



УНИВЕРЗИТЕТ У НИШУ  
МАШИНСКИ ФАКУЛТЕТ



**Младен А. Томић**

**ЕКСПЕРИМЕНТАЛНО И НУМЕРИЧКО ИСТРАЖИВАЊЕ  
ТЕРМО-СТРУЈНИХ ПРОЦЕСА У ПАКЕТУ ПЕРФОРИРАНИХ  
ПЛОЧА**

**ДОКТОРСКА ДИСЕРТАЦИЈА**

Ниш, 2015.

---



UNIVERSITY OF NIŠ  
FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING



**Mladen A. Tomić**

**EXPERIMENTAL AND NUMERICAL INVESTIGATION OF  
THERMAL AND FLUID FLOW PROCESSES IN PACKAGE OF  
PERFORATED PLATES**

**PhD Thesis**

Niš, 2015.

---



## ПОДАЦИ О МЕНТОРУ И ЧЛАНОВИМА КОМИСИЈЕ

### Ментор

др Мића Вукић, ванр. проф.

Машинског факултета Универзитета у Нишу

УНО: Термотехника, термоенергетика и процесна техника

### Комисија

др Градимир Илић, ред. проф.

Машинског факултета Универзитета у Нишу

УНО: Термотехника, термоенергетика и процесна техника

др Жарко Стевановић, научни саветник

Института за нуклеарне науке Винча

УНО: Механика флуида и пренос топлоте и материје

др Јелена Јаневски, ванр. проф.

Машинског факултета Универзитета у Нишу

УНО: Термотехника, термоенергетика и процесна техника

др Предраг Живковић, доцент

Машинског факултета Универзитета у Нишу

УНО: Термотехника, термоенергетика и процесна техника



# ЕКСПЕРИМЕНТАЛНО И НУМЕРИЧКО ИСТРАЖИВАЊЕ ТЕРМО-СТРУЈНИХ ПРОЦЕСА У ПАКЕТУ ПЕРФОРИРАНИХ ПЛОЧА

## РЕЗИМЕ

Једна од најважнијих особина размењивача топлоте, поред њихове ефикасности јесте и компактност, односно повољан однос активне површине према запремини. Потреба за постизањем високе ефикасности и компактности истовремено, као и великих радних притисака, довела је до појаве размењивача топлоте са перфорираним плочама, или како се још називају у доступној литератури *Matrix Heat Exchangers (MHE)*.

У овој докторској дисертацији је спроведено нумеричко и експериментално истраживање термо-струјних процеса у пакету перфорираних плоча с циљем добијања инжењерских процедура за њихово димензионисање.

Експериментално истраживање је обављено у лабораторији за Термотехнику и термоенергетику на Машинском факултету у Нишу. У експерименталном делу истраживања испитивани су пакети перфорираних плоча са једном, две и три плоче порозности 25,6%, дебљине 2 mm, са квадратним распоредом кружних отвора пречника 2 mm. Као грејни флуид коришћена је топла вода, док је грејани флуид био ваздух. Пакет плоча је смештен у каналу експерименталне коморе, на чијем се улазу налази потисни вентилатор, који има могућност регулације протока. Мерени су протоци флуида, падови притисака и температуре флуида на улазу и излазу из апарата, као и температуре ваздуха између плоча. Поред температура и протока мерени су и падови притиска са ваздушне стране у пакету са и без колектора. Како би се тачније одредио утицај броја плоча и позиције плоче у пакету на процес прелаза топлоте, формирана је мерна плоча на чијој су површини постављени термопарови и чија је позиција у пакету мењана.

У нумеричком делу истраживања је коришћен софтверски пакет PHOENICS 2014. У првом делу нумеричког истраживања је истраживан процес преноса топлоте код плоча чија је порозност од 10 до 50%, чиме је испитиван утицај порозности на пренос



топлоте. У другом делу нумеричког истраживања је формиран пакет од три плоче и испитиван је утицај растојања између плоча на процес преноса топлоте.

За валидацију нумеричког експеримента су послужили резултати добијени експерименталним путем, као и поређења са другим ауторима.

На основу извршених мерења и нумеричких симулација формиране су критеријалне једначине преноса топлоте у пакету перфорираних плоча, као и изрази за одређивање падова притиска.

**Кључне речи:** перфориране плоче, експериментално истраживање, 3Д симулације, пренос топлоте, пад притиска

Научна област: Техничко-технолошке науке

Ужа научна област: Термотехника, термоенергетика и процесна техника

УДК: 66.045.1:536.7[519.6+001.891.5(043.3)



# EXPERIMENTAL AND NUMERICAL INVESTIGATION OF THERMAL AND FLUID FLOW PROCESSES IN PACKAGE OF PERFORATED PLATES

## ABSTRACT

One of the most important characteristics of heat exchangers, besides thermal efficiency, is their compactness or surface area to volume ratio. The need to achieve high efficiency in a compact unit with high operating pressure has led to the development of heat exchangers with perforated plates or, as they are called in the literature, the Matrix Heat Exchangers (MHE).

In this PhD thesis experimental and numerical research was undertaken to measure the thermal and flow characteristics of an assembly of perforated plates, in an effort to obtain indications for engineering calculations.

The study was undertaken in the Laboratory for Thermal Engineering at the Faculty of Mechanical Engineering, Niš. In the experimental part of the study, packages of one, two and three 2 mm thick plates were used, with a porosity of 25.6% and a square arrangement of holes that were 2 mm in diameter. Water was used as the heating fluid, while the heated fluid was air. The package of plates was placed in the experimental chamber which had a fan as an inlet, with the ability to control the flow. The fluid flow rate, pressure drops and the temperatures of the fluids at the inlet and outlet of the chamber, as well as the temperature of air between the plates, were measured at the pre-defined locations in the perforated plate heat exchanger. Also, the pressure drop was measured for the perforated plate package with and without the water collector.

In the numerical part of this research, the PHOENICS 2014 software package was used. In the first part of the numerical study the heat transfer from plates with the porosity from 10 to 50% was investigated. In the second part of the numerical study, a package of three plates was established and the effect of distance between the plates was also examined.

Experimental results and the results of other authors were used to validate the numerical experiment.



On the basis of experimental and numerical results, criterial equations for heat transfer and formulas for pressure drop equations were established.

**Key words:** perforated plates, experimental research, 3D simulation, heat transfer, pressure drop

Scientific field: Engineering Sciences and Technology

Specialized scientific field: Thermal Engineering, Thermoenergetics and Process Engineering

UDC: 66.045.1:536.7[519.6+001.891.5(043.3)



## СПИСАК НАЈЧЕШЋЕ КОРИШЋЕНИХ ОЗНАКА

### Латинични симболи

A	$m^2$	површина
C	-	константа
$C_r$	-	однос топлотних еквивалената
c	$Jkg^{-1}K^{-1}$	специфични топлотни капацитет при сталном притиску
d	m	пречник
f	$m^2$	површина попречног пресека
h	$Jkg^{-1}$	енталпија
I	-	интензитет турбуленције
k	$m^2s^{-2}$	турбулентна кинетичка енергија
L	m	дужина, карактеристична дужина
l	m	турбулентна дужинска скала
$l_e$	m	дужина потребна за хидрауличко развијање струјања
$l_{et}$	m	дужина потребна за термичко развијање струјања
$\dot{m}$	$kg s^{-1}$	масени проток
n	-	број плоча
p	m	корак између отвора
p	Pa	притисак
$\Delta p$	Pa	пад притиска
$\dot{Q}$	W	топлотни флуks (топлотна снага)
q	$Jkg^{-1}$	специфична топлота
s	m	растојање између плоча (дебљина одстојника)
T	K	апсолутна температура
t	$^{\circ}C$	температура
t	s	време
U, $\bar{u}$	$ms^{-1}$	средња брзина струјања флуида
U	$Wm^{-2}K^{-2}$	кофицијент пролаза топлоте
U	m	обим
u	$ms^{-1}$	брзина струјања флуида
$\dot{V}$	$m^3s^{-1}$	запремински проток

### Грчки симболи

$\alpha$	$Wm^{-2}K^{-1}$	кофицијент прелаза топлоте
$\delta$	m	дебљина плоче
$\varepsilon$	-	ефикасност апарата
$\varepsilon$	$m^2s^{-3}$	дисипација турбулентне кинетичке енергије
$\eta$	-	ефикасност оребрења
$\lambda$	$Wm^{-1}K^{-1}$	кофицијент провођења топлоте
$\mu$	Pa·s	динамичка вискозност
$\nu$	$m^2s^{-1}$	кинематска вискозност
$\rho$	$kgm^{-3}$	густина
$\sigma$	-	порозност
$\Theta$	K	разлика температура
$\xi$	-	кофицијент отпора
$\omega$	$s^{-1}$	фреквенца турбуленције





## Индекси

cf	-	страна хелије
eq	-	еквивалентно
H	-	хладни крај
i	-	текућа координата
in	-	улаз
j	-	текућа координата
k	-	текућа координата
L	-	ваздух
max	-	максимално
mer	-	измерена вредност
min	-	минимално
l	-	текућа координата
out	-	излаз
pl	-	плоча
ref	-	референтно
sr	-	средња вредност
sim	-	вредност добијена на основу резултата нумеричке симулације
T	-	топли крај
t	-	турбулентно
w	-	вода

## Бездимензиони бројеви

$$j = \frac{Nu}{RePr^{1/3}} \quad \text{Колбурнов фактор}$$

$$Nu = \frac{\alpha L}{\lambda} \quad \text{Нуселтов број}$$

$$Pr = \frac{c_p \mu}{\lambda} \quad \text{Прантлов број}$$

$$Pe = RePr \quad \text{Пеклеов број}$$

$$Re = \frac{uL}{\nu} \quad \text{Рејнолдсов број}$$

$$St = \frac{Nu}{RePr} \quad \text{Стентонов број}$$



## **ЗАХВАЛНИЦА**

*Ова докторска дисертација је реализована у оквиру Лабораторије за Термотехнику на Машинском факултету у Нишу и резултат је вишегодишњег истраживања у области размењивача топлоте, као и сарадње са господином Бранком Бабићем и господином Миливојем Пејином, којима се овом приликом захваљујем.*

*Са посебним задовољством се захваљујем свом ментору, др Мићи Вукићу, ванредном професору Машинског факултета Универзитета у Нишу. Савети, упутства и сугестије били су од великог значаја при стварању комплетне слике дисертације, али и самог процеса конципирања и писања рада.*

*Драгоцену и безрезервну помоћ у експерименталном и нумеричком истраживању и реализацији докторске дисертације пружили су ми др Предраг Живковић и др Жарко Стефановић, и овом приликом им се најискреније захваљујем.*

*Дугујем захвалност и др Градимиру Илићу и др Јелени Јаневски на корисним сугестијама током истраживања и писања дисертације.*

*Највећу захвалност дугујем својој породици која ме је подржавала и охрабривала да савладам изазове и решавам проблеме.*

*У Нишу, фебруара 2015. године*

*Аутор*



## САДРЖАЈ

<u>1. УВОД</u> .....	1
1.1 РАЗМЕЊИВАЧИ ТОПЛОТЕ ТИПА ЦЕВ-У-ЦЕВИ .....	2
1.2 ДОБОШАСТИ РАЗМЕЊИВАЧИ ТОПЛОТЕ .....	2
1.3 РАЗМЕЊИВАЧИ ТОПЛОТЕ СА ОРЕБРЕНИМ ЦЕВИМА .....	3
1.4 ОРОШАВАЈУЋИ РАЗМЕЊИВАЧИ ТОПЛОТЕ .....	4
1.5 РАЗМЕЊИВАЧИ ТОПЛОТЕ ПОТОПЉЕНОГ ТИПА .....	5
1.6 РАЗМЕЊИВАЧИ ТОПЛОТЕ СА ЦЕВНОМ ЗМИЈОМ .....	5
1.7 ПЛОЧАСТИ РАЗМЕЊИВАЧИ ТОПЛОТЕ .....	6
1.8 КОМПАКТНИ РАЗМЕЊИВАЧИ ТОПЛОТЕ .....	7
1.9 РАЗМЕЊИВАЧИ ТОПЛОТЕ СА ПЕРФОРИРАНИМ ПЛОЧА .....	9
1.10 ЦИЉ РАДА.....	10
1.11 СТРУКТУРА РАДА .....	11
<u>2. ПРЕГЛЕД ИСТРАЖИВАЊА ТЕРМО-СТРУЈНИХ ПРОЦЕСА КОД ПЕРФОРИРАНИХ ПЛОЧА</u> .....	13
2.1 ПРЕНОС ТОПЛОТЕ СА ПРЕДЊЕ СТРАНЕ ПЕРФОРИРАНЕ ПЛОЧЕ.....	13
2.2 ПРЕНОС ТОПЛОТЕ УНУТАР ПЕРФОРАЦИЈЕ .....	16
2.3 ПРЕНОС ТОПЛОТЕ СА ЗАДЊЕ СТРАНЕ ПЕРФОРИРАНЕ ПЛОЧЕ.....	22
2.4 УКУПНИ ПРЕНОС ТОПЛОТЕ ПЕРФОРИРАНЕ ПЛОЧЕ .....	22
2.5 ТЕМПЕРАТУРСКО ПОЉЕ ПЕРФОРИРАНЕ ПЛОЧЕ .....	25
2.6 ПРОВОЂЕЊЕ ТОПЛОТЕ КРОЗ ШТАП КОНСТАНТНОГ И КВАЗИ-КОНСТАНТНОГ ПОПРЕЧНОГ ПРесека .....	26
2.7 ОДРЕЂИВАЊЕ ЕФИКАСНОСТИ РЕБРА .....	29
2.8 БРОЈ ЈЕДИНИЦА ПРЕНОСА ТОПЛОТЕ - NTU .....	31
2.9 ПАДОВИ ПРИТИСКА .....	36
2.9.1 КОЕФИЦИЈЕНТ ТРЕЊА ПРИ СТРУЈАЊУ У ЦЕВИМА.....	36
2.9.2 ПРЕЛАЗНО ПОДРУЧЈЕ ИЗМЕЂУ ХРАПАВИХ И ГЛАТКИХ ЦЕВИ .....	37
2.9.3 ХИДРАУЛИЧКИ ХРАПАВЕ ЦЕВИ .....	37
2.9.4 ПАД ПРИТИСКА У КРАТКИМ ГЛАТКИМ ЦЕВИМА.....	37
2.9.5 ПАД ПРИТИСКА ПРИ СУЖЕЊУ СТРУЈНОГ ПРесека .....	38
2.9.6 ПАД ПРИТИСКА ПРИ ПРОШИРЕЊУ СТРУЈНОГ ПРесека .....	39
2.9.7 УКУПНИ ПАД ПРИТИСКА .....	40
2.10 СТРУЈНА СЛИКА УСЛОВЉЕНА СТРУЈАЊЕМ КРОЗ ПЕРФОРИРАНУ ПЛОЧУ .....	41
<u>3. ЕКСПЕРИМЕНТАЛНО ИСТРАЖИВАЊЕ</u> .....	43
3.1 МЕРНА ОПРЕМА.....	47
3.1.1 УРЕЂАЈИ ЗА МЕРЕЊЕ ТЕМПЕРАТУРЕ ПЛОЧЕ И ВАЗДУХА .....	47



3.1.2	УРЕЂАЈ ЗА МЕРЕЊЕ ПРОТОКА ВАЗДУХА .....	48
3.1.3	УРЕЂАЈ ЗА МЕРЕЊЕ ПРОТОКА И ТЕМПЕРАТУРЕ ВОДЕ .....	49
3.1.4	ОДРЕЂИВАЊЕ ТОПЛОТНЕ СНАГЕ АПАРАТА .....	49
3.1.5	МЕРЕЊЕ ПАДА ПРИТИСКА СА ВАЗДУШНЕ СТРАНЕ .....	50
3.1.6	РЕЗУЛТАТИ МЕРЕЊА ТЕМПЕРАТУРЕ ПЛОЧЕ .....	50
3.1.7	ГРЕШКА МЕРЕЊА ТЕМПЕРАТУРЕ ПЛОЧЕ .....	55
3.1.8	ГРЕШКА МЕРЕЊА ТЕМПЕРАТУРЕ ВАЗДУХА .....	55
3.1.9	РЕЗУЛТАТИ МЕРЕЊА ПАДА ПРИТИСКА СА ВАЗДУШНЕ СТРАНЕ .....	56
3.1.10	ТАЧНОСТ МЕРЕЊА ПАДА ПРИТИСКА .....	56
3.2	ОДРЕЂИВАЊЕ МЕРНЕ НЕСИГУРНОСТИ ТОПЛОТНЕ СНАГЕ .....	57
<b>4.</b>	<b>НУМЕРИЧКО ИСТРАЖИВАЊЕ .....</b>	<b>59</b>
4.1.	МАТЕМАТИЧКИ МОДЕЛ .....	59
4.2	ОСРЕДЊЕНЕ НАВИЈЕ-СТОКСОВЕ ЈЕДНАЧИНЕ - RANS .....	61
4.3	ЗАТВАРАЊЕ СИСТЕМА ЈЕДНАЧИНА .....	64
4.4	МОДЕЛИРАЊЕ РЕЈНОЛДСОВИХ НАПОНА .....	64
4.5	МОДЕЛ ПУТАЊЕ МЕШАЊА .....	66
4.6	ОСНОВЕ <i>k-<math>\epsilon</math></i> МОДЕЛА .....	67
4.7	СТАНДАРДНИ <i>k-<math>\epsilon</math></i> МОДЕЛ .....	68
4.8	RNG <i>k-<math>\epsilon</math></i> МОДЕЛ .....	69
4.9	<i>k-<math>\omega</math></i> МОДЕЛ .....	70
4.10	ГРАНИЧНИ УСЛОВИ СИМУЛАЦИЈЕ .....	70
4.10.1	ЗИДНЕ ФУНКЦИЈЕ .....	71
4.10.2	РАВНОТЕЖНЕ ЛОГАРИТАМСКЕ ЗИДНЕ ФУНКЦИЈЕ .....	72
4.10.3	НЕРАВНОТЕЖНЕ ЛОГАРИТАМСКЕ ЗИДНЕ ФУНКЦИЈЕ .....	74
4.11	ДИСКУСИЈА МОДЕЛА .....	75
4.12	НУМЕРИЧКА ПРОЦЕДУРА .....	77
4.13	ОСНОВЕ МЕТОДЕ КОНАЧНИХ ЗАПРЕМИНА .....	78
4.14	СТРУКТУРА КОРИШЋЕНОГ ПРОГРАМСКОГ ПАКЕТА .....	81
4.15	ОДАБИР МОДЕЛА .....	82
4.15.1	ИЗБОР ДИСКРЕТИЗАЦИОНЕ ШЕМЕ .....	83
4.15.2	ИЗБОР МОДЕЛА .....	85
4.15.3	ИЗБОР МРЕЖЕ .....	85
4.16	МОДЕЛИРАЊЕ СТРУЈАЊА КРОЗ ЈЕДНУ ПЛОЧУ .....	88
4.17	МОДЕЛИРАЊЕ СТРУЈАЊА КРОЗ ПАКЕТ ПЛОЧА .....	88
4.18	ВАЛИДАЦИЈА НУМЕРИЧКОГ МОДЕЛА .....	90
<b>5.</b>	<b>АНАЛИЗА РЕЗУЛТАТА .....</b>	<b>97</b>
5.1	ПАКЕТ ОД ДВЕ ПЛОЧЕ .....	102
5.2	ПАКЕТ ОД ТРИ ПЛОЧЕ .....	102
5.3	ОДРЕЂИВАЊЕ РЕЗУЛТУЈУЋЕГ КОЕФИЦИЈЕНТА ПРЕЛАЗА ТОПЛОТЕ ЗА ПАКЕТ ПЛОЧА .....	104
5.4	УТИЦАЈ РАСТОЈАЊА ИЗМЕЂУ ПЛОЧА .....	105
5.5	РАЗМЕНА ТОПЛОТЕ У ПАКЕТУ .....	105
5.6	ЕФИКАСНОСТ ПЕРФОРИРАНЕ ПЛОЧЕ .....	108
5.7	ЕФИКАСНОСТ РАЗМЕНЕ ТОПЛОТЕ У ПАКЕТУ .....	108
5.8	ПАДОВИ ПРИТИСКА КРОЗ ПАКЕТ ПЕРФОРИРАНИХ ПЛОЧА .....	110



---

5.9 УКУПАН ПАД ПРИТИСКА КРОЗ ПАКЕТ .....	112
<u>6. ЗАКЉУЧАК .....</u>	<u>114</u>
<u>7. ЛИТЕРАТУРА .....</u>	<u>118</u>
<u>8. ПОПИС СЛИКА .....</u>	<u>126</u>
<u>9. ПОПИС ТАБЕЛА .....</u>	<u>129</u>
<u>10. БИОГРАФИЈА АУТОРА .....</u>	<u>130</u>



## 1. УВОД

Размењивачи топлоте представљају процесне апарате чија је основна намена размена топлоте између два или више флуида. Размењивачи топлоте имају широку примену у великом броју индустријских постројења, попут инсталација централног грејања, постројења за припрему топле воде, производњу електричне енергије, климатизацију, рекулерацију топлоте, а нарочито у хемијској и прехранбеној индустрији.

Основни проблем у примени ових апарата је сложеност одређивања излазних параметара или одређивање оптималне конструкције која обезбеђује захтеване параметре. Тешкоће које настају у избору ових апарата последица су сложених процеса размене топлоте. У поступку примене, поред познавања механизма размене топлоте, потребно је познавати и технолошки процес који се обавља помоћу размењивача топлоте, као и конфигурацију струјања и геометријске утицаје на добијање оптималне конструкције.

Различите конструкције размењивача топлоте у неком технолошком процесу при истим улазним параметрима, могу имати исти одзив, односно постићи исте излазне параметре. Та чињеница нам говори да геометрија апарата не може бити одређена само на основу улаза и излаза из система. Последица наведене неодређености је појава великог броја различитих конструкција ових апарата. Једна од класификација је на основу конструкционх решења, по којој се размењивачи топлоте могу поделити на:

- размењиваче топлоте типа цев-у-цеви,
- добошасте размењиваче топлоте,
- размењиваче топлоте са оребреним цевима,
- орошавајуће размењиваче топлоте,
- размењиваче топлоте потопљеног типа,
- размењиваче топлоте са цевном змијом,

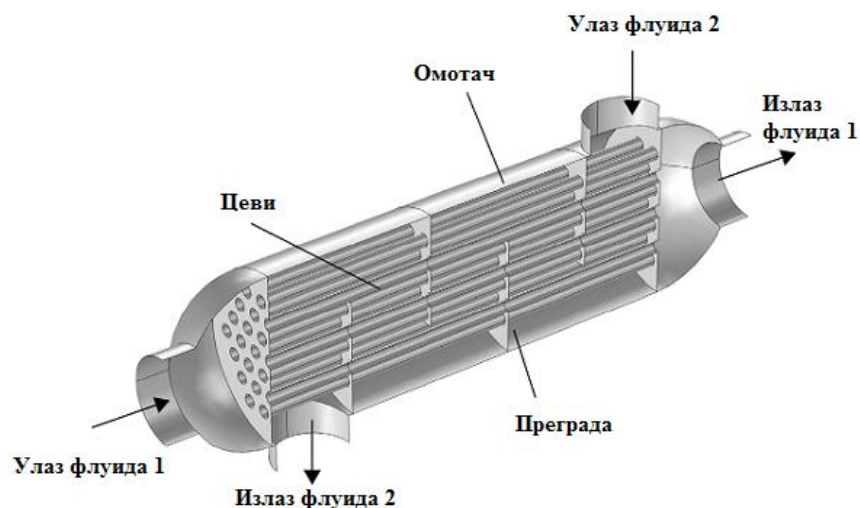
- плочасте размењиваче топлоте,
- компактне размењиваче топлоте.

## 1.1 Размењивачи топлоте типа цев-у-цеви

Размењивачи топлоте типа цев-у-цеви се састоје од две коаксијално постављене цеви, при чему један флуид протиче кроз унутрашњу цев, а други кроз прстенести (ануларни) простор између унутрашње и спољашње цеви. Овакве јединице се могу повезати у батерију, при чему се остварује паралелна или редна веза између појединачних апарата. Примењују се за мање топлотне снаге, у распону температура од  $-40$  до  $450^{\circ}\text{C}$  и притиске до  $90\text{bar}$ . Одликују се веома једноставном израдом, што је један од разлога за њихову широку примену у индустрији, иако је специфичан утрошак материјала доста велики.

## 1.2 Добошасте размењивачи топлоте

Добошасте размењивачи топлоте се састоје из цилиндричног омотача (плашта) у коме се налази цевни сноп, који се састоји од већег броја цеви (чак и до неколико хиљада цеви). Цеви се спајају цевним плочама, које могу бити непокретне или се једна од њих може померати, како би се на високим температурама компензовале дилатације. На слици 1.1 је приказан изглед једног добошастог размењивача топлоте.



Слика 1.1 Добошасте размењивач топлоте<sup>1</sup>

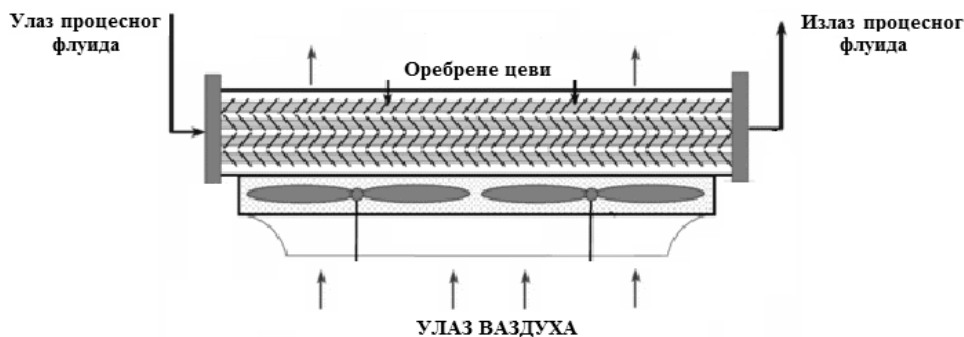
<sup>1</sup> Преузето са сајта <http://www.comsol.com/blogs/how-model-shell-and-tube-heat-exchanger/>

Постоје и добошасте размењивачи са U - цевима који имају само једну цевну плочу. Израђују се у већем броју варијантних решења, при чему се могу поставити у хоризонтални и вертикални положај или (доста ретко) под нагибом. Основни елементи добошастих размењивача (цевни сноп, омотач, цевна плоча, итд.) се најчешће израђују од челика и обојених метала, али се могу применити и други материјали [1,2,3].

Добошасте размењивачи топлоте се одликују прилично компактном конструкцијом, релативно малим специфичним утрошком материјала и високом ефикасношћу. Израђују се у различитим величинама са површином за размену топлоте и преко хиљаду квадратних метара. На савременом тржишту размењивача топлоте добошасте размењивачи заузимају централно место са око 64% од укупног броја продатих размењивача топлоте [4].

### 1.3 Размењивачи топлоте са оребреним цевима

Под размењивачима топлоте са оребреним цевима се подразумевају апарати код којих су цеви у снопу оребрене са спољашње стране. Кроз цеви апарата протиче процесни или енергетски флуид, а са спољашње стране цеви гасови. Уколико се овакви апарати користе за хлађење процесног/енергетског флуида, као хладнији флуид се може користити ваздух, па се ови апарати зову и размењивачи топлоте хлађени ваздухом. Струјање гаса, односно ваздуха, се остварује принудно, помоћу вентилатора, а постоје и апарати са природним струјањем гаса (нпр. продукти сагоревања високе температуре). Вентилатори могу бити усисни или потисни, при чему се користе и аксијални и радијални вентилатори (у пракси се најчешће срећу усисни аксијални вентилатори).



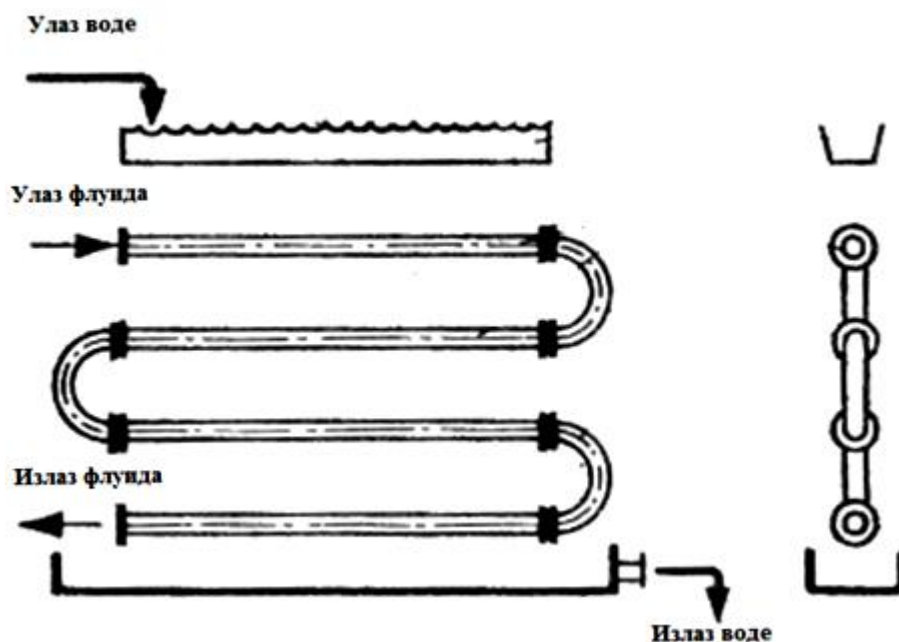
Слика 1.2 Размењивач топлоте са ваздушним хлађењем



На слици 1.2 је шематски приказан размењивач топлоте са ваздушним хлађењем. Мали интензитет прелаза топлоте између гаса и спољашње површине цеви се компензује релативно великом површином ребара. Проток ваздуха кроз ваздушне хладњаке се мења у зависности од локалних климатских услова у току године, изменом броја обртаја вентилаторског кола, променом угла лопатица вентилатора или помоћу жалузина. Коришћење овог типа апарата се препоручује у подручјима без довољно воде за хлађење и када температурски режим дозвољава употребу ваздуха као хладнијег флуида. Повећање интензитета хлађења се може остварити квашењем спољашње површине цеви помоћу воде која се распршује преко цевног снопа.

#### 1.4 Орошавајући размењивачи топлоте

Често се срећу и под називом размењивачи са падајућим течним филмом. Састоје се од снопова цеви кроз које протиче топлији флуид које су у неким решењима међусобно спојене металним листовима преко којих се прелива вода која кваси спољашњу површину цеви и листова (слика 1.3). Изнад цевног регистра се поставља дистрибутер течности чија је сврха да обезбеди равномерну расподелу течности по свим цевима размењивача [1,5,6,7]. Због велике латентне топлоте воде, чак и при релативно малим количинама испарене воде имамо знатну количину размењене топлоте. Они се углавном користе као кондензатори у расхладној техници.



Слика 1.3 Орошавајући размењивач топлоте [1]

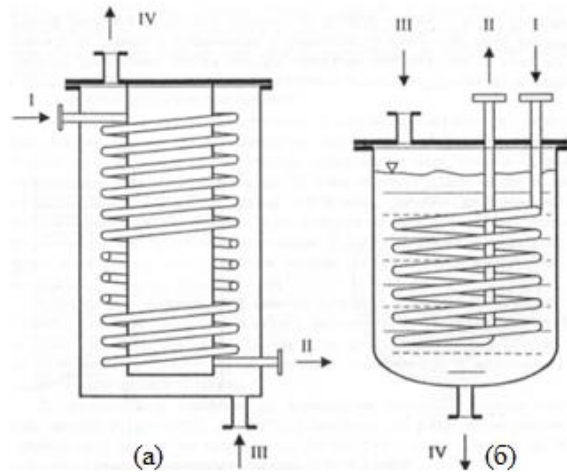


## **1.5 Размењивачи топлоте потопљеног типа**

Ова врста размењивача се састоји од цевних регистара потопљених у резервоаре, при чему се довођење и одвођење топлоте углавном врши природном конвекцијом, мада је могуће помоћу мешалице извести и принудну конвекцију. Једноставне су конструкције, али имају велику масу у односу на друге типове апарата [1,6].

## **1.6 Размењивачи топлоте са цевном змијом**

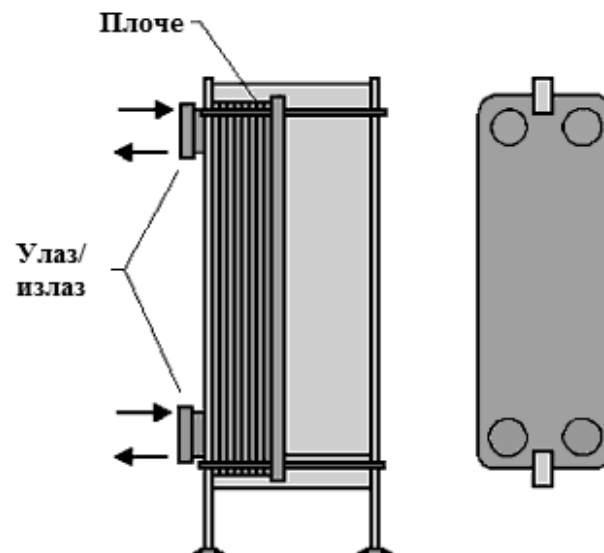
Апарати овог типа се састоје од цевне змије смештене у цилиндрични омотач, и користе се као проточни (слика 1.4.а) или шаржни апарати (слика 1.4.б). Код проточних апарата је карактеристично да је проток течности кроз цевну змију значајно мањи од протока течности која струји око змије, као што је случај код хладњака дестилата у дестилеријама за производњу алкохолних пића (топлији флуид је алкохолни дестилат, а хладнији вода) или хладњака воде која се ради одсољавања одводи из котлова, при чему је хладнији флуид свежа вода која се после загревања уводи у дегазатор. При струјању флуида кроз цевну змију размена топлоте је већег интензитета него код правих цеви, што доприноси смањењу димензија апарата [8]. То за последицу има већу компактност него у случају добошастих размењивача топлоте. Употреба оваквих апарата као кондензатора није честа, а кондензација се може одвијати или у цевној змији или са спољаше стране цевне змије. Постоје и решења овог типа апарата и са више цевних змија повезаних колекторима. За све апарате овог типа је карактеристично да омогућавају рад са великим разликама притиска радних флуида, при чему, по правилу, флуид вишег притиска струји кроз цевну змију. Такође, мора се поменути да је одржавање чистоће спољне површине цевне змије врло једноставно, али је унутрашња страна цеви неприступачна за механичко чишћење.



Слика 1.4 Размењивач топлоте са цевном змијом [1]

## 1.7 Плочасти размењивачи топлоте

Плочасти размењивачи топлоте се израђују од равних или профилисаних плоча између који се формира међупростор за струјање флуида [9,10]. Плоче могу бити демонтажне или међусобно заварене образујући нерасклопиве или полурасклопиве апарате. Расклопиви или полурасклопиви апарати се користе за дијапазон температура од  $-30$  до  $180^{\circ}\text{C}$  и притиске до  $25\text{bar}$ , а нерасклопиви за температуре од  $-150$  до  $400^{\circ}\text{C}$  и притиске до  $40\text{bar}$ . Пример једног плочастиг размењивача је дат на слици 1.5.



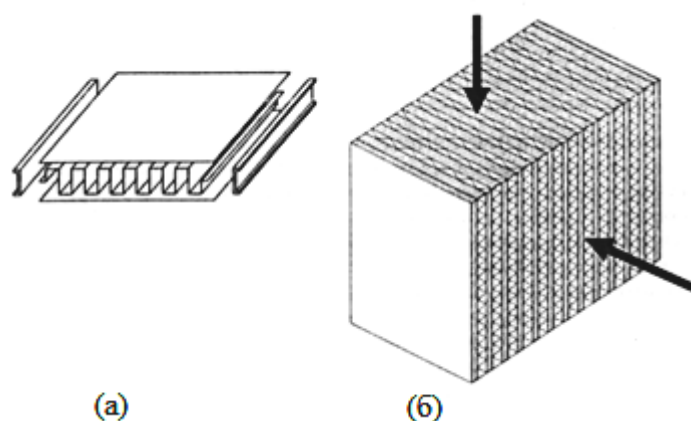
Слика 1.5 Плочасти размењивач топлоте<sup>2</sup>

<sup>2</sup> Преузето са сајта <http://www.thermopedia.com/content/832/>

## 1.8 Компактни размењивачи топлоте

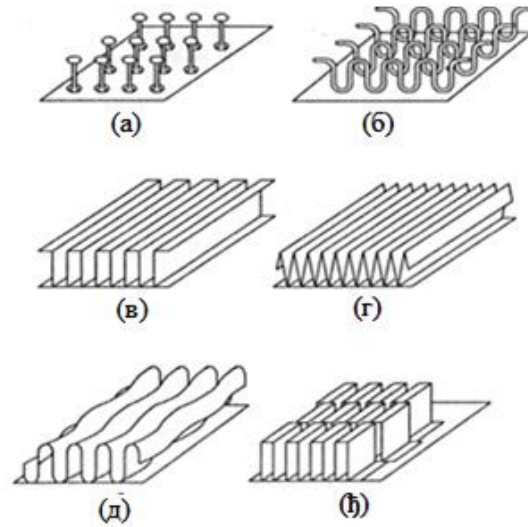
Једна од најважнијих особина размењивача топлоте, поред њихове ефикасности јесте и компактност, односно веома што већи активне површине према запремини. За размену топлоте без промене фазе, компактним размењивачима топлоте се сматрају они чији је однос површине размене и запремине већи од  $700\text{m}^2/\text{m}^3$ . Пример компактног размењивача топлоте је нпр. хладњак код аутомобила ( $1000\text{m}^2/\text{m}^3$ ). Размењивачи топлоте овог типа се одликују великом компактношћу (обично  $600 - 2200\text{m}^2/\text{m}^3$ , максимално  $4500\text{m}^2/\text{m}^3$ ), могућношћу остваривања супротносмерног, истосмерног или унакрсног тока, па чак и за више од два радна флуида у једном апарату. Поређења ради, људска плућа имају компактност од  $17500\text{m}^2/\text{m}^3$  [11,12]. Користе се као загрејачи, хладњаци, кондензатори и испаривачи, како за течности, тако и за паре и гасове. За размењиваче израђене од алуминијума уобичајени распон температура радних флуида је од  $-268^\circ\text{C}$  до  $260^\circ\text{C}$ , за притиске до 6бар. Размењивачи топлоте од челика могу да издрже притиске до 30бар (неке конструкције и до 80бар), а максимална радна температура износи до  $650^\circ\text{C}$ .

Основни елемент конструкције компактних размењивача се састоји од две равне разделне плоче, између којих се поставља профилисано ребро (слика 1.6.а). Већи број ових елемената спојених у компактну целину представља размењивач топлоте (слика 1.6.б).



Слика 1.6 Компактни размењивач топлоте [1]

Облик ребара се одабира независно за сваки од радних флуида. Уколико се оребравањем не постиже значајан учинак при размени топлоте, ребра се и изостављају.

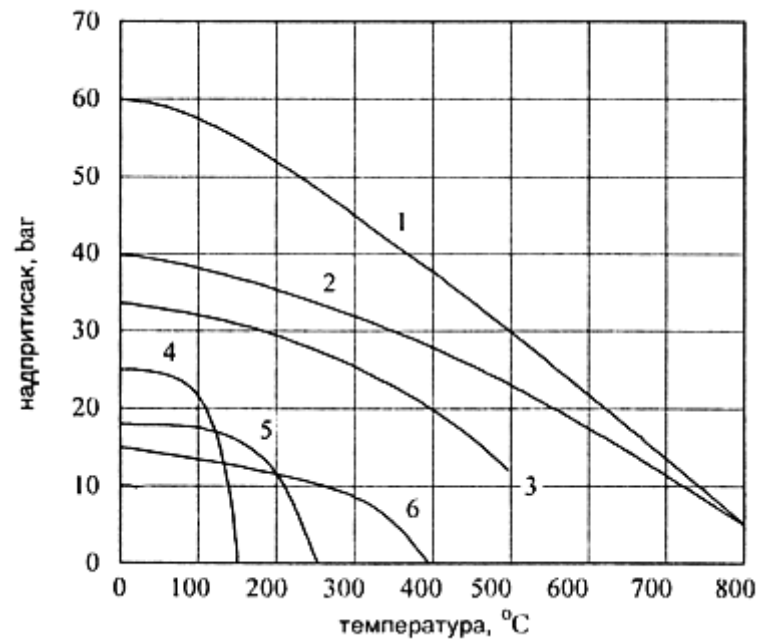


Слика 1.7 Нека извођења ребрења за компактне размењиваче топлоте [1]

У техничкој пракси су употребу нашула ребра различитих облика (има их преко 100 – слика 1.7). Ребра се обично израђују од лима као подужна ребра (простиру се у правцу струјања), као игличаста ребра или ребра од жице. Ребра се не морају простирати од једног до другог краја размењивача, већ се могу израђивати у мањим дужинама и постављати у тзв. смакнутом распореду, чиме се постиже већи интензитет прелаза топлоте нарочито при ламинарном струјању флуида, због "разарања" граничног слоја [1]. Лим од кога се израђују ребра може бити перфориран, чиме се такође постижу веће вредности коефицијента прелаза топлоте. Општи технички показатељи за различите типове размењивача, као и њихове области примене су дати у табели 1.1 и на слици 1.8.

**Табела 1.1 Општи технички показатељи за различите типове размењивача [1]**

<i>Тип размењивача</i>	<i>Компактност [m<sup>2</sup>/m<sup>3</sup>]</i>	<i>Јединична маса [kg/m<sup>2</sup>]</i>	<i>Релативни утрошак материјала према маси апарата</i>
Цев-у-цеви	4–15	175	1,5–4,5
Добошаста	15–40	30–80	1
Орошавајући	3–6	40–60	0,5–2
Потопљени	5–10	90–120	1–5
Плочасти	10–60	5–20	0,06–0,7
Компактни	300–600	5–10	0,06–0,3



Слика 1.8 Област примене појединих типова размењивача топлоте 1 – добошаста размењивачи топлоте пречника до  $\varnothing$  400 mm, 2 – добошаста размењивачи топлоте пречника до  $\varnothing$  1000 mm, 3 – ламеласта размењивачи топлоте, 4 – плочаста размењивачи топлоте са заптивачем од гуме, 5 – плочаста размењивачи топлоте, 6 – спирални размењивачи топлоте [1]

## 1.9 Размењивачи топлоте са перфорираним плоча

Потреба за истовременим постизањем високе ефикасности и компактности, као и великих радних притисака, довела је до појаве размењивача топлоте са перфорираним плочама [13,14] или како се још називају у доступној литератури *Matrix Heat Exchangers* (МНЕ). Ови размењивачи се састоје од пакета перфорираних плоча међусобно раздвојених одстојницима, чиме се осим заптивености обезбеђује и одговарајући простор за струјање флуида. Плоче су постављене управно на правац струјања, чиме се обезбеђује висок коефицијент прелаза топлоте. Плоче су подељене на две зоне, по једна за хладан и топао ток, при чему се топлота кондуктивно преноси од зоне топлијег ка зони хладнијег флуида.

Иако су већ дужи низ година присутни у техници, размењивачи топлоте са перфорираним плочама су веома мало истражени и експлоатисани, иако постоје назнаке да би ефикасност оваквих размењивача могла да буде већа и за више од 20% у односу на конвенционалне размењиваче топлоте без променом фазе флуида [15].



Првобитно је очекивано да ови уређаји нађу примену у процесу дестилације ваздуха. Њихова предност је лежала у чињеници да могу да издрже високе радне притиске, при чему неке конструкције могу издржати притисак и до 1150bar [16,17]. Иако нису нашли ширу примену у области дестилације ваздуха због развоја плочастих размењивача топлоте, развој размењивача топлоте са перфорираним плочама је надаље усмерен ка производњи утечњеног хелијума. У последње време ови размењивачи су нашли примену као крио-хладњаци који раде на основу обрнутог Брајтоновог (Brayton) циклуса и као делови соларних колектора, којима се прикупља и дистрибуира соларна енергија.

Као илустрација о недовољној истражености ових размењивача може послужити податак да се у стручној и уџбеничкој литератури на нашем подручју готово и не спомињу. Ово је довољан разлог да се изврше истраживања и публикују резултати везани за размењиваче топлоте овакве конструкције. Основни циљ овог истраживања би био да се утврде режими рада ових размењивача у ширем опсегу очекиваних стања радних флуида, као и могућа конструкцијска решења.

Размена топлоте код размењивача топлоте са пакетом перфорираних плоча се одвија кондуктивно дуж плоча и конвективно између плоча и флуида. На интензитет размене код ових уређаја утицај имају порозност плоче (однос површине отвора и површине целе плоче –  $\sigma$ ), распоред отвора (коридорни и шаховски), облик отвора (кружни, квадратни и сл.), као и дебљина саме плоче [17-32]. Поред наведених параметара утицај има и растојање између плоча, као и број плоча у пакету [20,21,22]. Значајан утицај на турбулизацију струје флуида има порозност плоче, којом је одређена величина контактне површине за прелаз топлоте и провођење топлоте кроз плочу [33-36]. На слици 1.9 су дате неке од конструкција размењивача топлоте са перфорираним плочама [36,37].

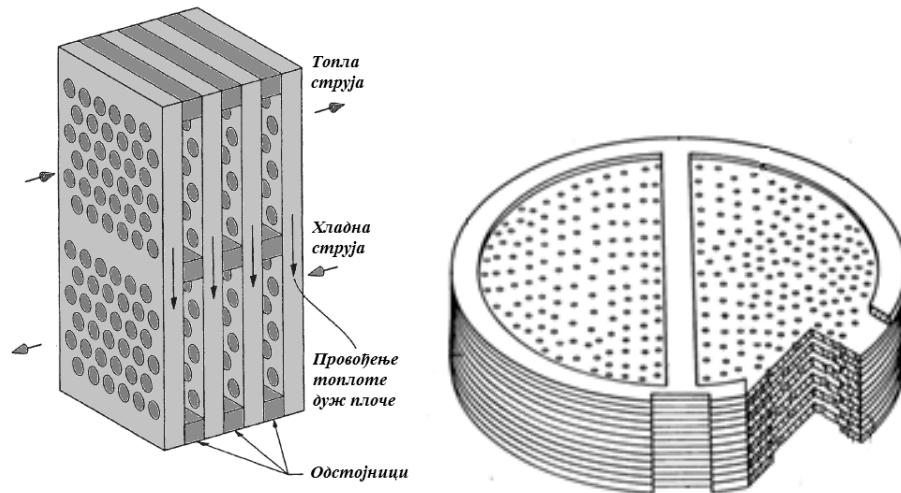
Осим код размењивача топлоте, перфориране плоче су нашле примену као апсорбери соларних колектора и као оребрења за ефикасније хлађење електорнике у радиостаницама [38,39].

## 1.10 Циљ рада

Циљ овог рада је да се добију практични изрази за пренос топлоте и падове притиска у пакету перфорираних плоча, којима би се могли користити за

димензионисање пакета, као и да пружи увид у механизме преноса топлоте, чиме описано истраживање доприноси поузданијем и тачнијем прорачуну прелаза топлоте унутар пакета перфорираних плоча.

У погледу даљег истраживања предложени нумерички поступак представља проверену основу за даље истраживање како појединачних перфорираних плоча, тако и конструкција размењивача топлоте са пакетом перфорираних плоча.



Слика 1.9 Нека извођења размењивача топлоте са перфорианим плочама [36,37]

## 1.11 Структура рада

Рад је тематски подељен на шест поглавља.

У првом поглављу је дат увод у проблематику размењивача топлоте конструисаних на принципу пакета перфорираних плоча.

У другом поглављу дат је преглед истраживања термострујних процеса у пакету перфорираних плоча. Истраживања су подељена на групу истраживања која се баве преносом топлоте са предње стране перфориране плоче, преносом топлоте у перфорацијама, преносом топлоте са задње стране перфориране плоче и укупан пренос топлоте од једне плоче и пакета перфорираних плоча, као и одговарајуће падове притиска. У оквиру теоријске поставке проблематике преноса топлоте извршен је посебан осврт на проблем одређивања температурног поља перфориране плоче. Из тог разлога је перфорирана плоча посматрана као једномерно ребро и у циљу решавања и поједностављења проблема провођења топлоте кроз перфорирану плочу, дат је преглед





израза за одређивање еквивалентне кондуктивности перфориране плоче. На крају поглавља је разматран проблем одређивања падова притиска кроз перфорирану плочу.

У трећем поглављу приказана је експериментална процедура за испитивање преноса топлоте у пакету перфорираних плоча. На крају поглавља дати су резултати мерења профила температуре на узводној и низводној страни перфориране плоче, температуре ваздуха и падова притиска при струјању ваздуха кроз пакет, као и оцена мерне несигурности.

У четвртном поглављу дат је преглед нумеричких процедура за решавање проблема преноса топлоте и извршен је одабир оптималне мреже и модела. По одабиру нумеричког модела приступљено је нумеричком експерименту. На крају поглавља је извршена валидација нумеричког експеримента уз оцену одступања и приказани су резултати нумеричког експеримента.

У петом поглављу је извршена анализа резултата реалног и нумеричког експеримента и изведене су критеријалне једначине за пренос топлоте и падове притиска у пакету перфорираних плоча. Извршена су поређења резултата физичког и нумеричког експеримента и поређење сопствених резултата са резултатима других аутора. Као резултат су дати изрази за рачунање коефицијента прелаза топлоте и падова притиска кроз пакет перфорираних плоча.

У шестом поглављу су дати закључци до којих је аутор дошао током анализе резултата, као и смернице за даља истраживања и побољшања добијеног нумеричког модела.

## 2. ПРЕГЛЕД ИСТРАЖИВАЊА ТЕРМО-СТРУЈНИХ ПРОЦЕСА КОД ПЕРФОРИРАНИХ ПЛОЧА

Побољшање процеса преноса топлоте се обично може постићи повећањем коефицијента преноса топлоте, површине за размену, или оба. У радовима [40-42] аутори су закључили да се за одређене вредности величине перфорација плоча, побољшава пренос топлоте у односу на пуну плочу. Конвективни пренос топлоте код перфориране плоче се одвија преко три контактне површине: предње стране плоче на коју струја флуида наилази, унутрашње површине перфорација и задње стране плоче. Брунгер (Brunger) и коаутори су проучавали ефикасност за сваку од три зоне преноса топлоте перфориране плоче [43]. У својој студији су разматрали плоче са великим односом између корака перфорација и пречника ( $>6,67$ ). Аутори су закључили да се под типичним условима рада, око 62% од укупног пораста температуре ваздуха јавља на предњој површини, 28% унутар перфорације, а свега 10% на полеђини плоче. Из анализа до којих је дошао Кучер (Kutscher) [38] може се закључити да утицај појединих зона зависи и од брзине ваздушне струје (Табела 2.1).

**Табела 2.1** Процентуални удео пренете топлоте у зависности од брзине ваздушне струје и зоне

Брзина [m/s]	Предња страна [%]	Перфорација [%]	Задња страна [%]
0,01	83	8	9
0,03	72	11	17
0,05	69	12	19
0,10	67	13	20

### 2.1 Пренос топлоте са предње стране перфориране плоче

Релевантна површина за пренос топлоте јесте изложена површина плоче, односно површина целе плоче умањена за површину перфорација. Спероу и Ортиз (Sparrow, Ortiz) су изучавали пренос топлоте код перфорираних плоча [44]. Они су први извршили визуализацију струјања на префорираној плочи са шаховским распоредом отвора применом смеше чађи и уља. У свом истраживању су показали како се на плочи



формира адијабатска граница по ивицама шестоугла који окружује једну перфорацију. Даље у свом експерименту су разматрали плочу са 19 перфорација шаховског распореда, коју су испунили нафтаљеном. Овако припремљена плоча је измерена са тачношћу од 0,1 mg и пуштен је ваздух да струји, при чему је нафтаљен сублимирао. Након одређеног времена маса плоче је поново измерена и на основу разлике у масама, одређена је количина сублимираног нафтаљена. Пошто је позната густина паре нафтаљена уз површину плоче и у бесконачности (сматра се да је једнака нули), срачунат је Шервудов (Sherwood) број  $Sh$ , који је аналоган Нуселтовом (Nusselt) броју, док је Шмитов (Schmit) број ( $Sc = 2,5$  за нафтаљен) аналоган Прантловом (Prandtl) броју. Веза између Шервудовог и Нуселтовог броја је

$$Nu = \left(\frac{Pr}{Sc}\right)^n Sh. \quad (2.1)$$

Спероу и Ортиз су извели своје експерименте за Рејнолдсов број од 2000 до 20000, однос корака  $p$  и пречника перфорације  $d$  од 2 до 2,5, односно при порозности од 14 до 22%. Као резултат истраживања, добијене су корелације у облику

$$Nu_p = 1,78Re^{0,476}, \quad p/d = 2,0, \quad (2.2)$$

$$Nu_p = 1,62Re^{0,476}, \quad p/d = 2,5. \quad (2.3)$$

Занимљиво је да је у њиховом истраживању карактеристична дужина за Нуселтов број корак отвора, док је за Рејнолдсов број пречник отвора.

У свом истраживању су покушали да екстраполирају изразе помоћу других карактеристичних величина

$$Nu_L = 0,881Re^{0,476}Pr^{1/3}, \quad (2.4)$$

где је карактеристична дужина  $L=A/p$ , при чему је  $A$  укупна површина плоче (без перфорација). Иако је овакав израз дао одлично поклапање са експерименталним истраживањем, не постоји јасна логика око избора карактеристичних дужина. Кучер је у свом истраживању закључио да ако се као карактеристична дужина за Нуселтов и Рејнолдсов број узме корак између отвора  $p$ , онда би релације (2.2) и (2.3) гласиле [38]:

$$Nu_p = 2,64Re_p^{0,476}, \quad (2.5)$$

$$p/d = 2,0,$$



и

$$\begin{aligned}Nu_p &= 2,69Re_p^{0,476}, \\p/d &= 2,5,\end{aligned}\tag{2.6}$$

при чему би јединствена релација са коефицијентом уз Рејнолдсов број вредности 2,66 или 2,67 дала поклапање са експерименталним истраживањем уз одступање од 1% [38].

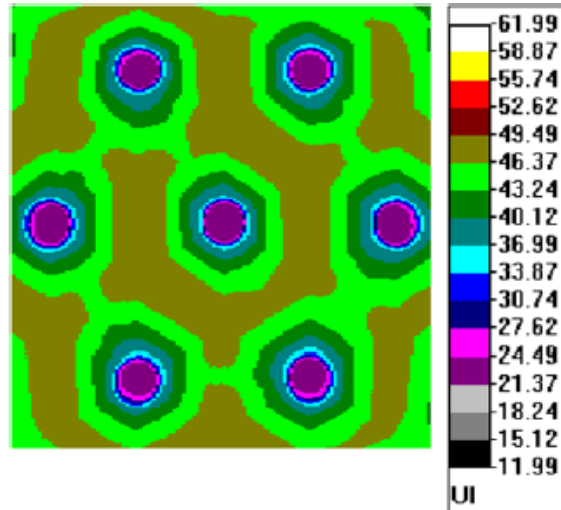
Група аутора окупљена око Дорињака (Dorignac) је извела експерименте у којима је испитивала пренос топлоте са предње стране перфориране плоче [45]. У свом истраживању су за опсег Рејнолдсових бројева у перфорацијама од 1000 до 12000 добили

$$Nu = 1,202 \left(\frac{p}{A^{0,5}}\right)^{1,879} \left(\frac{p}{d}\right)^{0,163} Re^{0,409},\tag{2.7}$$

где у овом изразу  $A$  представља активну површину предње стране плоче. У свом истраживању су користили за визуализацију преноса топлоте инфрацрвену камеру (слика 2.1).

Хејес (Hayes) је развио нумерички модел (CFD) за одређивање конвективног преноса топлоте са предње стране, унутрашњости перфорација и са задње стране перфориране плоче [46]. Нумерички модел перфориране плоче је имао шаховски постављене перфорације слично као што је Спероу поставио у свом истраживању [44]. Резултати које је добио су се слагали са делом Спероувљевих резултата у одговарајућем опсегу Рејнолдсових бројева и геометријских параметара, на основу чега је изведен закључак да је развијени CFD модел исправан [44,46]. Крајња једначина коју су добили за предњу страну плоче при Рејнолдсовим бројевима у посегу од 2000 до 20000 је облика

$$Nu = 1,057Re^{0,437}Pr^{0,333}.\tag{2.8}$$



Слика 2.1 Термовизијска слика испитиване плоче [45]

## 2.2 Пренос топлоте унутар перфорације

Како је однос пречника перфорације и дебљине плоче углавном у опсегу од 0,5 до 1, током струјања кроз перфорације не долази до формирања термичког и хидрауличког граничног слоја [36]. Стога струјање кроз перфорације танких плоча уопштено може да се сматра као термички и хидраулички неразвијено, са веома високим коефицијентом прелаза топлоте. Овај ефекат се увећава уколико је распоред отвора од плоче до плоче у пакету померен. При струјању кроз цеви, односно отворе, флуиду треба одређена дужина струјања како би могао да развије профил брзине након уласка у струјни простор цеви, или након проласка кроз кривине, компоненте попут вентила, пумпи, турбина и слично. У улазном региону, брзина се мења и у смеру струјања јер се профил брзине "прилагођава" од спољашњег профила на улазу ка "потпуно развијеном" профилу где зидови канала имају знатан утицај на струјање (слика 2.2). Струјање кроз цеви и цевасте површине се обично сматра ламинарним када је Рејнолдсов број испод 2300, у опсегу од 2300 до 4000 сматра прелазним, док се изнад 4000 струјање може сматрати турбулентним. При ламинарном струјању, ефикасан пренос топлоте се јавља у термичком улазном региону.

Код ламинарног струјања дужина потребна да се струјање хидраулички развије се може одредити из релације [47-50]

$$\frac{l_e}{d} \approx 0,05Re_d, \quad (2.9)$$



где је  $l_e$  дужина потребна за хидрауличко развијање струјања. Потребно је нагласити да у изразима за однос дужине потребне за хидрауличко развијање струјања и величине пречника, вредности коефицијента уз Рејнолдсов број се налазе у опсегу од 0,03 до 0,0565 зависно од аутора, односно истраживања [49,50].

У случају термички неразвијеног струјања, једначина (2.9) се практично модификује Прантловим бројем тако да се дужина потребна за термичко развијање струјања  $l_{et}$  рачуна на следећи начин [48-51]

$$\frac{l_{et}}{d} \approx 0,05 Re_d Pr, \quad (2.10)$$

односно за случај када је константан топлотни флуks зидова [48]

$$\frac{l_{et}}{d} = 0,037 Re_d Pr. \quad (2.11)$$

За  $Pr \approx 1$  долази до истовременог термичког и хидрауличког развијања струје флуида, док за  $Pr \gg 1$  долази до каснијег развијања термичког профила струје од хидрауличког профила. Код турбулентог струјања не постоји одговарајући израз за одређивање дужине потребне за развијање профила, али се зна да зависи у мањој мери од Рејнолдсовог броја, као и да је генерално у опсегу [48,51]

$$10 \lesssim \frac{l_e}{d} \lesssim 60. \quad (2.12)$$

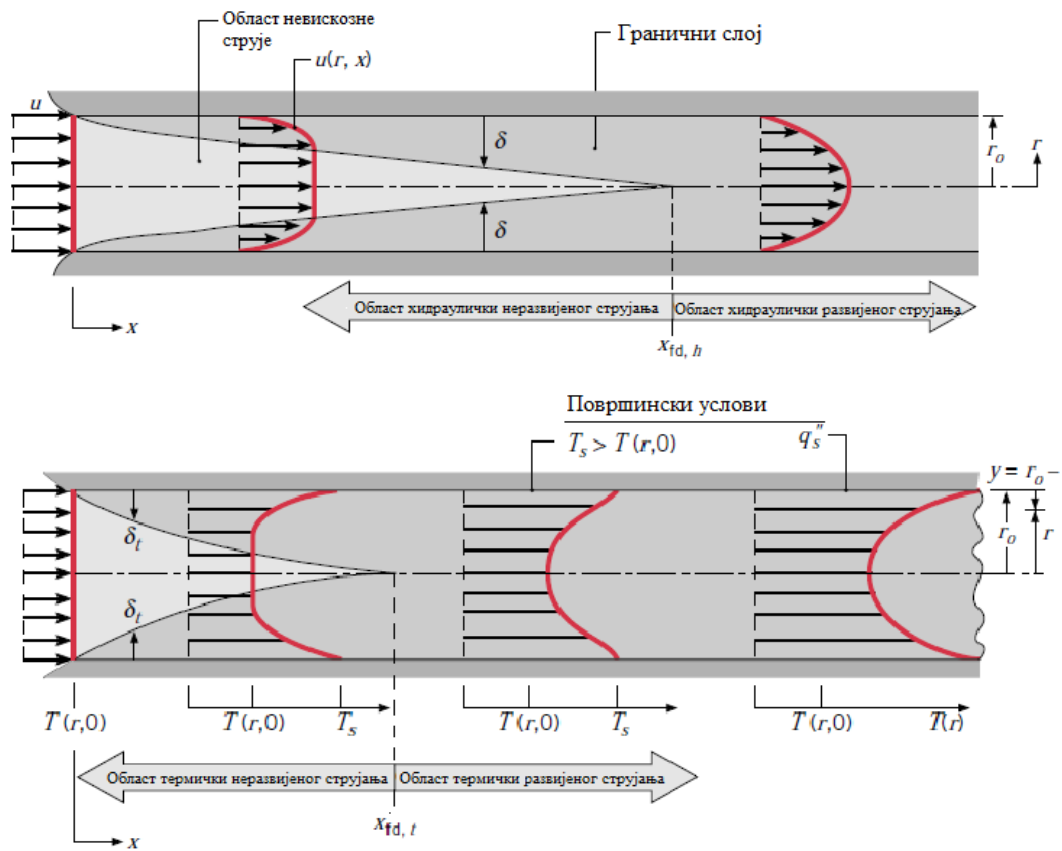
Корелацију за Нуселтов број код термички неразвијеног струјања су дали Зидер и Тејт (Sieder, Tate) изразом [52]

$$Nu = 1,86 \left( \frac{Re Pr d}{L} \right)^{1/3} \left( \frac{\mu_b}{\mu_w} \right)^{0,14}, \quad (2.13)$$

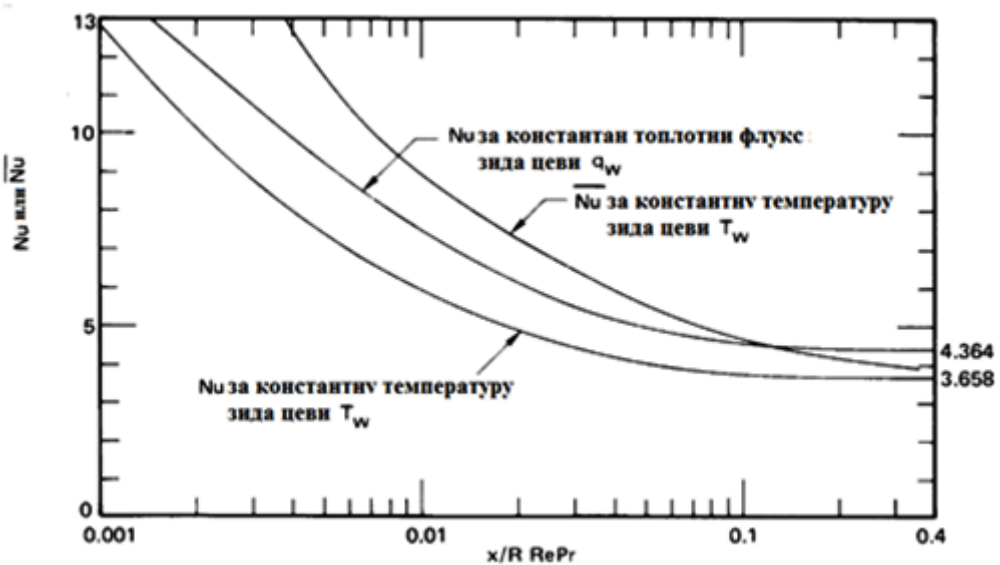
где је  $\mu_b$  динамички вискозитет флуида за средњу температуру флуида и  $\mu_w$  динамички вискозитет флуида при температури зида цеви.

Из израза (2.13) се може видети да се вредност Нуселтовог броја повећањем дужине цеви  $L$  смањује, што би значило да Нуселтов број тежи нули кад дужина цеви тежи бесконачности, што нема физичког смисла. То је из разлога што корелација Зидера и Тејта важи само за термички неразвијено струјање. У дугој цеви је Нуселтов број скоро константа независна од било којег од горе наведених параметара. Када је

температура зида униформна, Нуселтов број тежи 3,66, а када је топлотни флукс константан Нуселтов број тежи 4,36, као што је приказано на слици 2.3.



Слика 2.2 Брзински и температурни профил при развијању струјања [48]



Слика 2.3 Промена Нуселтовог броја у улазном региону цеви [49]



У литератури се може наћи корелација за случај термички и хидраулички развијеног ламинарног струјања у цевима за средњу вредност Нуселтовог броја за цев дужине  $L$  при константној температури зида [53, 54]

$$Nu = \left( 3,66 + \frac{0,065 \left( RePr \frac{d}{L} \right)}{1 + 0,04 \left( RePr \frac{d}{L} \right)^{2/3}} \right) \left( \frac{\mu_b}{\mu_w} \right)^{0,14}, \quad (2.14)$$

при чему се за разлику од корелације Зидера и Тејта, овај резултат може користити и на кратким и дугим цевима. Када дужина цеви расте, Нуселтов број тежи 3,66. У случају термички и хидраулички развијеног ламинарног струјања, када је температура зида константна, може се применити и једначина Хаузена (Hausen) [55,56]

$$Nu = \left( 3,66 + \frac{0,19 \left( RePr \frac{d}{L} \right)^{0,8}}{1 + 0,117 \left( RePr \frac{d}{L} \right)^{0,467}} \right) \left( \frac{\mu_b}{\mu_w} \right)^{0,14}. \quad (2.15)$$

У случају истовремено развијеног ламинарног струјања, могу се употребити изрази Штефана (Stefan) за случај зида са константном температуром [56,57]

$$Nu = \left( 3,66 + \frac{0,0677 \left( RePr \frac{d}{L} \right)^{1,33}}{1 + 0,1 \left( Re \frac{d}{L} \right)^{0,3}} \right) \left( \frac{\mu_b}{\mu_w} \right)^{0,14}, \quad (2.16)$$

и зида са константним топлотним флуksom

$$Nu = \left( 4,364 + \frac{0,086 \left( RePr \frac{d}{L} \right)^{1,33}}{1 + 0,1 \left( Re \frac{d}{L} \right)^{0,83}} \right) \left( \frac{\mu_b}{\mu_w} \right)^{0,14}. \quad (2.17)$$

Ова два израза важе када је  $0,7 < Pr < 7$ , односно када је  $Pr > 7$  и  $RePr \frac{d}{L} < 33$ . Коефицијент прелаза топлоте у току у развоју је добро изучен и може се приказати као функција Пеклеовог (Peclet) броја у следећем облику [58,59]

$$\alpha = \zeta 0,0465 Pe^{0,75} \frac{\lambda}{d}, \quad (2.18)$$





где је  $\zeta$  функција дужине цеви  $L$  и дужине потребне да се струјање развије  $l_e$ . Дужина  $l_e$  је једнака

$$l_e = 0,015Pe \cdot d. \quad (2.19)$$

Ознака  $Pe$  у једначинама 2.18 и 2.19 представља Пеклеов број који је једнак производу Рејнолдсовог и Прантловог броја, а вредности за  $\zeta$  су дате у табели 2.2

**Табела 2.2 Вредности за  $\zeta$  у зависности од  $L/l_e$  [58,59]**

$L/l_e$	0	0,01	0,05	0,1	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	$\infty$
$\zeta$	$\infty$	1,26	1,16	1,1	1,08	1,05	1,03	1,01	1,00	1,00

Лингуи (Linghui) је проучавао струјање кроз шаховски распоређене перфорације на плочи. Циљ истраживања био је да се утврди како утиче однос дебљине плоче и пречника отвора ( $\delta/d$ ) на процес преноса топлоте код перфориране плоче [25]. Експериментално је истраживао пренос топлоте за однос дебљине плоче и пречника отвора између 0,333 и 1,1666, при чему је пречник перфорације био константан, док је дебљина плоче варирана. У својим експериментима су користили технику сублимације нафталена, као и Спероу. Закључак у истраживању до којег су дошли је да се при односу ( $\delta/d$ ) од 0,5 до 1,1 коефицијент преноса топлоте практично не мења. Коначна једначина за Нуселтов број унутар перфорације је

$$Nu = 2,058Re^{0,487}. \quad (2.20)$$

У случају турбулентног струјања, за дужину потребну да се развије струјање се може усвојити да је [48]

$$\frac{l_e}{d} > 10. \quad (2.21)$$

Један од често цитираних израза за одређивање Нуселтовог броја за турбулентно струјање јесте израз Гниелинског (Gnielinski) [60]

$$Nu = \frac{0,125\xi(Re - 1000)Pr}{1 + 4,49\sqrt{\xi}(Pr^{2/3} - 1)} \left(\frac{\mu_b}{\mu_w}\right)^{0,14} f_G. \quad (2.22)$$

При турбулентном струјању, утицај дужине струјног тока се узима у обзир преко фактора  $f_G$  где је



$$f_G = 1 + \left(\frac{d}{L}\right)^{2/3}, \quad (2.23)$$

док  $\xi$  представља коефицијент трења флуида у цеви

$$\xi = (1,82 \log Re - 1,64)^{-2}. \quad (2.24)$$

Подручје важности израза Гниелинског је за  $2300 < Re < 10^6$  и  $0,5 < Pr < 10^3$ , као и  $\frac{d}{L} \leq 1$ . Израз Гниелинског, иако доста комплексан, прави грешку мању од 10%. За флуиде, код којих је  $Pr > 0,7$  овај израз се може користити и за случај константне температуре зида. Хаузен је дао израз за константан топлотни флуks зида [61]

$$Nu = 0,0235(Re^{0,8} - 230)(1,8Pr^{0,3} - 0,8) \left(\frac{\mu_b}{\mu_w}\right)^{0,14} f_G, \quad (2.25)$$

који је касније модификован

$$Nu = 0,0235 \left( Re^{0,8} - 266 + 510 \left(\frac{d}{L}\right)^{0,5} \right) (1,8Pr^{0,3} - 0,8) \left(\frac{\mu_b}{\mu_w}\right)^{0,14} f_G. \quad (2.26)$$

Изрази Гниелинског и Хаузена су најчешће примењиване критеријалне једначине за одређивање коефицијента прелаза топлоте у цевима и око цеви.

У случају прелазне области, резултати прорачуна према Хаузену и Гниелинском су непоуздани, јер струјање или није потпуно развијено, или је значајан утицај ламинарног струјања. Према Черчилу (Churchil) коефицијент прелаза топлоте у прелазној области је у функцији Нуселтовог броја у турбулентној и ламинарној области [62]

$$Nu = \left( \frac{1}{Nu_T^{10}} + \frac{1}{Nu_{lam}^{10}} \right)^{-1/10}, \quad (2.27)$$

где се Нуселтов број за турбулентну област  $Nu_T$  рачуна према изразима нпр. (2.22), (2.25) и (2.26), док је

$$Nu_{lam} = Nu_{L,kr} e^n \quad (2.28)$$

и



$$n = \frac{Re - 2300}{730}, \quad (2.29)$$

где је  $Nu_{L,kr}$  Нуселтов број за ламинарно струјање при Рејнолдсовом броју од 2300 и може се рачунати нпр. према неком од израза датим у једначинама (2.14-2.17).

### 2.3 Пренос топлоте са задње стране перфориране плоче

Пренос топлоте са задње стране плоче је релативно висок због сепарације струје флуида и резултујуће турбулизације струјања [63]. За пренос топлоте са задње стране се може очекивати да има исту карактеристичну дужину, као и са предње стране. Кумада, Хирата и Касаги (Kumada, Hirata, Kasagi) су изучавали коефицијенте преноса топлоте при хлађењу филма течности [64]. Њихово истраживање се базирало на техници сублимације нафталена, при чему је целокупна перфорирана плоча била израђена од нафталена. У овом истраживању је разматрана једна плоча са односом корака и пречника 5, са отворима постављеним под углом од  $30^\circ$ . Просечна вредност Стентоновог броја коју су добили за задњу страну плоче је

$$St = 0,00947Re_d^{-1/3}, \quad (2.30)$$

где је

$$St = \frac{\alpha}{\rho U_0 c_p} \quad (2.31)$$

и

$$Re = \frac{U_0 d}{\nu}. \quad (2.32)$$

Кучер је у свом истраживању преноса топлоте дао следећи израз за одређивање Нуселтовог броја за задњу страну плоче [38]

$$Nu_p = 2,67 + 0,425Re_p. \quad (2.33)$$

### 2.4 Укупни пренос топлоте перфориране плоче

При одређивању укупног коефицијента прелаза топлоте перфориране плоче, могу се практично искомбиновати корелације за све три области: предњу страну плоче,



површину перфорација и задњу страну плоче. Тако срачунати коефицијенти прелаза топлоте се потом могу осредњити као

$$\alpha = \frac{\sum_{i=1}^n \alpha_i A_i}{\sum_{i=1}^n A_i}, \quad (2.34)$$

чиме се добија резултујући коефицијент прелаза топлоте. Из практичних разлога је боље одредити средњи коефицијент прелаза топлоте, односно Нуселтов критеријум за целу перфорирану плочу. Нуселтов број је као и код предње и задње стране перфориране плоче углавном корелисан са Рејнолдсовим бројем, као и Прантловим бројем и геометријским факторима. Већина аутора је изводила релацију за Нуселтов број у облику [17]

$$Nu = C Re^n, \quad (2.35)$$

где су  $C$  и  $n$  функције геометријских параметара, а Рејнолдсов и Нуселтов број у функцији од корака перфорације. Преглед корелација овог типа се може наћи у радовима [17,24,26,27] и приказан је на слици 2.4. Тако је нпр. Орнатскиј (Ornatskiy) дао коефицијент и експонент у функцији порозности [18]

$$C = 4,93\sigma - 0,11 \quad (2.36)$$

и

$$n = 0,77 - 1,12\sigma. \quad (2.37)$$

Хејес је у свом истраживању сматрао да су коефицијент прелаза топлоте са предње и задње стране перфориране плоче међусобно једнаки [46], слично претпоставци коју су усвојили Хубел и Каин (Hubbell, Cain) [65]. Хејес је релацију коју је добио за предњу страну применио и на задњу страну плоче и као крајњу једначину за Нуселтов број је предложио израз [46]

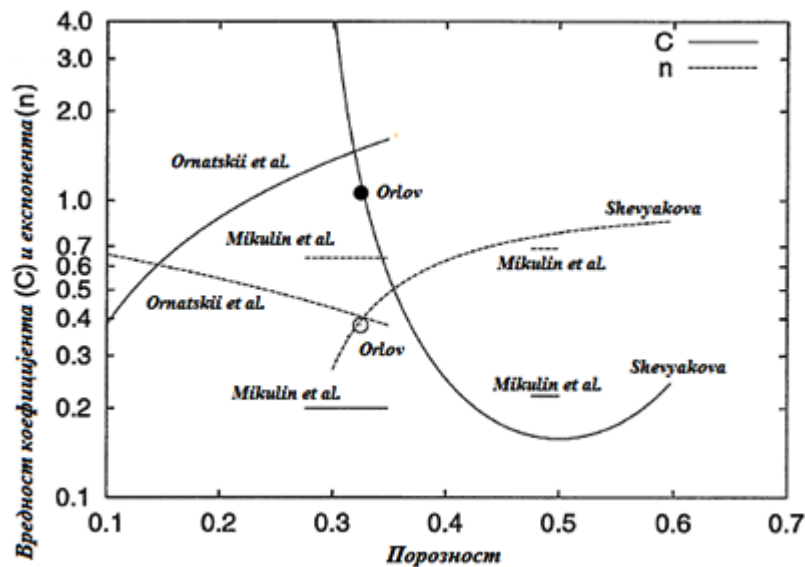
$$Nu = 0,445 Re^{0,652} Pr^{1/3}. \quad (2.38)$$

Ова корелација је изведена из експерименталног истраживања преноса топлоте са плоче на ваздушну струју ( $Pr=0,7$ ), тако што је усвојено да је експонент Прантловог броја  $1/3$  и гласи

$$Nu = 0,397 Re^{0,652}. \quad (2.39)$$

Студију за струјање при ниским Рејнолдсовим бројевима  $Re \leq 100$  у функцији од геометријских параметара, укључујући светли пресек перфориране плоче и однос пречника перфорације и дебљине плоче, дао је Родригез (Rodriguez) [66]. Ендрјуз и Баздиди-Техерани (Andrews, Vazdidi-Teherani) су представили у свом раду корелацију за одређивање Нуселтовог броја у функцији од геометријских параметара - пречника и корака перфорације, као и Рејнолдсовог броја заснованог на пречнику перфорације [67]

$$Nu = 9,075 \left(\frac{p}{d}\right)^{-0,1317} Re^{0,2523}. \quad (2.40)$$



Слика 2.4 Преглед коефицијената  $C$  и  $n$  [17-21,24]

Кучер је спровео низ експеримената и нумеричких истраживања за плоче ниске порозности (испод 5%) и дао корелацију у сличној форми као Ендрјуз, са кораком перфорације као карактеристичном дужином [38]

$$Nu = 2,867 \left(\frac{p}{d}\right)^{0,221} Re^{0,4295}. \quad (2.41)$$

У оквиру овог истраживања за плоче порозности од 10 до 30% и за различите врсте гасова изведен је израз за једначину сличног облика као код Ендрјуза и Кучера [68]

$$Nu = 0,09 \left(\frac{p}{d}\right)^{0,137} Re^{0,527} Pr^{-5,66}. \quad (2.42)$$



с тиме што је за разлику температура усвојена разлика средње температуре плоче и температуре слободне струје. Кришнакумар (Krishnakumar) је у свом раду показао да конвективни пренос топлоте у пакету перфорираних плоча зависи од бројних геометријских параметра као што су порозност плоче, величина растојања између плоча, дебелина плоче и пречник перфорације [29]. Ови геометријски параметри су варирани у експерименталном истраживању и на основу њих су добијени следећи изрази за Колбурнов (Colburn) фактор преноса топлоте  $j$

$$j = 0,519Re^{-0,51}\sigma^{-0,31}\left(\frac{S}{\delta}\right)^{-0,76}\left(\frac{\delta}{d}\right)^{1,21}, 100 < Re < 370 \quad (2.43)$$

$$j = 0,206Re^{-0,33}\sigma^{-0,22}\left(\frac{S}{\delta}\right)^{-0,75}\left(\frac{\delta}{d}\right)^{1,32}, 370 < Re < 1000 \quad (2.44)$$

при чему је Колбурнов фактор

$$j = \frac{Nu}{RePr^{1/3}}. \quad (2.45)$$

Из горе наведених корелација се може закључити да коефицијент прелаза топлоте опада са повећањем порозности или смањењем односа дебелине плоче и пречника перфорације и повећава се са односом растојања између плоча и дебелине плоче. Ове корелације се користе за оптимизацију преноса топлоте у пакету перфорираних плоча.

## 2.5 Температурско поље перфорираних плоча

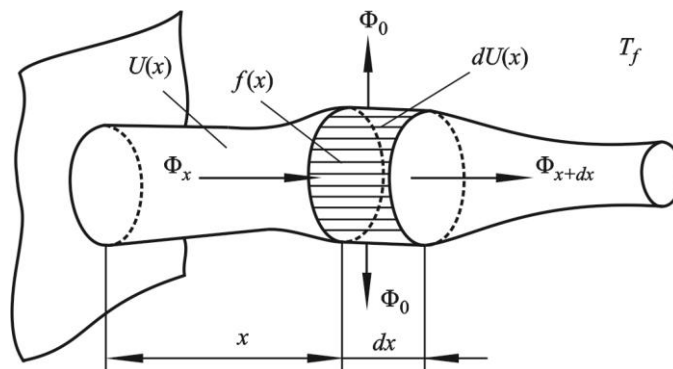
Једна од водећих идеја у овом истраживању је да се перфорираних плоча посматрају као оребрења, којима се на страни грејаног флуида повећава контактна површина и топлотни флуks. Када је температурни пад грејног флуида релативно мали и када је димензија попречног пресека релативно мала у односу на висину ребра (што је и најчешћи случај у пракси), може се због једноставности усвојити једнодимензиони модел температурског поља.

У случају пуног ребра (штапа) од хомогеног материјала произвољног попречног пресека, који се мења са дужином, као што је приказано на слици (2.5), када ребро опструјава флуид сталне температуре  $T_f$ , постоји размена топлоте конвекцијом између површине ребра и флуида због постојања разлике температура  $\Theta = T - T_f$  при чему је  $T$  променљива температура на површини ребра која је функција висине ребра.

Диференцијална једначина провођења топлоте кроз ребро за  $\lambda = const.$  и  $\alpha = const.$  има облик

$$\frac{d^2\theta}{dx^2} + \left( \frac{1}{f(x)} \frac{df(x)}{dx} \right) \frac{d\theta}{dx} - \frac{\alpha}{\lambda} \left( \frac{1}{f(x)} \frac{dU(x)}{dx} \right) \theta = 0. \quad (2.46)$$

Величина  $U$  представља обим, док је величина  $f$  површина попречног пресека кроз коју се проводи топлота (слика 2.5). Пример извођења диференцијалне једначине провођења топлоте се може наћи у литератури [33].



Слика 2.5 Једномерно право ребро или штап промењивог попречног пресека [33]

## 2.6 Провођење топлоте кроз штап константног и квази-константног попречног пресека

Осим конвекције, пренос топлоте провођењем кроз перфориране плоче има значајну улогу у процесу преноса топлоте. Први су изразе за еквивалентну проводљивост (кондуктивност) дали још Максвел и Лорд Рејли (Maxwell, Lord Rayleigh) пре више од једног века и по њима је еквивалентна проводљивост (кондуктивност) перфориране плоче једнака [30,31]

$$\frac{\lambda_{eq}}{\lambda} = \frac{1 - \sigma}{1 + \sigma}, \quad (2.47)$$

где су

$\lambda_{eq}$  - еквивалентна проводљивост перфориране плоче,

$\lambda$  - проводљивост материјала од којег је израђена плоча,

$\sigma$  - порозност плоче.



Рејлијеву релацију је даље модификовао Рунге (Runge) [69]. По његовом истраживању еквивалентна проводљивост плоче са коридорним распоредом перфорација се може апроксимирати релацијом

$$\frac{\lambda_{eq}}{\lambda} = 1 - \frac{2\sigma}{1 + \sigma - \frac{0,305827\sigma^4}{1 - 1,402958\sigma^8} - 0,013362\sigma^8}, \quad (2.48)$$

односно за шаховски распоред перфорација

$$\frac{\lambda_{eq}}{\lambda} = 1 - \frac{2\sigma}{1 + \sigma - \frac{0,75422\sigma^6}{1 - 1,060283\sigma^{12}} - 0,000076\sigma^{12}}. \quad (2.49)$$

У даљим истраживањима Нилес (Nilles) је дао следећу једначину за еквивалентну проводљивост код перфорираних плоча са шаховским распоредом отвора [70]

$$\lambda_{eq} = (1 - 1,16\sigma)\lambda, \quad (2.50)$$

при порозности мањој од 68%.

Аниш и Кришнакумар (Anish, Krishnakumar) су у свом нумеричком истраживању добили сличан израз [71]

$$\lambda_{eq} = (0,999 - 1,178\sigma)\lambda, \quad (2.51)$$

док је за произвољну расподелу отвора дат израз

$$\lambda_{eq} = (1 - \sigma)\lambda. \quad (2.52)$$

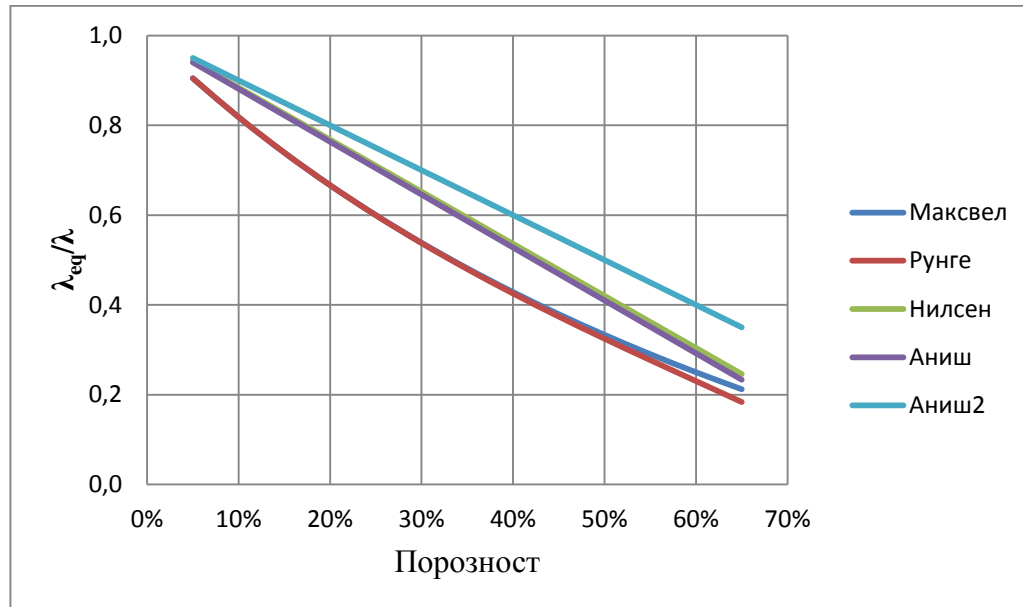
Добар преглед израза за одређивање еквивалентне проводљивости перфориране плоче је објавио Черчил [72].

На слици 2.6 је дато међусобно поређење релација за еквивалентну проводљивост. Одређивањем еквивалентне проводљивости може се приступити проблему одређивања поља температуре слично као и код пуног ребра.

Ако је  $\alpha$  константно по целој површини штапа, а  $\lambda$  константно у разматраном температурском распону онда је величина  $m^2$

$$\frac{\alpha U}{\lambda f} = m^2 = const. \quad (2.53)$$





Слика 2.6 Релативна проводљивост у функцији порозности [30,31,70,71]

Ова величина је мера односа интензивности размене топлоте конвекцијом и кондукцијом. За дате услове, овај комплекс је константан. Код пуне плоче, где су површина попречног пресека  $f$  и његов обим  $U$  константни и независни од растојања од корена, диференцијална једначина која описује промену температуре по дужини штапа добија се из једначине (2.46) при чему се за дате услове замењује да је  $f(x) = f = \text{const.}$  и  $U(x) = Ux$ , те је по упрошћавању

$$\frac{d^2\theta}{dx^2} - \frac{\alpha U}{\lambda f} \theta = 0. \quad (2.54)$$

Опште решење диференцијалне једначине (2.54) је у облику

$$\theta = C_1 e^{mx} + C_2 e^{-mx}. \quad (2.55)$$

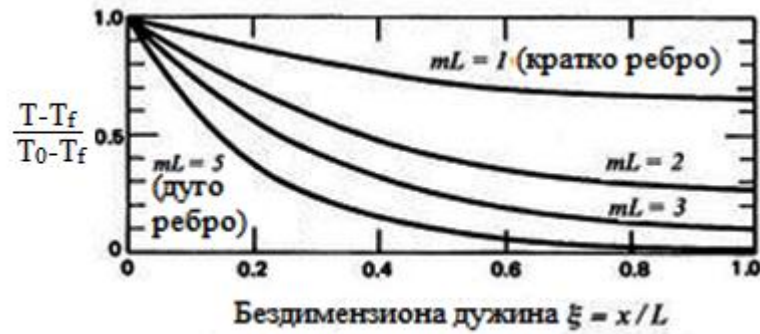
Код штапа коначне дужине гранични услови су

$$\begin{aligned} x = 0, \quad \theta &= \theta_0, \\ x = L, \quad -\lambda \left( \frac{d\theta}{dx} \right)_{x=L} &= \alpha_L \theta_L. \end{aligned} \quad (2.56)$$

где је  $\theta_L$  вишак температуре на крају штапа и  $\alpha_L$  коефицијент прелаза топлоте на крају штапа. Конвекција између чела штапа и околног флуида често се може занемарити, тако да коначан израз за температурно поље у штапу гласи

$$\theta = \theta_0 \frac{\cosh[m(L-x)]}{\cosh[mL]} \quad (2.57)$$

Профил температуре за једномерно ребро је дат на слици 2.7.



Слика 2.7 Температурно поље у једномерном ребру [49]

За пакет перфорираних плоча са већим бројем плоча Флеминг (Fleming) је дао следећи израз за температурну расподелу дуж ребра [36]

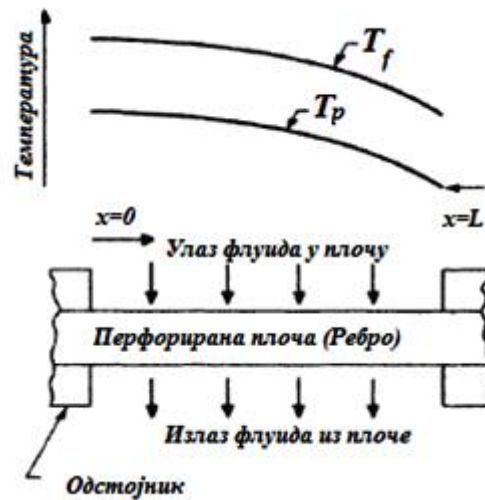
$$\theta = \frac{\dot{Q}_L}{2\lambda_{eqf}} (L^2 - x^2), \quad (2.58)$$

где је са  $\dot{Q}_L$  означен специфичан топлотни флуks по јединици дужине ребра. Међутим, једна од његових почетних претпоставки да је  $\frac{d\theta}{dx} = 0$  у корену ребра нема физичку основу (слика 2.8) и у супротности је са профилем датим на слици 2.7 [36].

## 2.7 Одређивање ефикасности ребра

За техничку праксу је битно одредити ефикасност оребрења, односно у овом случају перфориране плоче. Ефикасност  $\eta$  је једнака

$$\eta = \frac{\text{стварно размењена топлота између перфориране плоче и флуида}}{\text{топлота која би се разменила између перфориране плоче и флуида ако би цела површина ребра била на температури корена ребра}} \quad (2.59)$$



Слика 2.8 Температурни профил ребра и флуида по Флемингу [36]

Срачунавањем ових вредности за право ребро константне дебљине и коначне дужине, као крајњи израз се добија да је ефикасност оребрења једнака

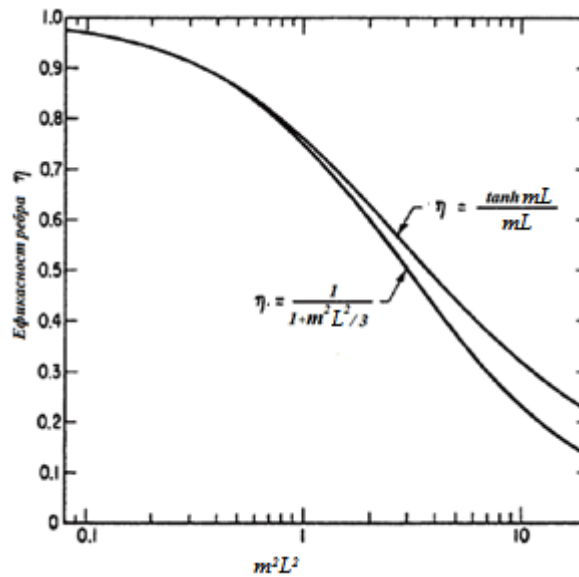
$$\eta = \frac{\tanh(mL)}{mL}. \quad (2.60)$$

Флеминг је на основу свог рада за пакет перфорираних плоча извео [36]

$$\eta = \left(1 + \frac{m^2 L^2}{3}\right)^{-1}, \quad (2.61)$$

при чему треба имати у виду да је Флемингов израз последица Тејлоровог развоја израза у једначини (2.60) до другог члана, при чему до знатнијих одступања долази при вредности  $m^2 L^2 > 5$  (слика 2.9). Претпоставка коју је увео за пакет са више перфорираних плоча, да је разлика температура између плоче и флуида непромењена, довела је до горе наведеног израза и експериментално је верификована од стране Микулина (Mikulin). На основу сличних претпоставки, Микулин је у свом раду дошао до следећег израза за ефикасност перфориране плоче кружног облика полупречника  $R$  [19]

$$\eta = \left(1 + \frac{m^2 R^2}{6}\right)^{-1}. \quad (2.62)$$



Слика 2.9 Ефикасност оребрења перфориране плоче [36]

## 2.8 Број јединица преноса топлоте - NTU

Метод броја јединица преноса топлоте (NTU) се користи за израчунавање стопе преноса топлоте у размењивачима топлоте када не постоје могућности да се одреди средња логаритамска разлика температура. Ако су познате улазне и излазне температуре или се могу одредити једноставним енергетским билансом, примењује се поступак са средњом логаритамском разликом температура, али када ове температуре нису доступне користи се NTU метод за одређивање ефикасности размењивача.

Да би се дефинисала ефикасност размењивача топлоте, потребно је да се прво одреди највећа могућа количина топлоте која се може теоретски пренети у једном апарату бесконачних димензија на неки одређени флуид. Та максимална количина топлоте се дефинише као

$$q_{max} = c_{p,min}(T_{T,in} - T_{H,in}), \quad (2.63)$$

где је са  $c_{p,min}$  означен топлотни капацитет флуида мањег топлотног капацитета, а  $T_{T,in}$  и  $T_{H,in}$  представљају температуре топлијег и хладнијег флуида на улазу у размењивач. Ово је изведено на основу чињенице да је разлика улазних температура флуида у апарату највећа могућа разлика температура, док од флуида са нижим топлотним капацитетом зависи количина топлоте која се може разменити. Како је укупно размењена количина топлоте једнака



$$q = c_{p,T}(T_{T,in} - T_{T,out}), \quad (2.64)$$

за топлији флуид, односно

$$q = c_{p,H}(T_{H,in} - T_{H,out}) \quad (2.65)$$

за хладнији флуид, ефикасност размењивача се може приказати као

$$\varepsilon = \frac{q}{q_{max}} \quad (2.66)$$

и представља однос између стварно размењене топлоте и максимално могуће пренете топлоте. Погонска сила за размену топлоте постоји док постоји разлика температура радних флуида у апарату. Средња вредност те погонске силе дефинише се преко броја јединица преноса топлоте - NTU. За било који размењивач топлоте важи [51]

$$\varepsilon = f(NTU, C_r) \quad (2.67)$$

односно

$$NTU = f(\varepsilon, C_r) \quad (2.68)$$

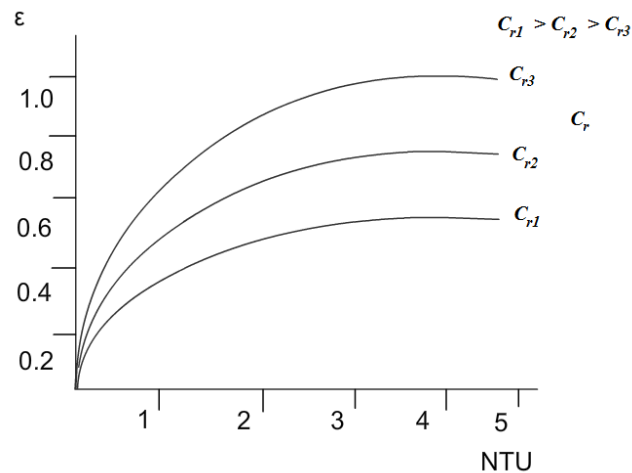
где је  $C_r = \frac{(\dot{m}c_p)_{min}}{(\dot{m}c_p)_{max}}$  и представља однос топлотних еквивалената топле и хладне струје у размењивачу топлоте.

Са друге стране број јединица преноса топлоте је

$$NTU = \frac{UA}{(\dot{m}c_p)_{min}}, \quad (2.69)$$

односно

$$NTU = \frac{UA}{C_{min}}. \quad (2.70)$$



Слика 2.10 Однос између броја јединица преноса топлоте и ефикасности размењивача топлоте

при чему је  $U$  коефицијент пролаза топлоте. Међусобна зависност између ефикасности размењивача и броја јединица преноса топлоте је приказана на слици 2.10.

Експерименталним истраживањима ефикасности размењивача топлоте са перфорираним плочама, као и њиховим NTU су се бавили многи аутори [17,24, 36,70,73,74]. Флеминг је у свом раду истраживао пренос топлоте у размењивачима топлоте са перфорираним плочама на амбијенталним условима и на криогеним температурама. Израз који је користио за рачунање NTU одговара размењивачима топлоте типа цев у цеви са супротносмерним током флуида

$$NTU = \frac{\varepsilon}{1 - \varepsilon} \quad (2.71)$$

за  $C_r = 1$ . Такође, Флеминг [36] је дошао до закључка да утицај преноса топлоте дуж заптивача, односно одстојника у пакету износи свега од 1,2 до 3,3%.

Нилс је у свом раду за одређивање производа коефицијента пролаза топлоте и површине за размену топлоте  $UA$ , претпоставио следеће [70]

$$UA = \left[ \frac{1}{(\alpha A)_1} + \frac{1}{(\alpha A)_2} \right]^{-1}, \quad (2.72)$$

односно ако је  $(\alpha A)_1 = (\alpha A)_2$

$$UA = \frac{\alpha A}{2} \quad (2.73)$$



и

$$NTU = \frac{\alpha A}{2(\dot{m}c_p)_{min}}. \quad (2.74)$$

С друге стране, Венкатаратхнам (Venkatarathnam) је употребио израз за одређивање ефикасности [73]

$$\varepsilon = \frac{1 - \exp(-NTU(1 - C_r))}{1 - C_r \exp(-NTU(1 - C_r))}, \quad C_r < 1, \quad (2.75)$$

односно

$$\varepsilon = \frac{NTU}{1 + NTU}, \quad C_r = 1, \quad (2.76)$$

што представља изразе за размењивач типа цев-у-цеви (табела 2.3). За рачунање  $NTU$ -а за размењивач топлоте са  $n$  плоча

$$NTU = \frac{n \ln \frac{1 - \varepsilon_p}{1 - C_r \varepsilon_p}}{n \ln \frac{1 - \varepsilon_p}{1 - C_r \varepsilon_p} + C_r - 1}, \quad C_r < 1, \quad (2.77)$$

где је  $\varepsilon_p$  ефикасност једне плоче, док је ефикасност пакета са  $n$  плоча дефинисана као

$$\varepsilon = \frac{n \varepsilon_p}{1 + (n - 1) \varepsilon_p} \quad (2.78)$$

и

$$\varepsilon_p = C_r \frac{T_{T,izl} - T_{T,ul}}{T_{T,izl} - T_{H,ul}}. \quad (2.79)$$

У даљим истраживањима Кришнакумар (Krishnakumar) и Венкатаратхнам су дефинисали за посматрани топли или хладни ток [24]

$$NTU = \frac{\alpha A \eta}{\dot{m}c_p}, \quad (2.80)$$

где је у односу на број преноса јединица топлоте за једну плочу  $NTU_1$



**Табела 2.3 Преглед израза за одређивање ефикасности појединих размењивача [48,51]**

Тип РТ	Израз
<b>Цев-у-цев</b>	
Истосмерни	$\varepsilon = \frac{1 - \exp(-NTU(1 + C_r))}{1 + C_r}, C_r < 1$
	$\varepsilon = \frac{1 - \exp(-2 \cdot NTU)}{2}, C_r = 1$
Супротосмерни	$\varepsilon = \frac{1 - \exp(-NTU(1 - C_r))}{1 - C_r \exp(-NTU(1 - C_r))}, C_r < 1$
	$\varepsilon = \frac{NTU}{1 + NTU}, C_r = 1$
<b>Добошасте размењивачи топлоте</b>	
један пролаз	$\varepsilon = \varepsilon_1 = 2(1 + C_r + (1 + C_r^2)^{\frac{1}{2}} \frac{1 + \exp(-NTU(1 + C_r^2)^{\frac{1}{2}})}{1 - \exp(-NTU(1 + C_r^2)^{\frac{1}{2}})})^{-1}$
n пролаза	$\varepsilon = \left[ \left( \frac{1 - \varepsilon_1 C_r}{1 - \varepsilon_1} \right)^n - 1 \right] \left[ \left( \frac{1 - \varepsilon_1 C_r}{1 - \varepsilon_1} \right)^n - C_r \right]^{-1}$
<b>ДРТ са унакрсним струјање</b>	
оба флуида без мешања	$\varepsilon = 1 - \exp\left(\frac{1}{C_r} NTU^{0,22} (\exp(-C_r NTU^{0,78}) - 1)\right)$
$C_{min}$ немешано	$\varepsilon = \frac{1}{C_r} (1 - \exp[-C_r [1 - \exp(-NTU)]])$
$C_{max}$ мешано	
$C_{min}$ мешано	$\varepsilon = 1 - \exp\left[-\frac{1}{C_r} [1 - \exp(-C_r NTU)]\right]$
$C_{max}$ немешано	
кондензација $C_r = 0$	$\varepsilon = 1 - \exp(-NTU)$

$$NTU = nNTU_1 \quad (2.81)$$

и

$$\varepsilon_p = 1 - \exp(-NTU_1). \quad (2.82)$$





Један од главних закључака њиховог истраживања је да за различите Рејнолдсове бројеве, односно протоке треба користити различите бројеве плоча у пакету, како би се постигла одговарајућа ефикасност пакета, односно одговарајући NTU.

## 2.9 Падови притиска

У општем случају, хидраулички отпори струјању флуида се јављају као последица унутрашњег трења флуида, трења флуида о чврсту површ у цевоводима, услед постојања арматура и слично. У техници се сходно томе отпори могу поделити у две групе:

- локалне губитке који се јављају при промени попречног пресека у цевним водовима (услед уграђених елемената попут вентила, бленди, рачви и колена) и
- линијске губитке који се јављају услед трења флуида о зид цеви на некој деоници одређене дужине.

Када је реч о отпору перфориране плоче у теоријском смислу хидраулички отпор се може рашчланити на три дела:

- локални отпор предње стране плоче који настаје као последица сужења струјног простора,
- линијски отпор који настаје као последица струјања флуида кроз перфорацију,
- локални отпор задње стране плоче који настаје као последица наглог ширења струјног простора.

### 2.9.1 Коefицијент трења при струјању у цевима

У инжењерској пракси за рачунање падова притиска при струјању унутар цеви се дефинише коефицијент трења као погодна величина. Услед трења флуида о оквашену површину јавља се пад притиска  $\Delta p$

$$\Delta p = \xi \frac{L}{d} \rho \frac{U_{sr}^2}{2} . \quad (2.83)$$

Код ламинарног струјања важи према Хајген-Поазеовом струјању (Hagen – Poiseuille) да је



$$\xi = \frac{64}{Re}. \quad (2.84)$$

За турбулентно струјање, код хидраулички глатке цеви, односно када се храпавост површине цеви налази унутар ламинарног слоја, могу се користити следећи изрази [33,56,78]

- Према Блазијусу (Blasius)

$$\xi = \frac{0,3164}{Re^{0,24}}, \quad (2.85)$$

- према Никурадзеу (Nikuradse)

$$\xi = 0,0032 + \frac{0,221}{Re^{0,237}}, \quad (2.86)$$

- према Филуенку (Filunenko)

$$\xi = (1,82 \log Re - 1,64)^{-2}. \quad (2.87)$$

### 2.9.2 Прелазно подручје између храпавих и глатких цеви

Храпавост може бити већа или мања од дебљине ламинарног слоја, па је у овој области коефицијент у функцији Рејнолдсовог броја и релативне храпавости  $h$ . Тако је Коулбрук (Koulbruk) дао следећи израз [56]

$$\frac{1}{\sqrt{\xi}} = -2 \log \left( \frac{2,51}{Re \sqrt{\xi}} + \frac{h}{3,72} \right). \quad (2.88)$$

### 2.9.3 Хидраулички храпаве цеви

Код хидраулички храпавих цеви доминантан утицај има релативна храпавост тако да се једначина (2.88) своди на следећи облик [56]

$$\xi = (1,14 - 2 \log h)^{-2}. \quad (2.89)$$

### 2.9.4 Пад притиска у кратким глатким цевима

Проблем ламинарног струјања у кратким цевима се истражује дуже од једног века. Неколико аутора су проблем решавали линеаризацијом Навије-Стоксових (Navier-Stokes) једначина, чиме су дошли до следећег обрасца [47,75-77]

$$\Delta p = 32\mu \frac{L}{d^2} U_{sr} + k \frac{1}{2} \rho U_{sr}^2. \quad (2.90)$$



Први део израза представља Хајген-Поазеову једначину за потпуно развијено ламинарно струјање. Као што је детаљно описано у референцама, други део израза је резултат убрзања флуида на излазу и додатних вискозних губитака који се при томе јављају. Уколико су цеви довољно дуге да излазни профил брзине постане параболичан, параметар  $k$  може да се третира као константа. У литератури су дате различите вредности за њега, које се крећу у границама  $2,16 < k < 2,41$ . Најрепрезентативнију вредност  $k = 2,28$  је дао Лангар (Langhar) [47].

С друге стране вредност  $k$  се може срачунати у функцији од улазне дужине

$$k = \frac{64l_e}{dRe}. \quad (2.91)$$

У случају турбулентног струјања, израз се може дати у облику

$$\xi = 16\phi^2 \left( \frac{kd}{64l} \right)^{\frac{1}{n-1}} Re^{\frac{1}{n-2}}. \quad (2.92)$$

Фактор  $\phi$  се добија из израза,

$$\phi = (2/n)^n (1-n)^{1-n} (2n-1)^{2n-1}, \quad (2.93)$$

док се експонент  $n$  рачуна као

$$n = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{1}{(1+8S)^2} \right), \quad (2.94)$$

при чему је

$$S = \frac{\left( 2 \left( \frac{l_e}{l} \right) + 1 \right)^2 - 1}{8}. \quad (2.95)$$

### 2.9.5 Пад притиска при сужењу струјног пресека

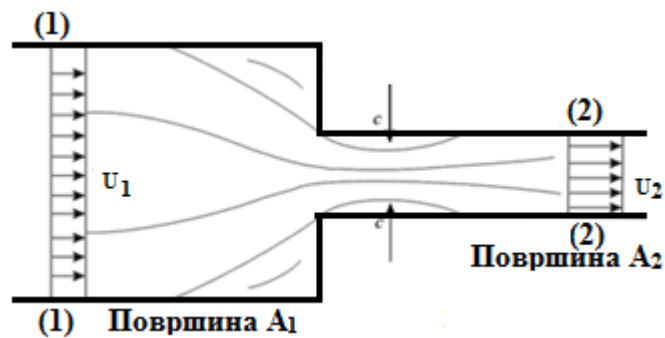
У зависности од количника површина струјног пресека у коме струји непо ремећена струја ( $A_1$ ) и површине цевовода у који улази струја ( $A_2$ ) приказано на слици 2.11, састављена је по Вајсбаху (Weisbach) таблица (табела 2.4) за вредности коефицијента  $\xi$  [78].

**Табела 2.4** Коefицијент отпора  $\xi$  при наглом проширењу струјног пресека

$A_2/A_1$	0,01	0,1	0,2	0,4	0,6	0,8
$\xi$	0,5	0,49	0,42	0,33	0,25	0,15

Пад притиска је у складу са тим једнак

$$\Delta p = \xi \frac{1}{2} \rho \frac{U_2^2}{2}. \quad (2.96)$$



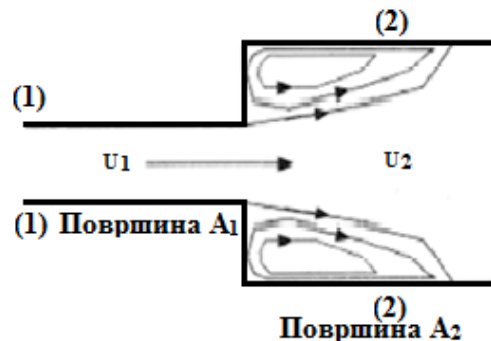
Слика 2.11 Струјна слика при наглом сужењу струјног простора

### 2.9.6 Пад притиска при проширењу струјног пресека

Пад притиска услед наглог проширења струјног пресека је детаљно истражио Бордина (Bordini) [78]. Он је закључио да коefицијент  $\xi$  зависи искључиво од површина оба пресека и износи

$$\xi = \left( \frac{A_2}{A_1} - 1 \right)^2, \quad (2.97)$$

при чему су ознаке у једначини 2.97 у складу са сликом 2.12.



Слика 2.12 Струјна слика при наглој експанзији струјног простора



### 2.9.7 Укупни пад притиска

Укупан пад притиска се може срачунати као збир горе наведених падова притиска:

- услед сужења струјног простора,
- услед струјања кроз кратку цев,
- услед ширења струјног простора.

Коефицијент отпора струјању кроз перфориране плоче је изучаван од многих аутора и уопштено је представљен за једну плочу у пакету од  $n$  плоча као

$$\xi = 2 \frac{\Delta p}{n \rho U_{sr}^2}. \quad (2.98)$$

Утицаји дебљине плоче и брзине струје на коефицијент  $\xi$  су различито узимани у обзир, зависно од аутора. Као што се може видети из релација представљених у табели 2.5, у свим корелацијама коефицијент  $\xi$  не зависи од дебљине плоче, док од Рејнолдсовог броја зависи само у грубим границама. Гуо (Guo) је у свом раду кренуо од једначине облика

$$\xi = \frac{C_1}{Re} + C_2, \quad (2.99)$$

коју је проширио због специфичности струјања на

$$\xi = \frac{C_1}{\sigma^2 Re} + C_2 \exp\left(-\frac{C_3}{\max(500, Re)}\right), \quad (2.100)$$

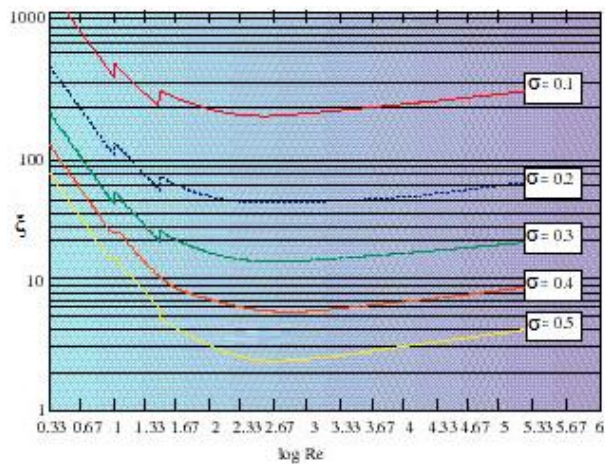
при чему је у оквиру фактора  $C_2$  урачуната порозност и однос пречника и обима отвора [35].

Иделчик (Idel'chik) је детаљно изучавао падове притиска при струјању кроз перфориране плоче [34]. На слици 2.13 је дао график за одређивање коефицијента  $\xi$  у функцији Рејнолдсовог броја и порозности плоче по Иделчику. Карактеристична дужина за Рејнолдсов број је пречник код кружних отвора, док је за отворе другачијег облика, потребно рачунати карактеристичну дужину отвора. За брзину струје флуида се узима брзина струје у отвору, која се рачуна на основу једначине континуитета.

У табели 2.5 је дат преглед израза за одређивање коефицијената трења перфориране плоче  $\xi$ .

Табела 2.5 Корелације за одређивање вредности  $\xi$  [17,19,21].

Корелација	Подручје	
$\xi = \xi_1 [1 + 0,08(s/d)^{-0,8}]$	Шаховски распоред кружних отвора $Re > 100$ $0,11 < s/d < 1,1$	<b>Mikulin</b>
$\xi_1 = [0,707(1 - \sigma)^{0,5} + (1 - \sigma)]^2$		
$\xi = \xi_1 [1 + 0,18(s/a)^{-1,58}]$	Шаховски распоред правоугаоних отвора $Re > 100$ $0,075 < s/a < 1,1$	<b>Mikulin</b>
$\xi_1 = [0,707(1 - \sigma)^{0,5} + (1 - \sigma)]^2$		
$\xi = 0,78(s/d)^{0,5}$	Коридорни распоред кружних отвора $Re > 200$ $0,22 < s/d < 1$	<b>Mikulin</b>
$\xi = 0,44(s/a)^{0,72}$	Коридорни распоред правоугаоних отвора $200 < Re < 1400$ $0,075 < s/a < 0,88$	<b>Mikulin</b>
$\xi = 16,34 Re^{-0,55} \xi_{sim}$	$Re < 160$	<b>Shevyahova</b>
$\xi = \xi_{sim}$	$Re > 160$	
$\xi_{sim} = \frac{(1,707 - \sigma)^2}{2}$		



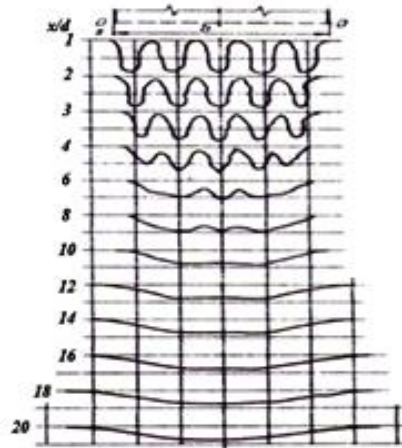
Слика 2.13 Коефицијент пада притиска у функцији Рејнолдсовог броја по Иделчику<sup>3</sup>

## 2.10 Струјна слика условљена струјањем кроз перфорирану плочу

Обзиром на широку примену перфорираних плоча, струјање флуида кроз плочу је био предмет изучавања многих аутора [34,35,79,80]. Струјање кроз перфорацију се дели према Рејнолдсовом броју на ламинарну област, уколико је Рејнолдсов број мањи од 10 [81], прелазну област чини струјање за Рејнолдсове бројеве од 10 до 40, док је

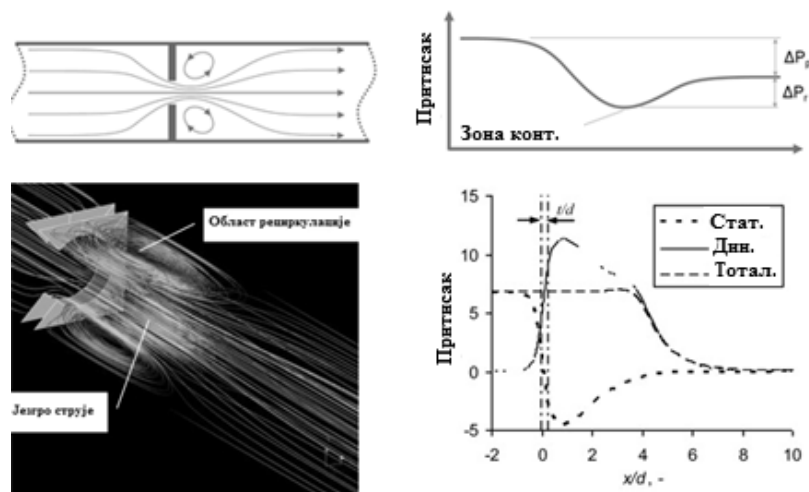
<sup>3</sup> Преузето са сајта <http://www.electronics-cooling.com/1998/05/pressure-drop-coefficients-for-thin-perforated-plates/>

турбулентна област за Рејнолдсов број већи од 40. Млаз који настаје услед струјања кроз перфорацију, после одређеног растојања – 20 до 30 пречника перфорације ишчезава и долази до униформисања струјног поља (слика 2.14), док се интензитет турбуленције креће до 5% [35,79,82].



Слика 2.14 Структура струјног поља иза перфорисане плоче - поље брзине у различитим попречним пресецима [82]

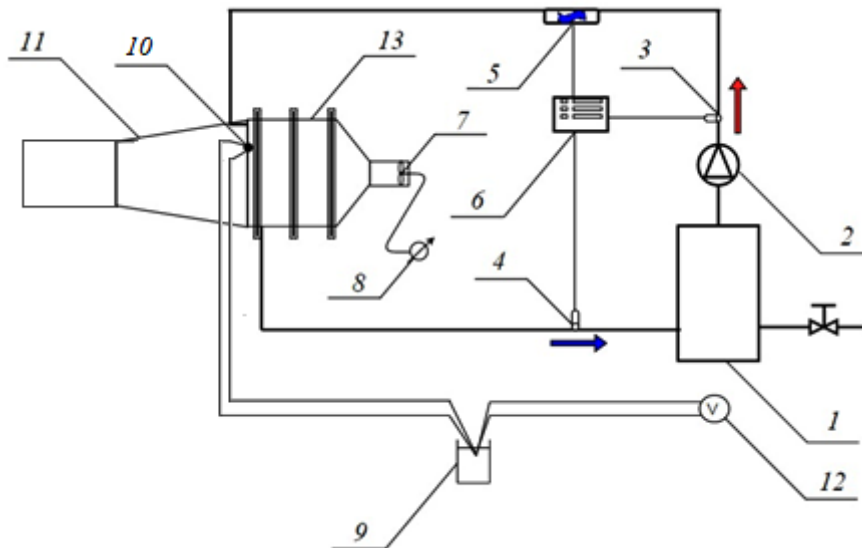
По облику струје може се закључити да струјање кроз перфорисану плочу и струјање кроз бленду имају сличну форму (слика 2.15). По изласку струје из перфорације, долази до формирања рецикулационе зоне и пада статичког притиска.



Слика 2.15 Поређење струјања кроз бленду и струјања кроз перфорисану плочу [35]

### 3. ЕКСПЕРИМЕНТАЛНО ИСТРАЖИВАЊЕ

Основни циљ ове докторске дисертације је да се применом савремених експерименталних и нумеричких метода истражи интензитет размене топлоте у пакету перфорираних плоча. Експериментално истраживање је обављено у лабораторији за Термотехнику и термоенергетику на Машинском факултету у Нишу. Саставни делови испитног штанда су комора у којој су смештене плоче, вентилатор и kotao на који је прикључен пакет перфорираних плоча (слика 3.1).



Слика 3.1 Мерна инсталација: 1 – kotao, 2 – циркулациона пумпа, 3,4 – pt 100 сонде, 5 – ултразвучни мерач протока воде, 6 – Kamstrup аквизициона јединица, 7 – вентилатор, 8 – регулатор броја обртаја вентилатора, 9 – хладни крај, 10 – термопар, 11 – Alnor balometer за мерење протока ваздуха, 12 – милivolтметар Hewlett-Packard 3468A, 13 – ваздушни канал са пакетом перфорираних плоча

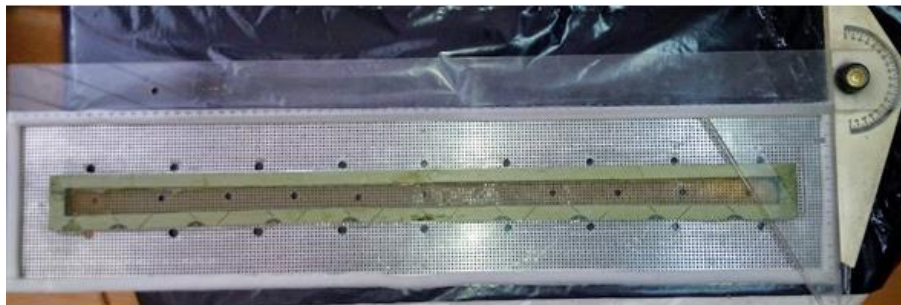
Вентилатор има могућност регулисања протока ваздуха са максималним протоком од приближно  $380\text{m}^3/\text{h}$ . Ваздушни канал је сачињен од лимова дужине  $800\text{mm}$ , при чему је  $400\text{mm}$  дужина конусног дела и  $2 \times 200\text{mm}$  дужина правоугаоног дела унутрашњих димензија  $746 \times 146\text{mm}$  (ШxВ). У циљу униформисања ваздушне струје на прелазу од конусног на правоугаону секцију је постављено платно, док је на



споју између правоугаоних секција постављена перфорирана плоча, чиме је постигнута униформност струјног поља од  $\pm 10\%$ .

Плоче од којих је сачињен пакет су порозности 25,6%, дебљине 2mm, са квадратним распоредом кружних отвора пречника 2mm и смештене су на излазу из канала. Сама плоча је подељена на две зоне, централну зону кроз коју струји вода и периферну зону, кроз коју струји ваздух. Зоне су међусобно раздвојене помоћу заптивки (слика 3.2). Пакет плоча је преко цеви повезан са котлом, чија се снага може подешавати преко варијабилног трансформатора у опсегу од 0 до 6kW. Топла вода, која је грејни флуид, улази у пакет преко прикључка од  $\frac{1}{2}$ " и преко колектора димензија 600x40mm се дистрибуира по централном делу плоче. При том се топлота размењује конвективно између топле воде и плоче. Тако размењена топлота се кондукцијом простире даље ка ободу плоче, где долази у контакт са хладнијом ваздушном струјом, која је односи и загрева се.

У току сваког експеримента мерени су протоци флуида, падови притисака и температуре флуида на улазу и излазу из апарата. Такође су мерене и локалне температуре ваздуха између плоча на унапред дефинисаним локацијама у размењивачу топлоте помоћу термопарова, као и локалне температуре на површини мерне плоче, такође помоћу термопарова.



Слика 3.2 Изглед испитиване плоче са заптивкама

Експериментално истраживање обављено је у условима летњих параметара околине у периоду мај - септембар 2014. године. Најпре је обављена серија "пробних" експеримената у циљу "калибрисања" мерне инсталације и утврђивања опсега промене радних параметара на датој експерименталној инсталацији. У току "пробних" експеримената утврђено је да повећање броја плоча у пакету на 4 и више плоча (испитивани су пакети до 7 плоча) за радне услове који су се могли остварити на експерименталном штанду, није утицало значајно на повећање топлотне снаге апарата.



С друге стране, са повећањем броја поча јавили су се проблеми око заптивања, односно мешања радних флуида. Из тог разлога је у току главних мерења број плоча вариран од 1 до 3 плоче у пакету.

Параметри су мењани у опсегу:

- проток грејног флуида (воде) кроз струјни простор апарата -  
 $V_w = (0,03 - 0,06) \text{ m}^3/\text{h}$ ,
- проток грејаног флуида (ваздуха) кроз струјни простор апарата -  
 $V_L = (100 - 300) \text{ m}^3/\text{h}$ ,
- температура грејног флуида  $t_w = (30 - 70)^\circ\text{C}$ ,
- температура грејаног флуида на излазу из коморе  $t_L = (25 - 35)^\circ\text{C}$ ,
- температура околине  $(20 - 25)^\circ\text{C}$ .

У пакету пефорираних плоча, могу се због начина струјања издвојити три групе плоча:

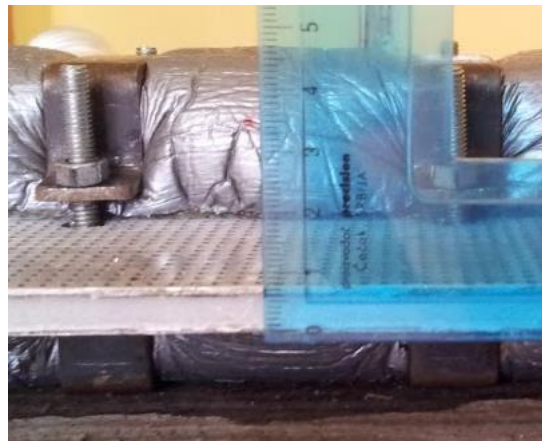
- прва плоча на коју наилази слободна струја,
- последња плоча кроз коју флуид струји и напушта пакет,
- плоче између прве и последње, које су под ударима млазева флуида од претходне плоче.

Стога су у финалном истраживању за потребе одређивања интензитета преноса топлоте у пакету перфорираних плоча вршена мерења на једној плочи, на пакету од две плоче и на пакету од три плоче. За потребе мерења је формирана мерна плоча, на чијој су површини постављени термопарови и чија је позиција у пакету могла бити мењана у складу са потребама. Тако су на пакету од две плоче вршене две групе мерења, са првом и са другом плочом као мерном, док је у пакету од три плоче друга плоча имала улогу мерне плоче. На слици 3.3 је приказана поставка за мерења на једној плочи.



Слика 3.3 Изглед коморе и мерне плоче

Оваква поставка експеримента је извршена у циљу одређивања интензитета преноса топлоте са прве и са последње плоче у пакету (мерења на пакету од две плоче), као и интензитета преноса топлоте на унутрашњим плочама у пакету (мерења на пакету од три плоче). Са становишта компактности пожељно је да растојања између плоча буду што мања, те је у првобитној конструkcији пакета растојање износило 1mm, али је због приступа мерном опремом између плоча растојање повећано на 5mm. Растојање између плоча је остварено помоћу клингеритских заптивки (слика 3.4). Након пробних експеримената, према плану експерименталних истраживања, извршене су три групе експеримената: са једном плочом, са две плоче у пакету и са три плоче у пакету.



Слика 3.4 Изглед пакета од две плоче

У експериментима је проток грејног флуида - воде износио  $0,03\text{m}^3/\text{h}$ , односно  $0,06\text{m}^3/\text{h}$ , док је проток грејаног флуида - ваздуха износио 100, 150, 200, 250 и  $300\text{m}^3/\text{h}$ . Температура воде на улазу у пакет је износила  $\sim 45^\circ\text{C}$ , односно  $\sim 75^\circ\text{C}$ .



### 3.1 Мерна опрема

Мерна опрема се састоји од уређаја за мерење температуре ваздуха и воде, уређаја за мерење температуре плоче, мерење падова притиска и запреминских протока ваздуха и воде.

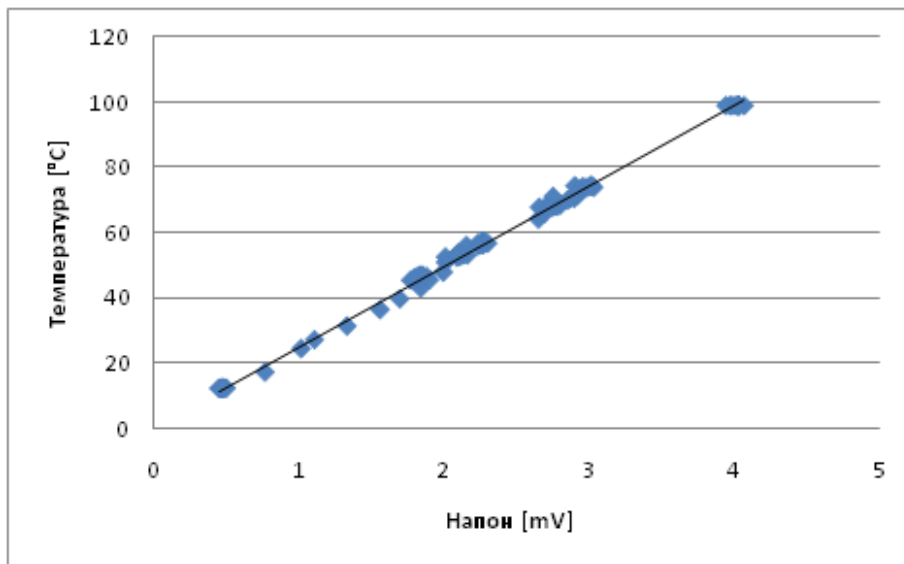
#### 3.1.1 Уређаји за мерење температуре плоче и ваздуха

Као што је већ истакнуто у тексту, за потребе експеримента је формирана *мерна плоча*. Мерна плоча се састоји од перфориране плоче на коју су постављени термопарови. На плочу је постављено укупно 10 термопарова типа *K*, по 5 са сваке стране, као и један контролни термопар, који је имао за циљ да се оцени грешка мерења (слика 3.5 лево). Термопарови су постављени од корена ка периферији тако да је распоред термопарова ређи ка периферији плоче, где су и мање температурне промене. Главице термопарова су заливане термопроводном пастом, како би се обезбедио термички контакт. Главна предност оваквог метода у односу на заваривање термопарова за плочу је ефикасно обезбеђивање електро-изолованости термопарова и плоче. За одређивање напонског стања термопарова коришћен је волтметар *Hewlett-Packard 3468A* тачности читавања од  $10 \mu V$  (слика 3.5 десно). "Хладни" крајеви свих термопарова зароњени су у термостатску посуду са мешавином воде и леда. Термопарови су пре извођења експеримента избаждарени (слика 3.6). Овако формирана мерна плоча је потом постављена у пакет плоча (од једне, две или три плоче) и смештена је у комору. Код пакета од две плоче, мерној плочи је мењан положај у пакету, како би се утврдила промена коефицијента прелаза топлоте у зависности од њеног положаја у пакету. Код пакета од три плоче, мерна плоча се налазила на другом месту у пакету. На овај начин је могуће да се утврди коефицијент прелаза топлоте за прву плочу у пакету, међуплоче и последњу плочу у пакету.

Температура ваздуха је такође мерена помоћу термопарова. На улазу у комору приближно 100mm испред конусног дела је постављен један термопар, док су на излазу из коморе на приближно 400mm низводно од коморе унутар балометра постављена три термопара. За температуру ваздуха на излазу је усвојена средња вредност показивања ових термопарова. Код пакета од две и три плоче мерене су и температуре ваздуха између плоча у 6 тачака по вертикали.



Слика 3.5 Мерна плоча и милivolтметар Hewlett-Packard 3468A



Слика 3.6 Баждарење термопарова

### 3.1.2 Уређај за мерење протока ваздуха

Проток ваздуха је мерен помоћу уређаја Alnor balometer ЕВТ721 постављеног на излазу из коморе (слика 3.7). Уређај има следеће карактеристике:

- опсег мерења протока (42 – 4250) m<sup>3</sup>/h,
- грешка мерења протока  $\delta \dot{V}_w = \pm 3\%$  или  $\pm 12\text{m}^3/\text{h}$  код протока већих од 85m<sup>3</sup>/h.

Проток ваздуха је остварен промоћу аксијалног вентилатора капацитета од максимално 380m<sup>3</sup>/h (слика 3.8).



Слика 3.7 Постављање балометра на излазу из канала



Слика 3.8 Постављање вентилатора

### 3.1.3 Уређај за мерење протока и температуре воде

За мерење протока и температуре воде у систему је коришћен систем Kamstrup multcal 402 следећих карактеристика:

- опсег мерења протока  $(0,015 - 3) \text{ m}^3/\text{h}$ ,
- грешка мерења протока  $\delta\dot{V}_w = \pm (2 + 0,02 \frac{0,015}{\dot{Q}})/\text{max } 5\%$ ,
- опсег мерења разлика температуре  $\Delta T_w = (3 - 165 \text{ K})$ ,
- грешка мерења разлика температуре  $\delta\Delta T_w = \pm (0,5 + 3/\Delta T_w)$ .

### 3.1.4 Одређивање топлотне снаге апарата

Размењена топлота на страни воде и ваздуха се одређује према следећим изразима:

$$\dot{Q}_w = \rho_w \dot{V}_w c_w \Delta T_w, \quad (3.1)$$

$$\dot{Q}_L = \rho_L \dot{V}_L c_{p,L} \Delta T_L. \quad (3.2)$$

Иако вредности размењене топлоте на страни воде и ваздуха у теорији требају бити једнаке, због губитака који се при експерименталном испитивању не могу искључити (утицај околине, губици кроз зидове канала, као и због мерне несигурности), то није био случај. Из тог разлога се топлотна снага апарата рачуна као средња вредност топлотних снага водене и ваздушне стране [12,83-86]

$$\dot{Q} = \frac{\dot{Q}_w + \dot{Q}_L}{2}. \quad (3.3)$$

Снага апарата се одређује током равнотежног стања, односно када се температура воде не мења више од 0,1К у току 10 минута [15].

### 3.1.5 Мерење пада притиска са ваздушне стране

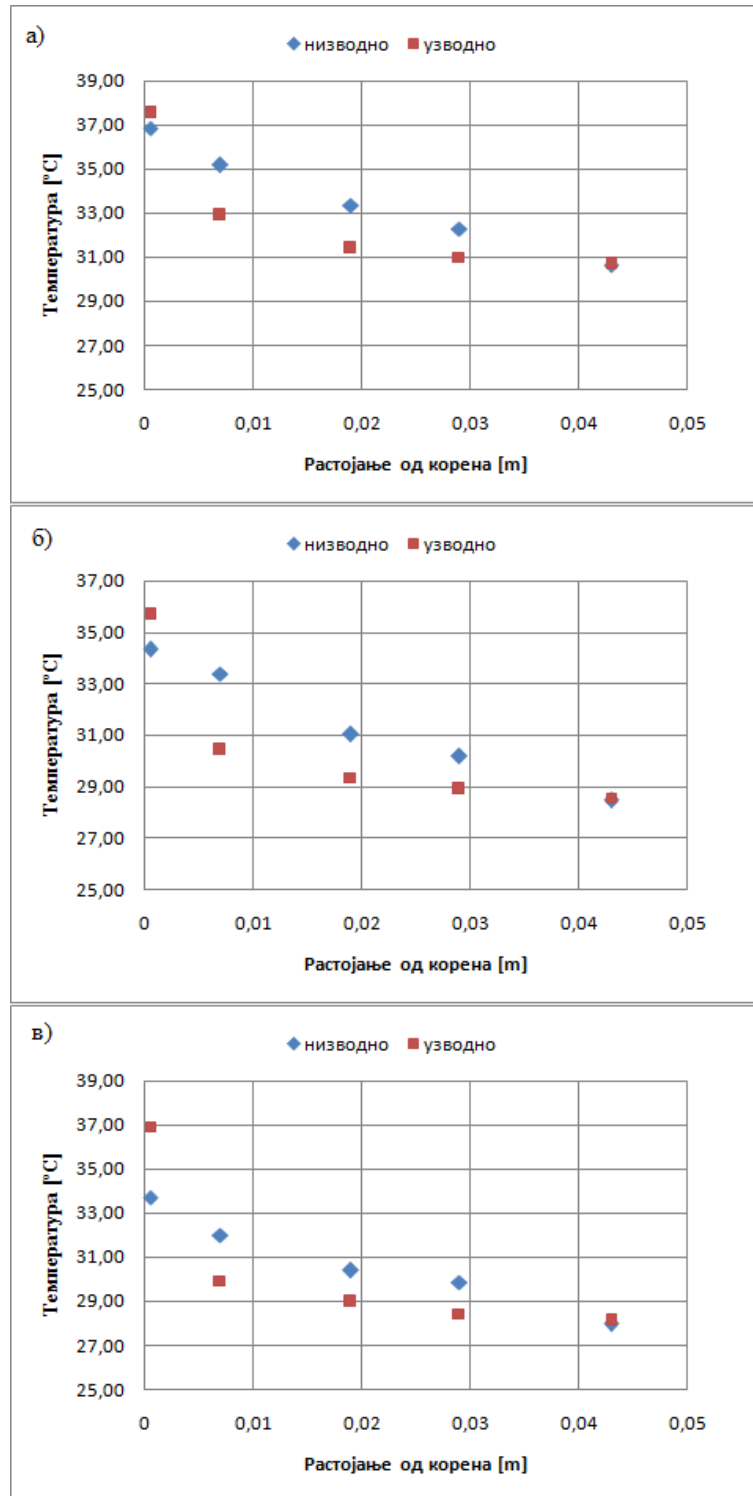
За мерење пада притиска при струјању ваздуха кроз перфориране плоче коришћен је уређај TESTO 454 са сондом 0638 1447 (слика 3.9) са опсегом диференцијалног притиска од 80hPa.



Слика 3.9 TESTO 454 и сонда за мерење притиска

### 3.1.6 Резултати мерења температуре плоче

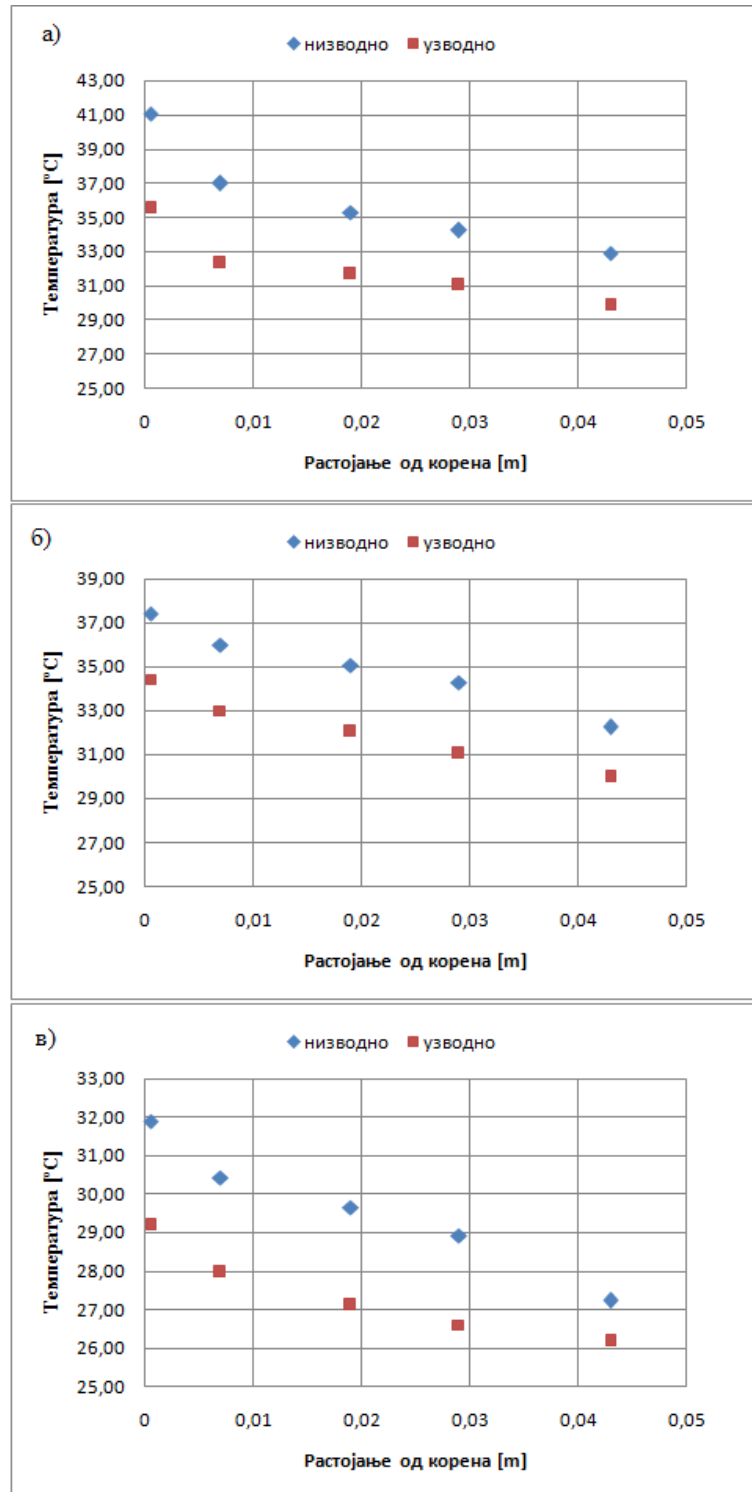
У раду су дати резултати мерења профила температуре са узводне и низводне стране мерне плоче за различите средње температуре воде, протока ваздуха, као и броја плоча у пакету и позиције мерне плоче у пакету (слика 3.10 до 3.13).



Слика 3.10 Температурни профил узводне и низводне стране плоче за пакет од једне плоче и средњу температуру воде од око 43°C за различите протоке ваздуха

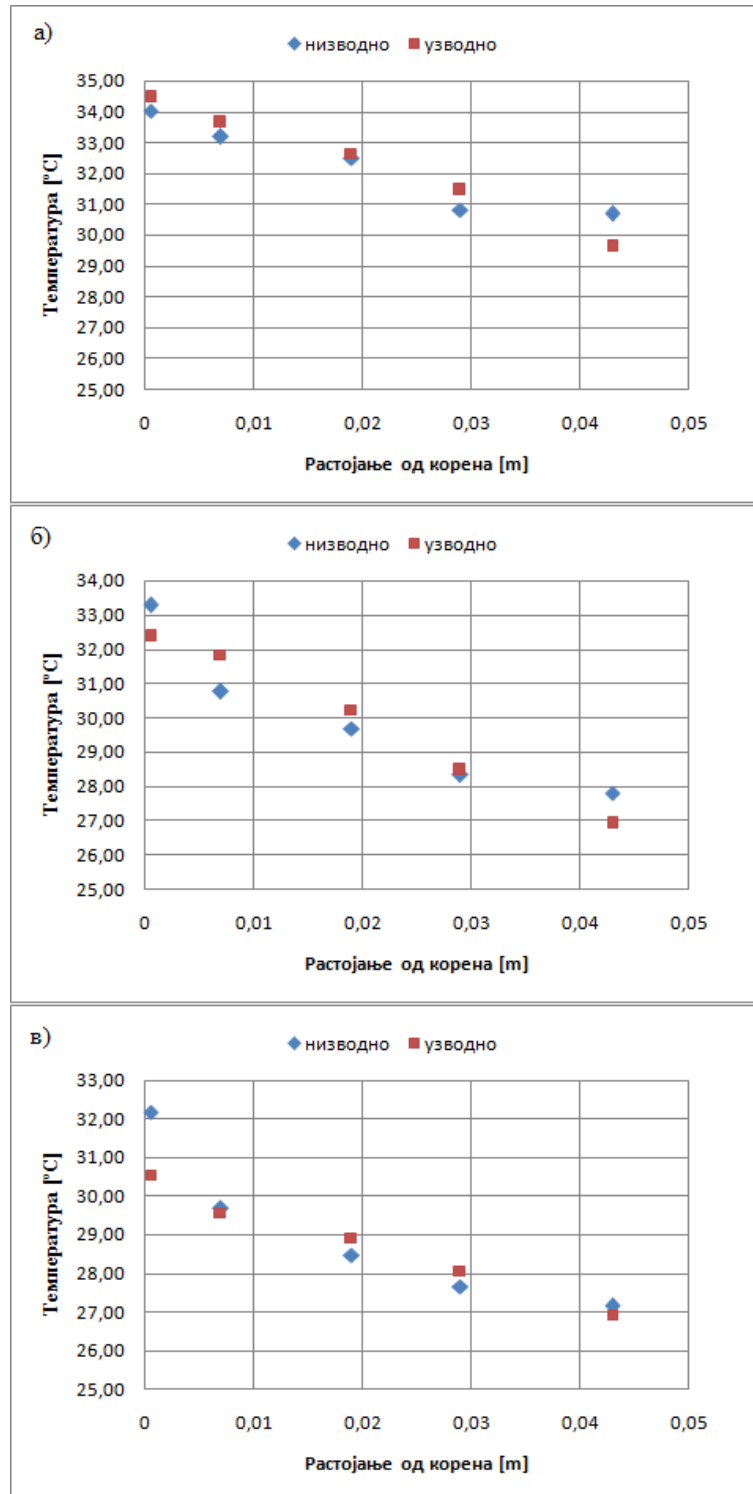
а) 100m<sup>3</sup>/h, б) 200m<sup>3</sup>/h и в) 300m<sup>3</sup>/h





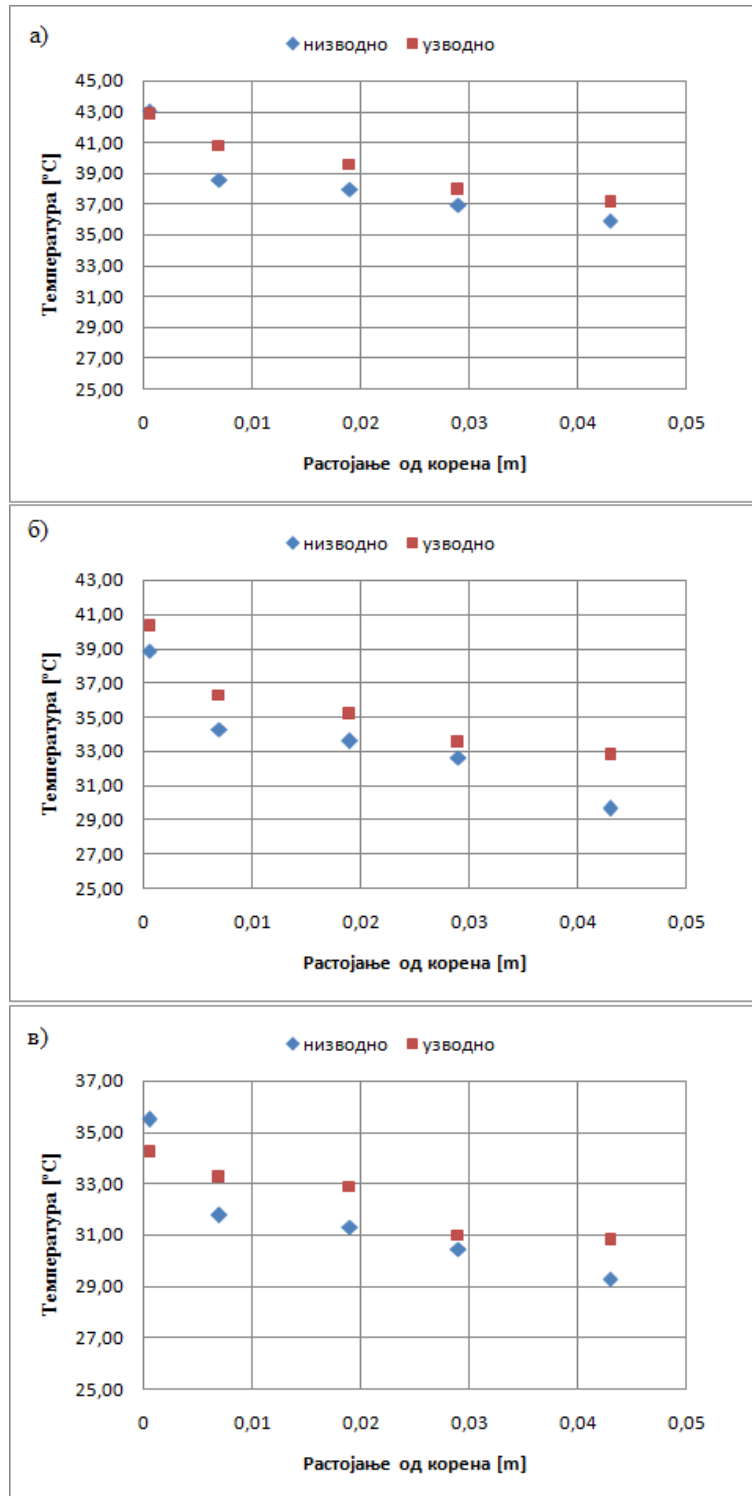
Слика 3.11 Температурни профил узводне и низводне стране прве плоче у пакету од две плоче за средњу температуру воде од око 49°C за различите протоке ваздуха

а) 100m<sup>3</sup>/h, б) 200m<sup>3</sup>/h и в) 300m<sup>3</sup>/h



Слика 3.12 Температурни профил узводне и низводне стране друге плоче у пакету од две плоче за средњу температуру воде од око 41°C за различите протоке ваздуха

а) 100m<sup>3</sup>/h, б) 200m<sup>3</sup>/h и в) 300m<sup>3</sup>/h



Слика 3.13 Температурни профил узводне и низводне стране друге плоче у пакету од три плоче за средњу температуру воде од око 47°C за различите протоке ваздуха

а) 100 m<sup>3</sup>/h, б) 200 m<sup>3</sup>/h и в) 300 m<sup>3</sup>/h



На сликама 3.14 а) до ђ) су приказани профили средње температуре ваздуха дуж правца струјања за пакет од две и три плоче. Са графика на слици 3.14 се може закључити да се највећа размена топлоте одиграва у току струјања кроз прву плочу. Он износи у пакету од две плоче  $\sim 90\%$ , односно у пакету од три плоче  $\sim 80\%$ , док друга и трећа плоча у пакету од три плоче доприносе са по  $\sim 10\%$  од укупног пораста температуре ваздушне струје. Као последица тога на другој плочи у пакету од две и три плоче (односно међуплочи у пакету од три плоче) долази до међусобног приближавања температуре површине узводне и низводне стране перфориране плоче. На основу сличности поља температуре на узводној и низводној страни плоче, као и вредности температуре ваздуха са узводне и низводне стране, може се претпоставити да су топлотни флуksеви узводне и низводне стране перфориране плоче у унутрашњости пакета приближно једнаки, слично као што је и Хејес претпоставио [46].

### 3.1.7 Грешка мерења температуре плоче

Поређењем резултата мерења температуре у корену плоче, са контролним термопаром установљено је одступање од највише  $0,6^\circ\text{C}$ . За минималну разлику температура измерену на плочи од  $13,43^\circ\text{C}$  класа тачности износи

$$\varepsilon_T = \frac{\delta T}{\Delta T} = \frac{0,6}{13,43} = 5,21\%, \quad (3.4)$$

док за максималну разлику од  $28^\circ\text{C}$  износи

$$\varepsilon_T = \frac{\delta T}{\Delta T} = \frac{0,6}{28} = 2,1\%. \quad (3.5)$$

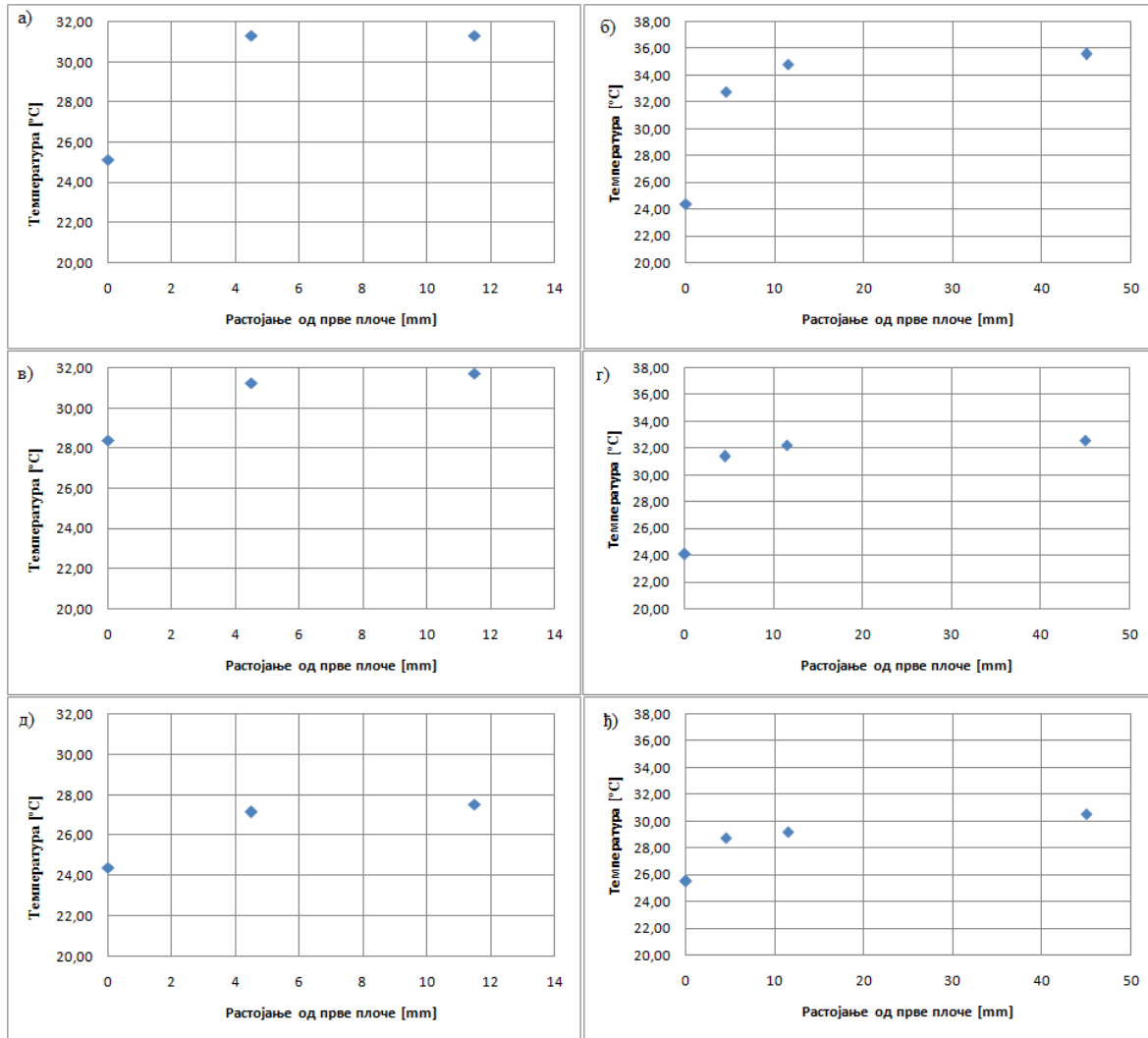
### 3.1.8 Грешка мерења температуре ваздуха

Међусобним поређењем показивања термопарова је установљено да разлике у мереној температури не прелазе  $0,1^\circ\text{C}$ . За минималну измерену разлику температура од  $1,55^\circ\text{C}$  класа тачности износи

$$\varepsilon_T = \frac{\delta T}{\Delta T} = \frac{0,1}{1,55} = 6,45\%, \quad (3.6)$$

док за максималну разлику од  $11,21^\circ\text{C}$  износи

$$\varepsilon_T = \frac{\delta T}{\Delta T} = \frac{0,12}{11,21} = 0,89\%. \quad (3.7)$$



Слика 3.14 Профили средње температуре ваздуха између плоча за пакет од две и три плоче при протоку ваздуха од

а)  $100\text{m}^3/\text{h}$ , в)  $200\text{m}^3/\text{h}$  д)  $300\text{m}^3/\text{h}$  за пакет од две плоче и

б)  $100\text{m}^3/\text{h}$ , г)  $200\text{m}^3/\text{h}$  ђ)  $300\text{m}^3/\text{h}$  за пакет од три плоче

### 3.1.9 Резултати мерења пада притиска са ваздушне стране

На слици 3.15 су приказани резултати мерења падова притиска за пакет од три плоче са колектором и за пакет од две плоче без колектора.

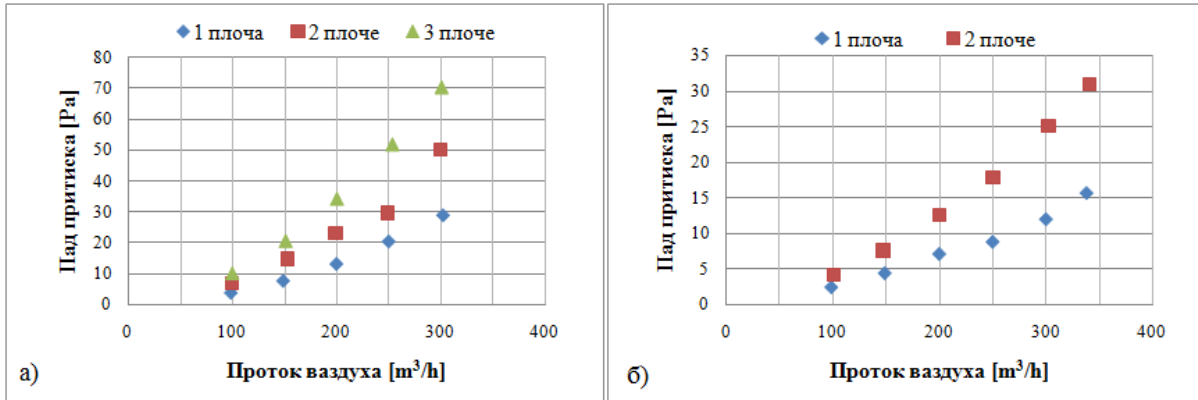
### 3.1.10 Тачност мерења пада притиска

Тачност мерења пада притиска износи  $\pm 0,3\text{Pa}$  или  $\pm 0,5\%$  од измерене вредности. Тачност мерења је стога за минимални пад притиска

$$\varepsilon_p = \frac{\delta p}{\Delta p} = \frac{0,3}{2,3} = 13,04\% \quad (3.8)$$

и за максимални измерен пад притиска

$$\varepsilon_p = \frac{\delta p}{\Delta p} = \frac{0,3}{13,43} = 2,22\%. \quad (3.9)$$



Слика 3.15 Мерење пада притиска кроз пакет са и без колектора

а) кроз пакет од три плоче са колектором и б) пакет од две плоче без колектора

### 3.2 Одређивање мерне несигурности топлотне снаге

Несигурност мерења топлотне снаге апарата је веома сложена и зависи од грешака мерења протока, температуре, као и од топлотног капацитета и густине како ваздуха, тако и воде.

На основу раније изложених карактеристика мерне опреме добијају се грешке мерења протока и температуре, приказане у табели 3.1. Грешке у рачунању топлотног капацитета и густине усвојене су на основу термодинамичких таблица [87].

Табела 3.1 Грешке за одређивање мерне несигурности топлотне снаге водене стране

Величина	Јединица	Грешка	
$\delta\rho_w$	kg/m <sup>3</sup>	± 5	густина воде
$\delta\dot{V}_w$	m <sup>3</sup> /h	± 1,5 (2,5%)	проток воде
$\delta c_w$	J/kgK	± 3	топлотни капацитет воде
$\delta\Delta T_w$	K	± 0,1 (1,1%)	разлика температура

Грешка мерења топлотне снаге водене стране је једнака [88,89]

$$\delta\dot{Q}_w = \frac{\partial\dot{Q}_w}{\partial\rho_w} \delta\rho_w + \frac{\partial\dot{Q}_w}{\partial\dot{V}_w} \delta\dot{V}_w + \frac{\partial\dot{Q}_w}{\partial c_w} \delta c_w + \frac{\partial\dot{Q}_w}{\partial\Delta T_w} \delta\Delta T_w. \quad (3.10)$$



**Табела 3.2** Грешке за одређивање мерне несигурности топлотне снаге водене стране

Величина	Јединица	Грешка	
$\delta \rho_L$	kg/m <sup>3</sup>	± 0,01	густина ваздуха
$\delta \dot{V}_L$	m <sup>3</sup> /h	± 12 (5%)	проток ваздуха
$\delta c_{p,L}$	J/kgK	± 1	топлотни капацитет ваздуха
$\delta \Delta T_L$	K	± 0,12	разлика температура

Грешка мерења топлотне снаге апарата са ваздушне стране спада такође у грешке индиректног мерења и зависи од грешака мерења протока ваздуха, температуре ваздуха као и одређивања топлотног капацитета ваздуха и њгове густине

$$\delta \dot{Q}_L = \frac{\partial \dot{Q}_L}{\partial \rho_L} \delta \rho_L + \frac{\partial \dot{Q}_L}{\partial \dot{V}_L} \delta \dot{V}_L + \frac{\partial \dot{Q}_L}{\partial c_L} \delta c_{p,L} + \frac{\partial \dot{Q}_L}{\partial \Delta T_L} \delta \Delta T_L. \quad (3.11)$$

Грешка мерења топлотне снаге пакета перфорираних плоча је износила

- са водене стране од 3 до 5,6%
- и са ваздушне стране ~4%.

Одступање средње топлотне снаге у односу на топлотну снагу ваздушне и водене стране је одређено по изразу [83]

$$\varepsilon_{\dot{Q}} = \frac{\sqrt{(\dot{Q}_w - \dot{Q})^2 + (\dot{Q}_L - \dot{Q})^2}}{\dot{Q}}. \quad (3.12)$$

За критеријум успешности мерења је усвојено да грешка мора бити мања од 10% [12].



## 4. НУМЕРИЧКО ИСТРАЖИВАЊЕ

Computational fluid dynamics (CFD) представља грану механике флуида и термодинамике која користи нумеричке методе и алгоритме за анализирање и решавање проблема који се тичу струјања флуида и преноса топлоте и материје. У данашње време развојем рачунара CFD је нашао велику примену и у индустрији. Уопштено се скоро сви CFD пакети данас састоје из три основне целине: предпроцесора, процесора и постпроцесора [39,83,90]. Предпроцесор је део софтверског пакета CFD који се користи за креирање, дискретизацију домена (изградњу мреже) и постављање почетних и граничних услова. Потом се у процесору примењују неки од нумеричких модела којима се скуп парцијалних диференцијалних једначина преводи у скуп алгебарских једначина које се решавају итеративним поступком. У постпроцесору се врши визуализација добијених резултата.

Термо–струјни процеси се описују системом једначина одржања материје, количине кретања и енергије. Поред наведених, систем једначина, првенствено код флуида који немају константну густину, чине и релације нпр. за величине стања флуида. Тако се нпр. код идеалног гаса може применити једначина стања идеалног гаса или термодинамичке таблице у случају реалних флуида.

### 4.1. Математички модел

Нумеричко решавање преноса топлоте, струјних и других процеса може да почне онда када закони који управљају овим процесима (физички модел процеса) буду изражени у математичком облику, углавном помоћу парцијалних диференцијалних једначина. Генерални облик тзв. транспортних једначина је [33,81,91]

$$\frac{\partial(\rho\Phi)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho\Phi u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \Gamma_\Phi \frac{\partial\Phi}{\partial x_i} \right) + S_\Phi. \quad (4.1)$$

Парцијална диференцијална једначина којом се описује неки од феномена преноса материје, количине кретања или енергије у ствари изражава начело одржања за одређену транспортну величину. Једначине одржања су:





- једначина одржања материје

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = 0, \quad (4.2)$$

- једначине одржања количине кретања – Навије-Стоксове једначине

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial(\tau_{ij})}{\partial x_j} - \frac{\partial p}{\partial x_i} + f_i, \quad (4.3)$$

- енергетска једначина

$$\frac{\partial(\rho h)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i h)}{\partial x_i} = \frac{\partial(j_{ih})}{\partial x_i} + \mu \Phi + S_h, \quad (4.4)$$

где је  $\rho$  густина,  $u_i$  компоненте брзине,  $p$  притисак,  $f_i$  изворни чланови једначине одржања количине кретања (запремински, Кориолисов, узгонске силе, итд.) који се могу занемарити,  $h$  енталпија,  $S_h$  продукција/деструкција енергије,  $j_{ih}$  флуксеви дифузиог транспорта енергије. У свим једначинама се могу са леве стране уочити нестационарни и конвективни, а са десне дифузиони и изворни чланови.

Код Њутновских (Newton) флуида су вискозни напони пропорционални деформацији, те је тензор  $\tau_{ij}$  облика

$$\tau_{ij} = \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \mu \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij}, \quad (4.5)$$

где је  $\mu$  динамичка вискозност флуида, а  $\delta_{ij}$  Кронекеров делта оператор ( $\delta_{ij}=1$  за  $i=j$  и  $\delta_{ij}=0$  за  $i \neq j$ ).

У једначини 4.4 дифузиони флукс транспорта енергије  $j_{ih}$  обухвата транспорт енергије кондукцијом и вискозном дисипацијом. Ово се може исказати у облику:

$$j_{ih} = \Gamma_T \frac{\partial T}{\partial x_i}, \quad (4.6)$$

при чему је

$$\Phi = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)^2 - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \frac{\partial u_l}{\partial x_l}, \quad (4.7)$$



где је  $\Gamma_T = \lambda$  дифузиони коефицијент за енталпију, односно у овом случају коефицијент провођења топлоте [33].

Навије-Стоксове једначине су нелинеарне парцијалне диференцијалне једначине другог реда. У неким једноставним случајевима, као што је нпр. Стоксово струјање, једначине се могу поједноставити до нивоа линеарних једначина. Међутим у свим реалним ситуацијама једначине је тешко или немогуће решити те се прибегава упрошћавању или моделирању. На основу захтеваног нивоа детаљности, рачунарског времена, једноставности примене, применљивости и тачности, дате једначине се могу решити директном нумеричком симулацијом (DNS), која је најдетаљнија, али и захтева највише ресурса и времена (који далеко превазилазе могућности данашњих рачунара). Друга могућност је симулација великих вртлога (LES), који директно решава једначине до неке скале, док се остали део спектра моделира, а понекад третира и додатним напонским чланом. Модел даје доста детаља, може да прикаже тренутне вредности тока, али и даље захтева велике ресурсе. Има велике потенцијале за даља истраживања, уз очекивано побољшање карактеристика рачунара. У датом раду је коришћен RANS приступ, који решава осредњене Рејнолдсове једначине, нумерички је мање захтеван, али даје осредњене карактеристике тока и не може да прикаже детаље тренутних турбулентних структура, а резултате пружа у осредњеном облику.

## 4.2 Осредњене Навије-Стоксове једначине - RANS

RANS једначине описују понашање осредњених транспортних величина, док се све остале турбулентне скале моделирају. Тиме се значајно смањује потребно време за срачунавање, као и потребан ниво рачунарских ресурса, што га чини применљивим на широк опсег инжењерских проблема. Рејнолдсово осредњавање (или декомпозиција) се заснива на подели тренутне вредности одговарајуће величине на осредњену вредност и флукуацију [91,92]

$$\Phi(x, t) = \bar{\Phi}(x) + \Phi'(x, t), \quad (4.8)$$

где је

$$\bar{\Phi}(x, t) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T \Phi(x, t). \quad (4.9)$$

Овде  $t$  представља време, а  $2T$  интервал на коме се врши осредњавање. Овом методом могуће је применити декомпозицију на све променљиве:

$$u_i = \bar{u}_i + u_i', \quad (4.10)$$

$$\rho = \bar{\rho} + \rho', \quad (4.11)$$

$$T = \bar{T} + T'. \quad (4.12)$$

Основна правила осредњавања за неку величину  $a$  и  $b$  су:

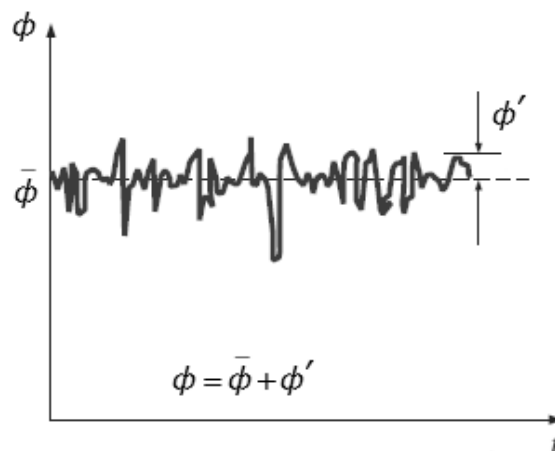
$$\overline{\bar{a}} = \bar{a}, \quad (4.13)$$

$$\overline{a + b} = \bar{a} + \bar{b}, \quad (4.14)$$

$$\overline{ab} = \bar{a}\bar{b}, \quad (4.15)$$

$$\frac{\partial \bar{a}}{\partial x} = \frac{\partial \bar{a}}{\partial x'}, \quad (4.16)$$

$$\bar{a} = \overline{\bar{a} + a'} = \bar{a} + \bar{a}'. \quad (4.17)$$



Слика 4.1 Рејнолдсова декомпозиција величине  $\Phi$  на изабраном интервалу

Уврштавањем израза (4.8) у изразе за једначину одржања материје и једначине за количину кретања добија се за  $\rho = \text{const.}$ , односно нестишљива струјања

$$\frac{\partial(\bar{u}_i + u_i')}{\partial x_i} = 0. \quad (4.18)$$

Други члан на левој страни једначине за количину кретања је после декомпозиције једнак



$$\begin{aligned} \frac{\partial ((\bar{u}_j + u'_j)(\bar{u}_i + u'_i))}{\partial x_j} &= \\ &= (\bar{u}_j + u'_j) \frac{\partial (\bar{u}_i + u'_i)}{\partial x_j} + (\bar{u}_i + u'_i) \frac{\partial (\bar{u}_j + u'_j)}{\partial x_j}, \end{aligned} \quad (4.19)$$

при чему је последњи члан једнак нули због једначине (4.18). Даље једначина количине кретања постаје

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\bar{u}_i + u'_i)}{\partial t} + (\bar{u}_j + u'_j) \frac{\partial (\bar{u}_i + u'_i)}{\partial x_j} &= \\ &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial (\bar{p} + p')}{\partial x_i} + v \frac{\partial^2 (\bar{u}_i + u'_i)}{\partial x_j \partial x_j}. \end{aligned} \quad (4.20)$$

Ако се примене правила осредњавања на једначину континуитета и количине кретања (4.18) и (4.20) при  $\rho = \text{const.}$ , добија се

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (4.21)$$

и

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_i} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + v \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j}. \quad (4.22)$$

Применом правила извода сложене функције на други члан са леве стране, добија се

$$\frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \bar{u}_i \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j}, \quad (4.23)$$

при чему је последњи члан на десној страни једнак нули на основу једначине (4.21). Тиме се на крају добије једначина облика

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( v \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \overline{\rho u'_i u'_j} \right). \quad (4.24)$$

Ако је енталпија  $h$  једнака  $h = c_p T$  и занемаривањем рада вискозних сила и изворног члана, као и уз претпоставку да је  $\rho = \text{const.}$ , једначина (4.4) постаје



$$\rho c_p \left[ \frac{\partial T}{\partial t} + u_i \frac{\partial T}{\partial x_i} \right] = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial x_i} \right). \quad (4.25)$$

Декомпозицијом се једначина (4.25) своди на

$$\rho c_p \left[ \frac{\partial(\bar{T} + T')}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{T} + T')(\bar{u}_i + u'_i)}{\partial x_i} \right] = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \lambda \frac{\partial(\bar{T} + T')}{\partial x_i} \right). \quad (4.26)$$

Уз примену правила осредњавања (4.13-4.17) за енергетску једначину добија се

$$\rho c_p \left[ \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{T}\bar{u}_i)}{\partial x_i} \right] = \lambda \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial x_i \partial x_i} - \rho c_p \frac{\partial(\overline{u'_i T'})}{\partial x_i}. \quad (4.27)$$

Може се уочити да је облик једначине континуитета исти и за тренутни и за осредњени ток, док се код Рејнолдсових осредњених једначина и у енергетској једначини на десној страни јавља додатни члан, који је последица самог осредњавања. Уобичајено је да се овај члан у осредњеној једначини кретања назива Рејнолдсовим напонима, а у осредњеној енергетској једначини турбулентним топлотним флуксевима. Поставља се питање одређивања вредности Рејнолдсових напона. То је био предмет интензивног истраживања и моделирања још од извођења Рејнолдсових једначина пре више од века. Проблем је препознат као проблем затварања система једначина.

### 4.3 Затварање система једначина

За инжењерску праксу најчешће је непотребно да се детаљно одреде турбулентне флукуације. Углавном је довољно одредити средње вредности тока. Из тог разлога се већина метода за прорачун турбулентних токова заснива на RANS приступу. Како би се одредиле додатне непознате величине потребно је да се примени или развије турбулентни модел. RANS турбулентни модели су класификовани на основу броја додатних транспортних једначина којима се затвара систем.

### 4.4 Моделирање Рејнолдсових напона

Сви модели приказани у овом раду сем последњег (Табела 4.1) се заснивају на Бусинесковој (Bousinesq) хипотези да су Рејнолдсови напони пропорционални деформацији [93,94]. Ова претпоставка се заснива на чињеници да су вискозни напони пропорционални деформацији у главном току. Ова се претпоставка може исказати у облику



$$-\rho \overline{u'_i u'_j} = \mu_t \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left( \rho k + \mu_t \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_k} \right) \delta_{ij} \quad (4.28)$$

где је  $\mu_t$  тзв. турбулентна вискозност, која не представља особину флуида, већ самог тока, и код двоједначинских модела се одређује као  $\mu_t = \rho C_\mu k / \varepsilon$ , где  $k$  представља кинетичку енергију турбуленције. На овај начин је систем затворен.

Бусинескова хипотеза је истовремено и највећа снага и слабост поменутих модела. Она омогућава исто третирање утицаја турбуленције на главни ток, попут утицаја вискозности на ламинарни ток и представља велико поједностављење и увелико смањује потребу за рачунарским ресурсима. Ово је био пример једначина нултог реда. Код њих се најчешће одређује турбулентна дужинска скала  $l$  у форми алгебарског израза.

**Табела 4.1 Подела турбулентних модела по броју додатних једначина**

Број додатних једначина	Назив модела	Турбулентна вискозност
0	модел путање мешања	$\mu_t = \text{const.}$
1	$k$ модел	$\mu_t = f(k), l = \text{const.}$
2	$k$ - $\varepsilon$ модели	$\mu_t = f(k, \varepsilon)$
	$k$ - $\omega$ модели	$\mu_t = f(k, \omega)$
4	дво-размерни $k$ - $\varepsilon$ модели	$\mu_{тп} = f(k_p, \varepsilon_p), \mu_{тГ} = f(k_T, \varepsilon_T)$
7	модели Рејнолдсових напона	пун модел турбулентних напона

Код једначина првог реда се најчешће уводи транспортна једначина за кинетичку енергију турбуленције  $k = \frac{1}{2} \sqrt{(u'^2 + v'^2 + w'^2)}$ . Уобичајено је да се додатно одреди и алгебарска једначина за турбулентну дужинску скалу  $l$ .

Двоједначински модели, који су данас у најширој употреби, поред једначине за кинетичку енергију турбуленције, уводе и додатну једначину, попут дисипације кинетичке енергије турбуленције  $\varepsilon$  или модификоване једначине за дисипацију,  $\omega$ , која не захтева коришћење додатних зидних функција.



Четвороједначински или дво-размерни  $k$ - $\varepsilon$  модели се заснивају на употреби два различита  $k$ - $\varepsilon$  модела у два различита правца, чиме се врши тачније третирање анизотропије тока.

На крају, ту су модели Рејнолдсових напона, или тзв. модели другог реда. Код њих се одређује додатна транспортна једначина за сваки члан тензора Рејнолдсових напона, са третирањем турбулентне дифузије, узгонских сила и сличних изворних чланова. Одређују се одговарајуће моделске константе и на тај начин процењује дати утицај. На крају се уз ових шест додатних једначина, решава и једначина дисипације кинетичке енергије турбуленције  $\varepsilon$ . Ови модели су релативно нови и тек са најновијим побољшањем карактеристика рачунара налазе примену у техничкој пракси, с обзиром да су доста захтевнији од најшире коришћених двоједначинских модела.

#### 4.5 Модел путање мешања

На основу димензијске анализе може се претпоставити да је кинематска турбулентна вискозност  $\nu_t$  чија је димензија  $m^2s^{-1}$  производ турбулентне брзинске скале  $v$  и турбулентне дужинске скале  $l$ , односно

$$\nu_t = Cvl, \quad (4.29)$$

где је  $C$  бездимензиона константа [33,78,81]. Слично томе је динамичка турбулентна вискозност

$$\mu_t = \rho Cvl. \quad (4.30)$$

Највећи део турбулентне кинетичке енергије се садржи у великим вртлозима, чија је карактеристика скале  $l$ . Ако сходно томе претпоставимо да постоји веза између средњег тока и највећих вртлога могу се повезати карактеристичне брзинске скале вртлога са средњим током. Ова идеја је примењива код дводимензионалних турбулентних токова где је

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = -\rho \overline{u'v'}, \quad (4.31)$$

при чему је најбитнији градијент средњег тока  $\partial u / \partial y$ . Стога се може рећи да је

$$v = cl \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right|. \quad (4.32)$$



Апсолутна вредност служи да се обезбеди позитивна вредност брзинске скале. Комбиновањем горе наведених једначина (4.29) и (4.32), добија се на крају

$$v_t = l_m^2 \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right|. \quad (4.33)$$

Ово представља Прантлов модел путање мешања, где је  $l_m$  одговарајућа дужинска скала. Коришћењем израза (4.30) и под претпоставком да је  $\partial u / \partial y$  најутицајнији градијент брзине добија се на крају

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = -\overline{\rho u'v'} = \rho l_m^2 \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| \frac{\partial u}{\partial y} \quad (4.34)$$

Транспорт скалара се описује на сличан начин као

$$-\overline{\rho u'\Phi'} = \Gamma_t \frac{\partial \Phi}{\partial y}. \quad (4.35)$$

#### 4.6 Основе $k$ - $\varepsilon$ модела

За разлику од других модела турбуленције,  $k$ - $\varepsilon$  модел се фокусира на механизме који утичу на турбулентну кинетичку енергију. Модел путање мешања нема овакаву општост. Претпоставка овог модела је да је турбулентна вискозност изотропна, другим речима стопа деформација је иста у свим правцима. Егзактна  $k$ - $\varepsilon$  једначина садржи многе непознате и немерљиве вредности. За практичан рад, користи се више варијанти  $k$ - $\varepsilon$  турбулентног модела, као што су нпр. стандардни  $k$ - $\varepsilon$  турбулентни модел и  $RNG$   $k$ - $\varepsilon$  модел [95-100]. За турбулентну кинетичку енергију важи транспортна једначина [81,91,101]

$$\begin{aligned} \frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = & -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{u'_i p'}}{\partial x_i} - \frac{\partial \overline{u'_i u'_j u'_k}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 k}{\partial x_j^2} - \\ & - \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \nu \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_j} \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_j} - \frac{g}{\rho} \overline{u'_i \rho'} \delta_{ij} \end{aligned} \quad (4.36)$$

а за њену дисипацију [91]





$$\begin{aligned}
\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \bar{u}_k \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} = & - \frac{\partial}{\partial x_k} \left( \overline{u'_k \varepsilon'} + \frac{2\nu \overline{\partial p'} \partial u'_k}}{\rho \frac{\partial x_l}{\partial x_l}} - \nu \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} \right) \\
& - 2\nu \left( \frac{\partial \overline{u'_l \partial u'_l}}{\partial x_l \partial x_k} + \frac{\partial \overline{u'_l \partial u'_k}}{\partial x_l \partial x_l} \right) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} \\
& - 2\nu \overline{u'_k \frac{\partial u'_l}{\partial x_l} \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_k \partial x_l}} - 2\nu \frac{\partial \overline{u'_l \partial u'_k \partial u'_l}}{\partial x_l \partial x_l \partial x_k} \\
& - 2\nu \left( \frac{\partial^2 \overline{u'_l}}{\partial x_l \partial x_k} \right) - 2\nu \frac{\partial \overline{u'_l \partial f'_l}}{\partial x_l \partial x_l}.
\end{aligned} \tag{4.37}$$

Уопштено се транспортна једначина за  $k$  или  $\varepsilon$  може написати као

Промена $k$ или $\varepsilon$	+	Пренос $k$ или $\varepsilon$ конвекцијом	=	Пренос $k$ или $\varepsilon$ дифузијом	+	Производња $k$ или $\varepsilon$	-	Деструкција $k$ или $\varepsilon$
----------------------------------	---	--	---	--	---	-------------------------------------	---	--------------------------------------

#### 4.7 Стандардни $k$ - $\varepsilon$ модел

Основна претпоставка стандардног  $k$ - $\varepsilon$  модела ( $SKE$  модел) је да је турбулентни ток потпуно изотропан, тј. при високим вредностима Рејнолдсових бројева [95]. Турбуленција се генерише на ниским фреквенцијама у спектру и на истом месту дисипира на високим фреквенцијама спектра. Главна предност му је једноставност и потребно је само задати граничне и/или почетне услове. У широкој је примени у великом броју инжењерских апликација и најчешће је коришћен модел. Међутим, недостатак му је да прецењује производњу  $k$  у стагнантним зонама. Стога, третирање граничног слоја није адекватно с обзиром на изражени анизотропни карактер турбуленције. Једначине за  $k$  и за  $\varepsilon$  у стандардном  $k$ - $\varepsilon$  моделу су

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + 2\mu_t S_{ij} S_{ji} - \rho \varepsilon, \tag{4.38}$$

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \varepsilon \bar{u}_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} 2\mu_t S_{ij} S_{ji} - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k}. \tag{4.39}$$

Константе модела су дате у табели 4.2.



**Табела 4.2 Константе стандардног  $k$ - $\varepsilon$  модела**

Константа	$\sigma_k$	$\sigma_\varepsilon$	$C_{1\varepsilon}$	$C_{2\varepsilon}$	$C_\mu$
Вредност	1,0	1,314	1,44	1,92	0,09

#### 4.8 RNG $k$ - $\varepsilon$ модел

RNG  $k$ - $\varepsilon$  модел је развијен 1986. и добијен је техником ренормализоване групе – RNG са циљем да се развије модел који би адекватније третирао мале турбулентне скале у доменима великих скала помоћу модификованих транспортних коефицијената [96,97,98]. RNG процедура уводи члан који описује флукуације брзине малих скала и приказује њихове ефекте на великим скалама, заједно са почетним и граничним условима, на вртлоге у инерцијалном опсегу. Овај члан је тако дефинисан да су глобалне особине резултујућег струјног поља исте као и оне у главном току.

Уведене корекције омогућавају успешну примену и при великим и при малим вредностима Рејнолдсових бројева у току. Последица је да при великим вредностима Рејнолдсових бројева  $RNG$  користи исту математичку формулацију као и  $SKE$  модел, са изузетком нешто измењених моделских константи

$$\frac{\partial(\rho\varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho\varepsilon\bar{u}_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} 2\mu_t S_{ij} S_{ji} - C_{2\varepsilon}^* \rho \frac{\varepsilon^2}{k}, \quad (4.40)$$

$$C_{2\varepsilon}^* = C_{2\varepsilon} + \frac{C_\mu \eta^3 (1 - \frac{\eta}{\eta_0})}{1 + \beta \eta^3}. \quad (4.41)$$

Добијени облик  $RNG$   $k$ - $\varepsilon$  модела се показао успешним за израчунавање сепарационих токова за високе Рејнолдсове бројеве.

Константе  $RNG$   $k$ - $\varepsilon$  модела су дате у табели 4.3.

**Табела 4.3 Константе  $RNG$   $k$ - $\varepsilon$  модела**

Константа	$\sigma_k$	$\sigma_\varepsilon$	$C_{1\varepsilon}$	$C_{2\varepsilon}$	$C_\mu$	$\eta_0$	$\beta$
Вредност	0,7194	0,7194	1,42	1,68	0,0845	4,38	0,012



## 4.9 $k$ - $\omega$ модел

Први двоједначински турбулентни модел је  $k$ - $\omega$  модел Колмогорова (Kolmogorov) представљен 1942. године. Овај модел, који је такође познат као  $k$ - $f$  и  $k$ - $w$  модел, подразумева решење транспортних једначина за турбулентну кинетичку енергију  $k$  и фреквенцију турбуленције  $\omega$ . Неколико различитих и побољшаних верзија Колмогоровог модела су предложене, укључујући и оне од: Саија (Saiy) [102], Сполдинга (Spalding) [103], Вилкокса (Wilcox) [104], Специала (Speziale) [105] и Ментер (Menter) [106]. Вилкоков  $k$ - $\omega$  модел (1988) који користи фреквенцију турбуленције  $\omega = \varepsilon/k$ , димензије  $s^{-1}$  као другу непознату. Ако је дужинска скала  $l = \sqrt{k}/\omega$ , онда је и  $\mu_t = \rho k/\omega$  и

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + 2\mu_t S_{ij} S_{ji} - \frac{2}{3} k \rho \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \delta_{ij} - \rho \omega k \beta^* \quad (4.42)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho\omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho\omega U_i)}{\partial x_i} = \\ = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \gamma \left( 2\rho S_{ij} S_{ji} - \frac{2}{3} \omega \rho \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \delta_{ij} \right) - \beta_1 \rho \omega^2. \end{aligned} \quad (4.43)$$

Константе модела су дате у табели 4.4.

Табела 4. 4 Константе Вилкоковского  $k$ - $\omega$  модела

Константа	$\sigma_k$	$\sigma_\omega$	$\gamma$	$\beta_1$	$\beta^*$
Вредност	2,0	2,0	0,553	1,68	0,0845

## 4.10 Гранични услови симулације

Једначине модела за  $k$  и  $\varepsilon$  су елиптичне због градијента дифузионог члана. Њихово понашање је слично другим елиптичким једначинама, због чега је потребно одредити и следеће граничне услове:

- улаз у домен - дистрибуција  $k$  и  $\varepsilon$ ,
- излаз из домена, оса симетричности -  $\partial k/\partial n = 0$ ,  $\partial \varepsilon/\partial n = 0$ ,
- слободна струја -  $k$  и  $\varepsilon$  или  $\partial k/\partial n = 0$   $\partial \varepsilon/\partial n = 0$
- зидови струјног канала - у зависности од Рејнолдсовог броја.



Међутим, ови подаци су често недоступни, поготову корисницима у индустрији. У том случају се могу користити вредности за  $k$  и  $\varepsilon$  из литературе. У случају да никакви подаци нису доступни за дистрибуцију  $k$  и  $\varepsilon$  у токовима кроз водове могу се узети апроксимације [81]

$$k = \frac{2}{3}(U_{ref}l)^2, \quad (4.44)$$

$$\varepsilon = C_\mu^{3/4} \frac{k^{3/2}}{l}, \quad (4.45)$$

$$l = 0,07L, \quad (4.46)$$

$$I = 0,16Re^{-1/8}. \quad (4.47)$$

Такође, ради брже конвергенције примењује се иницијализација величина  $k$  и  $\varepsilon$  као

$$k_{in} = 0,1(U_{ref})^2, \quad (4.48)$$

$$\varepsilon_{in} = \frac{0,1643k_{in}^{1,5}}{0,09L}. \quad (4.49)$$

где су

- $U_{ref}$  – референтна брзина,
- $I$  – интензитет турбуленције,
- $L$  – карактеристична дужина,
- $l$  – турбулентна дужинска скала.

#### 4.10.1 Зидне функције

Дефинисање граничних услова за моделиране транспортне једначине представља озбиљан проблем и заслужује посебно разматрање. Посебан проблем представља третман граничних услова на зиду. Директна интеграција једначина до зида захтева решавање једначина и унутар вискозног подслоја, а то значи увођење вискозних ефеката у моделиране једначине. Проблем моделирања вискозних ефеката, посебно у једначини за дисипацију, као и драстично смањење економичности рачунања, главни су разлози да овакви модели нису наишли на широку примену упркос веома добрим резултатима. Уместо оваквог приступа, прихваћена је пракса, коју су увели Лаундер и Сполдинг да се вискозна зона премошћује зидним функцијама и решавање једначина

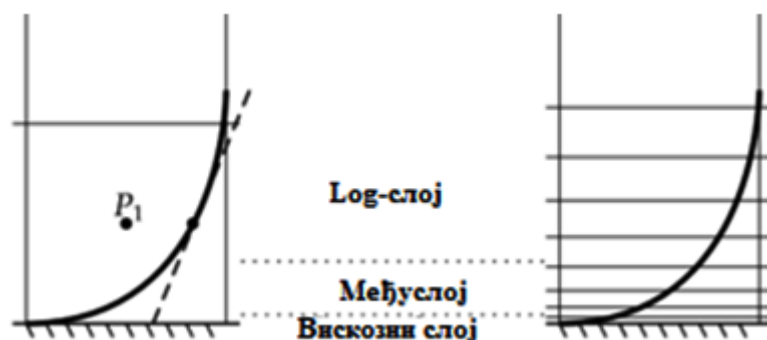
ограничи само на турбулентне области (слика 4.2) [81,91,95]. Данас су присутни напори у правцу побољшања метода третмана вискозности и граничних услова на зиду. Напори су усмерени у два могућа правца: у правцу побољшања зидних функција увођењем додатних ефеката или ка побољшању моделирања утицаја зидова. У даљем тексту, пажња ће се посветити зидним функцијама јер је ова пракса у огромној већини и данас задржана. Ове функције повезују граничне услове на зиду са вредностима зависно променљивих у чворовима ћелија суседних одговарајућем зиду. Употребом ових функција се избегава коришћење екстремно финих мрежа, али, нажалост, претпоставке на којима се базирају, нису у потпуности тачне.

Ова је ограничења нагласио још Патанкар (Patankar) [107]. Јављају се покушаји побољшања ових функција, али недостатак у погледу логаритамског профила брзине остаје [108,109]. Ферстиг и Малаласекера (Versteeg, Malalasekera) потврђују ограничења зидних функција [81]. Развијене су бројне формулације зидних функција на бази експерименталних резултата разних токова у отвореним каналима. Међутим, све ово повећава захтеве за перформансама рачунара, тако да је њихова практична примена још увек немогућа.

У овој дисертацији су, имајући у виду рачунарске ресурсе, коришћене добро познате логаритамске зидне функције.

#### 4.10.2 Равнотежне логаритамске зидне функције

При високим Рејнолдсовим бројевима код стандардног  $k-\epsilon$  модела не постоји потреба да се једначине модела интеграле до самог зида, већ се користе такозване зидне функције [95]. У литератури су присутни детаљи извођења зидних функција, тако да ће се овде узети готови изрази.



Слика 4.2 Апроксимација брзинског профила зидним функцијама у зависности од финоће мреже



Зидне функције повезују међусобно локални тангенцијални напон и средњу брзину [33,81,91]

$$U^+ = \frac{U_R}{U_\tau} = \begin{cases} y^+, & \text{за } y^+ < 11,6 \\ \frac{\ln(Ey^+)}{k}, & \text{за } y^+ \geq 11,6 \end{cases} \quad (4.50)$$

$$k = \frac{U_\tau^2}{\sqrt{C_\mu}} \quad (4.51)$$

$$\varepsilon = C_\mu^{3/4} \frac{k^{3/2}}{\kappa \Delta} \quad (4.52)$$

где је  $U^+$  - бездимензијска брзина,  $U_R$  - резултујућа брзина паралелна са зидом у првом слоју ћелија до зида,  $U_\tau$  - резултантна фриксиона брзина,  $\Delta$  - нормално одстојање између зида и првог чвора коначне запремине,  $y^+$  - бездимензијска координата,  $\kappa = 0,417$  фон Карманова (von Karman) константа и  $E = 0,86$  коефицијент храпавости зида (у овом случају за потпуно гладак зид).

Резултантна фриксиона брзина и бездимензијска координата се одређују из израза

$$U_\tau = \sqrt{\frac{\tau_z}{\rho}} \quad (4.53)$$

$$y^+ = \frac{U_\tau \Delta}{\nu} = \frac{C_\mu^{1/4} k^{1/2} \Delta}{\nu} \quad (4.54)$$

при чему је

$$\tau_z = \frac{\xi \rho U_{st}^2}{4} \quad (4.55)$$

Једначина (4.50) важи за област  $30 < y^+ < 130$ . На основу претходних израза може се одредити коефицијент трења

$$C_z = \max[C_{zt}, C_{zl}], \quad (4.56)$$

$$C_{zl} = \frac{1}{Re}, \quad Re \leq 132,5, \quad (4.57)$$

$$C_{zt} = \frac{\kappa}{[\ln(ERe\sqrt{C_{zt}})]^2}, \quad Re > 132, \quad (4.58)$$



где је локални Рејнолдсов број дат изразом

$$Re = U^+ y^+ = U_R \frac{\Delta}{\nu}. \quad (4.59)$$

За пренос топлоте може се користити зидна функција заснована на универзалној дистрибуцији температура валидној за високе Рејнолдсове бројеве [95]

$$T^+ = - \frac{(T_P - T_W) c_p \rho U_\tau}{q_w} = \sigma_{T,t} \left( U^+ + P \left[ \frac{\sigma_{T,l}}{\sigma_{T,t}} \right] \right). \quad (4.60)$$

где су

- $T_P$  – температура у тачки  $y_p$  у близини зида,
- $T_W$  – температура зида,
- $c_p$  – специфична топлота флуида при константном притиску,
- $q_w$  – топлотни флуks зида,
- $\sigma_{T,t}$  – турбулентни прантлов број
- $\sigma_{T,l}$  – Прантлов број и
- $P$  – *pee*-функција [81,95].

За ниске Рејнолдсове бројеве није могуће користити наведене моделе, већ се предлажу другачији модели. За струјање се сматра да одговара високим Рејнолдсовим бројевима када су инерцијалне силе знатно веће од вискозних ( $Re \gg 1$ ). Обзиром на вредности Рејнолдсових бројева у овом истраживању модели за ниске Рејнолдсове бројеве неће бити посебно разматрани. Дobar преглед модификација модела за ниске Рејнолдсове бројеве су дали Пател и Роди [110,111].

#### 4.10.3 Неравнотежне логаритамске зидне функције

Генерализација израза (4.50) за неравнотежне услове на зиду је предложена од стране Лаундера и Сполдинга, у облику [95]

$$\frac{U_R \sqrt{k}}{U_\tau^2} = \frac{1}{\kappa_{st}} \ln \left( \frac{E_{st} \Delta \sqrt{k}}{\nu} \right), \quad (4.61)$$

где је  $\kappa_{st} = \kappa C_\mu^{1/4}$ ,  $E_{st} = \kappa E_\mu^{1/4}$ . Као што се може видети из израза (4.61), неравнотежне зидне функције су базиране на  $\sqrt{k}$  као карактеристичном брзинском размеру



турбуленције, уместо фрикционе брзине  $U_\tau$ . Турбулентни коефицијент трења се одређује из израза

$$C_{zt} = \frac{\kappa_{st} \sqrt{k}}{U_R \ln \left( \frac{E_{st} \Delta \sqrt{k}}{\nu} \right) U_\tau^2}. \quad (4.62)$$

Гранична вредност за кинетичку енергију турбуленције на зиду се одређује из њене транспортне једначине, док се дифузиони допринос на зиду изједначава с нулом. Средња вредност продукционог и дисипационог члана се одређује интегралом по контролним запреминама уз зид претпостављајући да се тангенцијални напони и кинетичка енергија турбуленције не мењају кроз први слој ћелија уз зид.

#### 4.11 Дискусија модела

Модел путање мешања је погодан за коришћење у једноставним дводимензионим случајевима са спорим променама у правцу струјања. У том случају је стварање турбуленције у равнотежи са њеном дисипацијом дуж тока и турбулентне величине су у односу са дужинском скалом осредњеног тока,  $L \propto l_m$ . Модел путање мешања се лако имплементира и са становишта рачунарских ресурса је повољан за коришћење. У случају смичућих слојева даје добре резултате: млазеви, мешање слојева, турбулентни побуђаји и гранични слојеви. Такође, једна од битних предности је та што је као модел доста верификован. Међутим, потпуно је непримењив за струјања у којима се јавља сепарација и рецикулација.

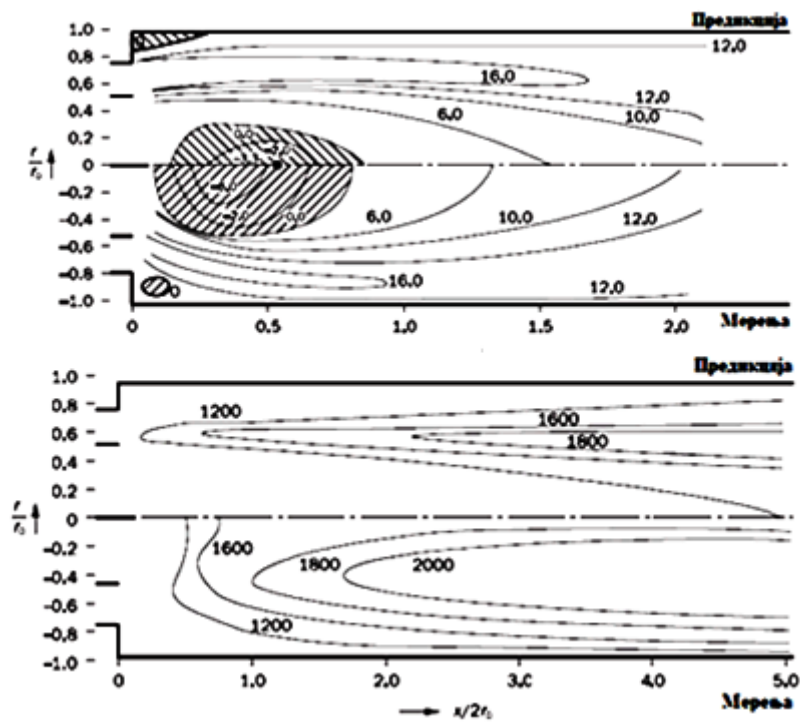
Модел  $k-\varepsilon$  је тренутно најшире заступљен и испробан модел. Постигао је значајан успех у рачунању разних струјања са смичућим слојевима и рецикулационим струјањима без потребе посебног подешавања константи модела. Модел се посебно показао поузданим у рачунању струјања где су Рејнолдсови смичући напони доминантни. Обзиром да је ово чест случај у инжењерској пракси, јасно је зашто је модел популаран. У неким верзијама  $k-\varepsilon$  модела укључене су и узгонске силе што га чини погодним за изучавање проблема заштите животне средине, односно дисперзије полутаната [90,112,113].

На слици 4.3 је приказано истраживање струјања које су урадили Џонс и Вајтлоу (Jons, Whitelaw) у осносиметричном горионику [114]. Како се може видети, струјно поље је доста добро предвиђено, мада температурно поље одудара у детаљима, што је

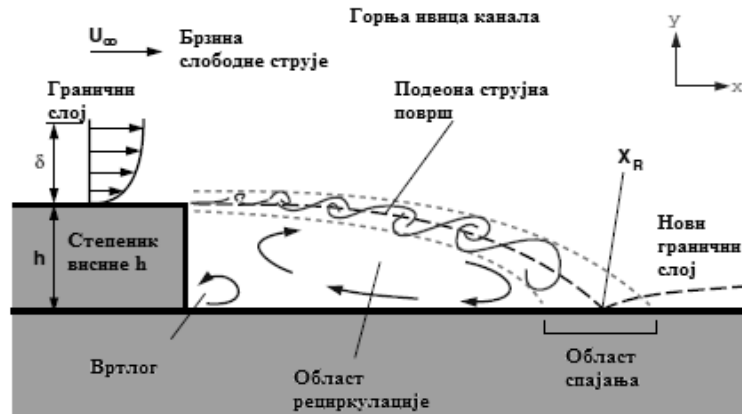


последица и проблематике моделирања сагоревања, које у овој дисертацији није предмет изучавања.

Ако међусобно поредимо  $k-\varepsilon$  моделе - стандардни и  $RNG$  на познатом валидационом примеру наглог проширења струјног простора, што је делимично и предмет истраживања у овој дисертацији,  $RNG$  модел је нешто прецизнији, тако да је грешка у процени растојања на којем долази до спајања струја мања код наглог проширења струјног простора (слика 4.4) 12,3% према 15,3% у односу на измерене вредности [115]. Нешто бољи резултати су последица додатног изворног члана у једначини за  $\varepsilon$ . Овај додатни члан у једначини за  $\varepsilon$  чини  $RNG$  модел посебно погодним за струјања са раздвајањем токова [100].



Слика 4.3 Истраживање струјања у осносиметричном горионику [114]



Слика 4.4 Струјање при нагом проширењу струјног простора

Иако није широко распрострањен као  $k-\epsilon$ ,  $k-\omega$  модел се понаша добро у транзиционим токовима и токовима са неповољним градијентима притиска. Модел је нумерички веома стабилан, поготово верзија за ниске Рејнолдсове бројеве, јер брже конвергира ка решењу од  $k-\epsilon$  модела и његових варијанти за ниске Рејнолдсове бројеве. Такође не захтева рачунање растојања од зида, додатних услова извора и/или дампинг функције на основу фриктионе брзине.

Главна слабост  $k-\omega$  модела је да је за разлику од модела  $k-\epsilon$ , врло осетљив на гранични услов слободне струје за  $\omega$ . Код слободне струје важи да  $k, \omega \rightarrow 0$ , те је њихов количник тиме недефинисан.

## 4.12 Нумеричка процедура

Транспортне једначине свих зависнио променљивих се могу представити у генерализованој форми

$$\frac{\partial \rho \Phi}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_j \Phi)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \right) + S_\Phi \quad (4.63)$$

где је  $\Gamma_\Phi$  дифузиони коефицијент, а  $S_\Phi$  изворни члан. Облик израза за  $\Gamma_\Phi$  и  $S_\Phi$  зависи од променљиве  $\Phi$ .

Како се у готово свим моделима узима претпоставка некомпресибилности, то се једначина континуитета, количине кретања,  $k$  и  $\epsilon$ , могу представити помоћу поменуте опште транспортне једначине.

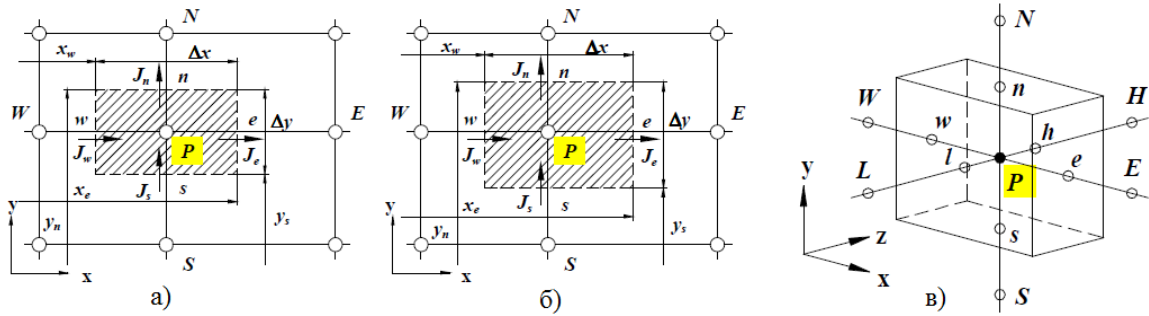


### 4.13 Основе методе коначних запремина

Увођење опште транспортне једначине је важан корак који значајно смањује рачунарско време. Концепт генералне променљиве  $\Phi$  омогућава еквивалентно третирање свих транспортних величина, што је од великог значаја за повећање ефикасности симулација. Следећи проблем је како истовремено третирати конвективне и дифузионе процесе, будући да је за прве битно дефинисати флуkseве на странама нумеричких ћелија, а за друге вредности у чворовима. Најзад, потребно је неком процедуром превести систем парцијалних диференцијалних једначина у алгебарске, које рачунар може итеративним поступцима да доведе до физички прихватљивог решења.

Три су најчешћа приступа решењу ових проблема: метод коначних разлика, метод коначних елемената и метод коначних запремина. Како је за третирање струјања флуида најпогоднији метод коначних запремина – МКЗ, то је он и примењен у овом раду. Основа МКЗ је подела физичког домена на дискретне 3D контролне запремине, такозване ћелије, након чега се врши формална интеграција транспортних једначина за сваку од њих. На овај начин се добијају вредности променљивих у чворовима ћелија, а варијација вредности између чворова се врши линеарном или нелинеарном апроксимацијом. Битна особина МКЗ је је глобална конвергенција за све променљиве, без обзира на величину ћелија у мрежи.

Свака ћелија има чворну тачку  $P$  и 6 суседних, које се обележавају као Северна (North – N), Јужна (South – S), Источна (East – E), Западна (West – W), Горња (High – H) и Доња (Low – L), што је приказано на слици 4.5. Скаларне променљиве, попут притиска, се срачунавају у чворним тачкама, док се векторске променљиве, попут компонената брзине, срачунавају на страницама ћелија, које се, респективно, означавају са  $(n,s,e,w,h,l)$ .



Слика 4.5 Приказ контролних запремина у дводимензионом домену а) и б) и в) тродимензионом домену

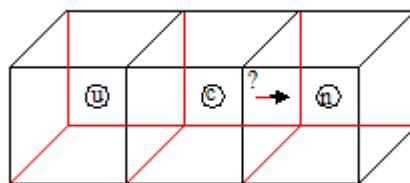
Дискретизована генерална транспортна једначина је облика

$$\sum_{cf} J_{cf} + \sum_{cf} D_{cf} = S_p, \quad (4.64)$$

где је  $S_p$  изворни члан,  $J_{cf}$  конвективни, а  $D_{cf}$  дифузиони флуks помењиве  $\Phi$  кроз стране ћелије са чворном тачком  $P$ . Конвективни флуks се може срачунаати као

$$J_{cf} = \Phi_{cf} C_{cf}, \quad (4.65)$$

где је  $C_{cf}$  масени проток кроз страну ћелије  $cf$ . Вредност променљиве  $\Phi_{cf}$  се срачунава из дискретизационе шеме. Сходно правцу струјања, ћелије се могу означити као  $u$  (узводна),  $c$  (централна) и  $n$  (низводна).



Слика 4.6 Суседне ћелије

Вредност зависно променљиве у датој ћелији се може одредити на основу низводне и једне или две узводне вредности. Први приступ је да је вредност зависно променљиве на страници једнака аритметичкој средини вредности у суседним чворовима, што представља приступ централне диферентне шеме (CDS)

$$\Phi_{cf} = \frac{1}{2}(\Phi_c + \Phi_n). \quad (4.66)$$

Ова шема је погодна за ниске вредности Рејнолдсових бројева, док у регионима високих вредности Пеклеових бројева даје нереалне вредности. Из тих разлога је развијена узводна диферентна шема (*UDS*). За њу се претпоставља да је вредност зависно променљиве на страници ћелије иста као у узводном чвору

$$\Phi_{cf} = \Phi_u. \quad (4.67)$$

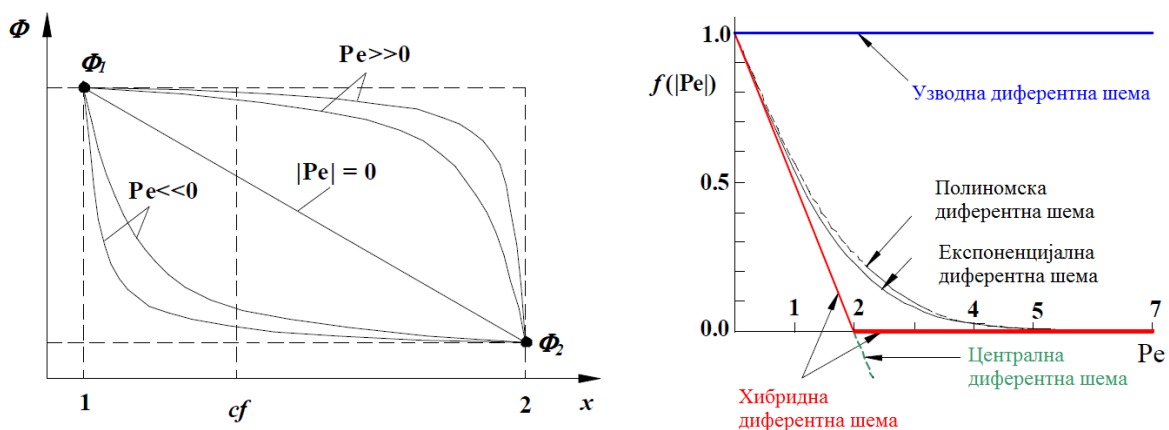
Ова шема је безусловно конвергентна и веома стабилна, али има велику нумеричку дифузивност када је струјање под углом у односу на мрежу. Из тих разлога се најчешће користи хибридна диферентна шема *HDS*, која узима добре особине *CDS* и *UDS*, у односу на вредност Пеклеовог броја у датој ћелији, односно

$$\Phi_{cf} = \frac{1}{2}(\Phi_c + \Phi_n), \quad Pe < 2, \quad (4.68)$$

$$\Phi_{cf} = \Phi_u, \quad Pe > 2, \quad (4.69)$$

$$Pe = \frac{\rho A_{cf} |U_{cf}|}{D_{cf}}, \quad (4.70)$$

где је  $A_{cf}$  површина странице ћелије,  $D_{cf}$  коефицијент физичке дифузије. За  $Pe > 2$ , *CDS* постаје нестабилна, па *HDS* прелази на *UDS*, и игнорише физичку дифузију. На овај начин се оптимално користе све добре стране обе шеме.



Слика 4.7 Упоређење диферентних шема у односу на Пеклеов број

Развијене су различите шеме виших редова увођењем нових додатних израза вишег реда у изворни члан. Вредности  $\Phi_{cf}$  се најзад могу изразити у односу на вредности зависно променљиве у чворовима суседних ћелија као



$$\Phi_{cf} = f(\Phi_{cf}) \quad (4.71)$$

где  $\Phi_{Nb}$  представља вредности  $\Phi$  у чворовима суседних ћелија. Коначна форма дискретизоване транспортне једначине је облика

$$a_p \Phi_p = \sum_{Nb} a_{Nb} \Phi_{Nb} + B_p, \quad (4.72)$$

где су  $a_p$  и  $a_{Nb}$  коефицијенти добијени из *HDS*,  $\Phi_p$  представља средњу вредност  $\Phi$  у чвору ћелије, док се сумирање врши над суседним чворовима  $Nb$ . Коефицијент поправке  $B_p$  је облика

$$B_p = C_l \Phi_l^* - C_h \Phi_h^* + C_s \Phi_s^* - C_n \Phi_n^* + C_w \Phi_w^* - C_e \Phi_e^* \quad (4.73)$$

Дискретизационе шеме се могу једнозначно представити помоћу формулације лимитираних флуксева, која је за лимитирајућу функцију  $\beta(r)$  дата у облику

$$\Phi_{cf} = \Phi_c + \frac{1}{2} \beta(r) (\Phi_c - \Phi_u) \quad (4.74)$$

$$r = \frac{(\Phi_n - \Phi_c)}{(\Phi_c - \Phi_u)}$$

Генерализација овог типа је развијена за третирање неуниформних мрежа. Из једначине 4.74 је јасно да  $\beta(r) = 0$  даје *UDS*, а да  $\beta(r) = r$  даје *CDS*. На сличан начин се третирају и шеме вишег реда.

#### 4.14 Структура коришћеног програмског пакета

За симулације термо-струјних процеса у пакету перфорираних плоча је коришћен програмски пакет *PHOENICS*, што представља акроним за *Parabolic Hyperbolic Or Elliptic Numerical Integration Code Series*. Заснован је на МКЗ дискретизацији транспортних једначина и први је софтвер овог типа. Творац је проф. Брајан Сполдинг, *Imperial College in London*, родоначелник *CFD* технологија, и у комерцијалној употреби је још од 1980. Данас развој врши мултидисциплинарни тим истраживача.

Сва комуникација се врши преко *QI* фајла. Структура самог *PHOENICS*-а је састављена из 3 дела:

- предпроцесорског,

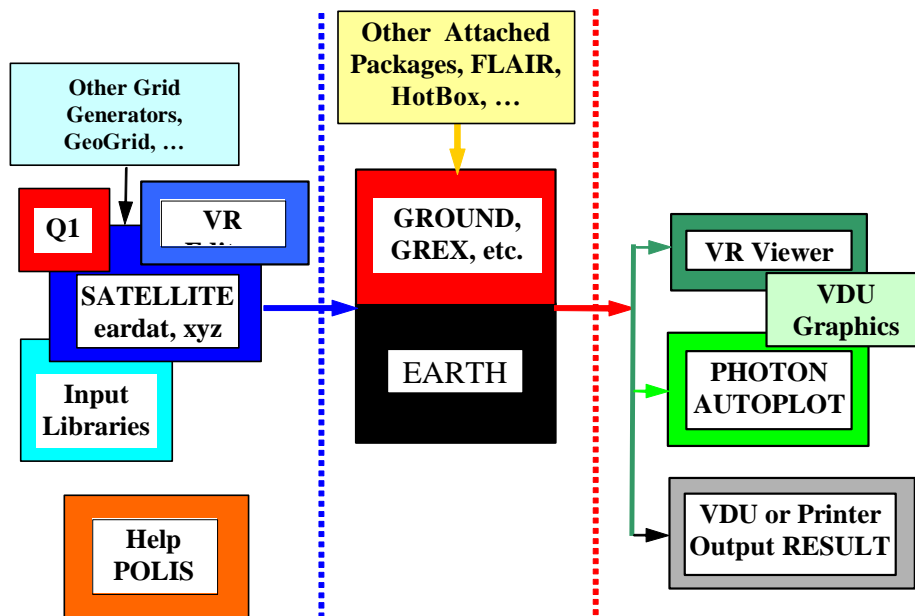
- процесорског и
- постпроцесорског.

Предпроцесор се назива *SATELITE/VR - editor*. Он прихвата све инструкције из *Q1* фајла написане у *PIL (PHOENICS Input Language)* и претвара их у *ASCII* фајл под именом *EARDAT*, који се прослеђује процесорском делу односно *solver EARTH*.

Процесор *EARTH*, са својом станицом *GROUND* садржи главне функције које омогућавају симулације струјања. Позивањем *GROUND* фајлова у *EARTH*, могуће је утицати на ток решавања, што *PHOENICS* чини полуотвореним кодом, за разлику од осталих кодова где се на рад процесорског дела не може утицати. Процесор *EARTH* продукује два фајла

- *RESULT* фајл, који се може читати као текстуални фајл и
- бинарни *PHI* фајл, који се може читати у графичком постпроцесору.

Постпроцесорски део је *PHOTON/VR-Viewer*. У њему се могу видети детаљи геометрије и мреже, векторски прикази, контуре, комбинације истих, различите анимације итд. Структура софтверског пакета *PHOENICS* је приказана на слици 4.8.



Слика 4.8 Структура софтверског пакета PHOENICS

#### 4.15 Одабир модела

Као што се може видети из до сада изложеног, постоји доста нумеричких модела, шема и начина на који се може генерисати мрежа. Од тога који модел или процедура ће

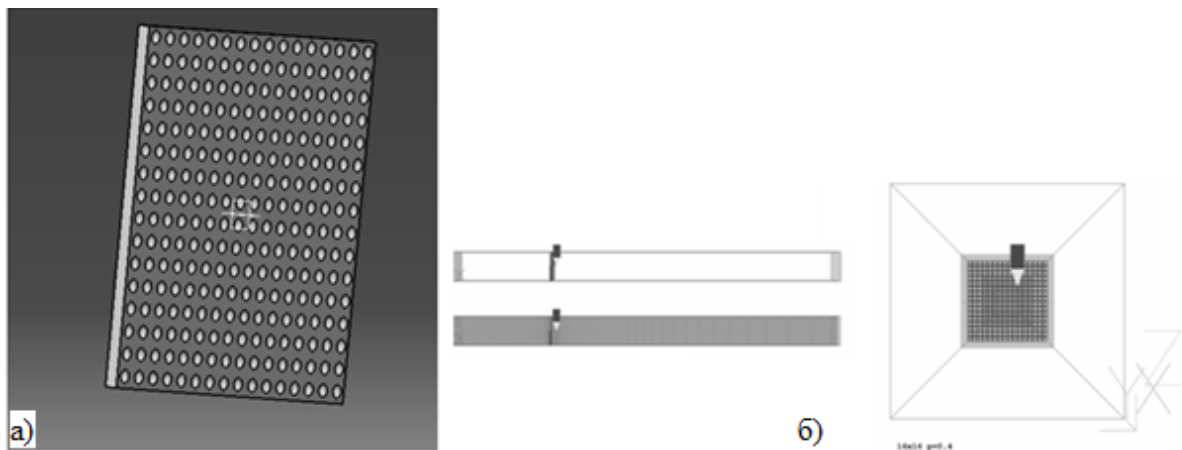
се користити, као и начин на који начин ће се користити зависе и коначни резултати. Како би се осигурао квалитет симулације извршена је анализа постојећих модела и дискретизационих шема у неколико корака:

- избор диферентне шеме,
- избор финоће мреже,
- избор модела ( $k-\varepsilon$ ,  $RNG k-\varepsilon$ ,  $Wilcox k-\omega$ ).

За поређење и валидацију су коришћени резултати добијени мерењем.

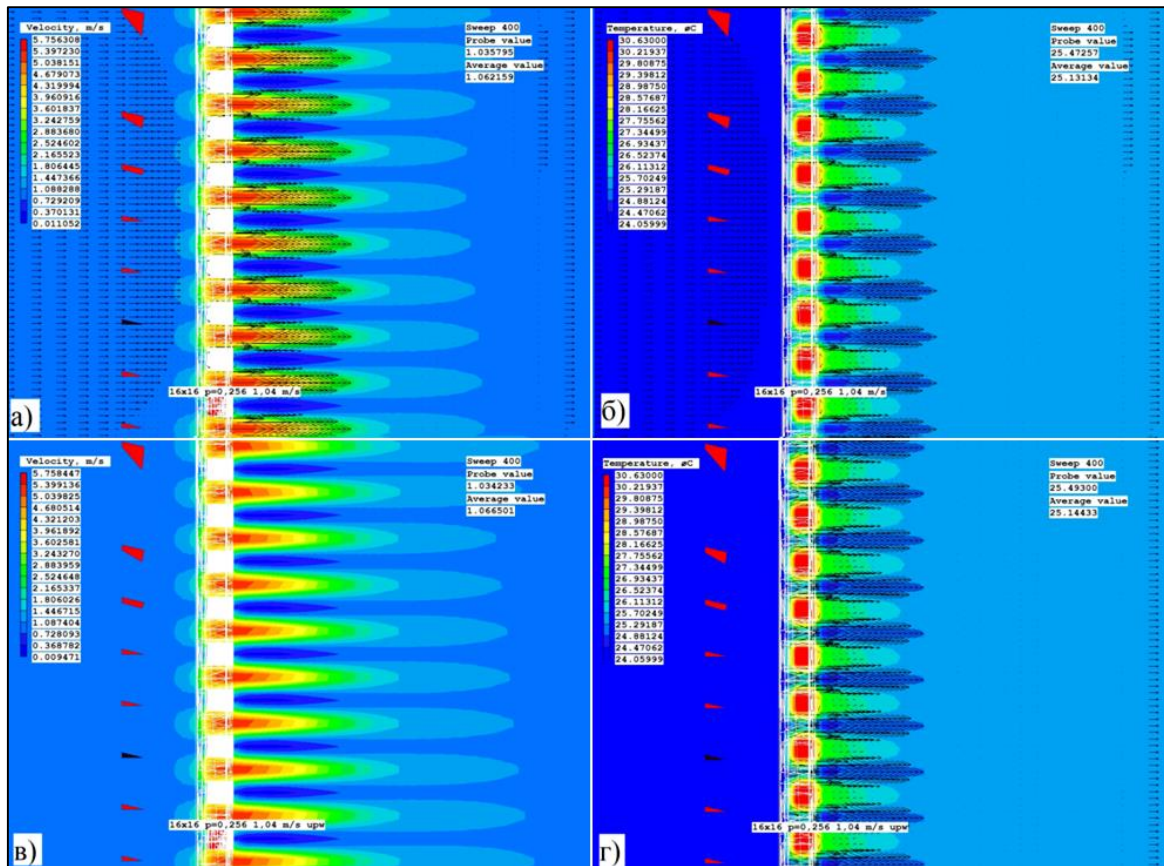
#### 4.15.1 Избор дискретизационе шеме

Како би се приступило одабиру дискретизационе шеме, за анализу је коришћен  $k-\varepsilon$  модел као најзаступљенији и усвојено је да сваки отвор има 4 ћелије дуж пречника. Плоча, чији је 3D модел приказан на слици 4.9.а са 16x16 отвора, димензија 56x56 mm, порозности 0,256 је постављена у нумерички канал димензија 800x56x56 mm. Иницијалне вредности су срачунате на основу израза (4.48 и 4.49) док су величине на улазу у домен срачунате на основу израза (4.44-4.47). За плочу је усвојена фиксна температура, док је пренос топлоте моделиран логаритамском зидном функцијаом. Током разматрања диферентне шеме коришћен је стандардни  $k-\varepsilon$  модел.



Слика 4.9 а) 3D Модел плоче и б) положај плоче у нумеричком каналу



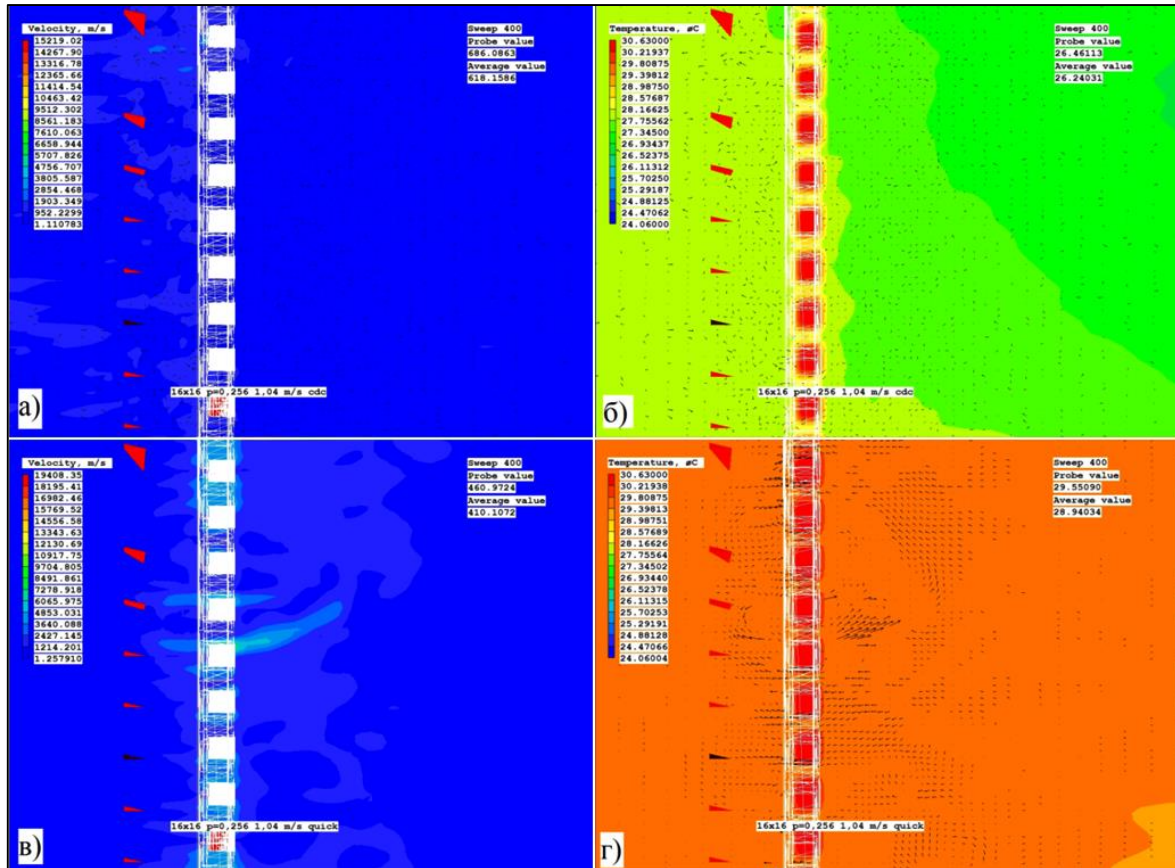


Слика 4.10 Поређење резултата за *HDS* и *UDS* шему.

Поље брзина за а) *HDS* и в) *UDS* шему и температура за б) *HDS* и г) *UDS* шему

На сликама 4.10 и 4.11 су приказани резултати поља брзина и температура која су добијена нумеричким симулацијама са различитим диференцијалним шемама (*HDS*, *UDS*, *CDS*, *QUICK*).

Поређењем резултата се може видети да, као што је и очекивано, *HDS* и *UDS* (због природе струјања) дају најквалитетније резултате (слика 4.10), при чему је брзинско поље хибридне шеме прилично уједначено, док дужине млазева код *UPW* шеме приказују одређена одступања. *CDS* и *QUICK* шема дају неприхватљиве резултате - *CDS* јер не одговара природи разматраног проблема, а *QUICK* због своје нестабилности (слика 4.11).



Слика 4.11 Поређење резултата за CDS и QUICK шему.

Поље брзина за а) CDS и в) QUICK шему и температура за б) CDS и г) QUICK шему

На слици 4.12 су дате остварене конвергенције за разматране диферентне шеме.

#### 4.15.2 Избор модела

При избору модела разматрани су *Standard k-ε*, *RNG k-ε*, *Wilcox k-ω* модел [36,40]. Уз правилно подешавање сви модели су дали практично исте резултате, при чему је *RNG k-ε* дао бољу и бржу конвергенцију (слика 4.13). Сумарни приказ свих једначина дат је у табели 4.5.

#### 4.15.3 Избор мреже

Величина мреже је варирана у Y – Z равни - дуж ширине и висине плоче, тако да су величине ивица ћелије у тој равни биле међусобно једнаке (слика 4.9). Из резултата добијених за 4, 6 и 8 ћелија по отвору установљено је да финација мрежа не даје квалитетније резултате, у односу на оне приказане на слици 4.10 за хибридную шему са 4 ћелије по отвору.



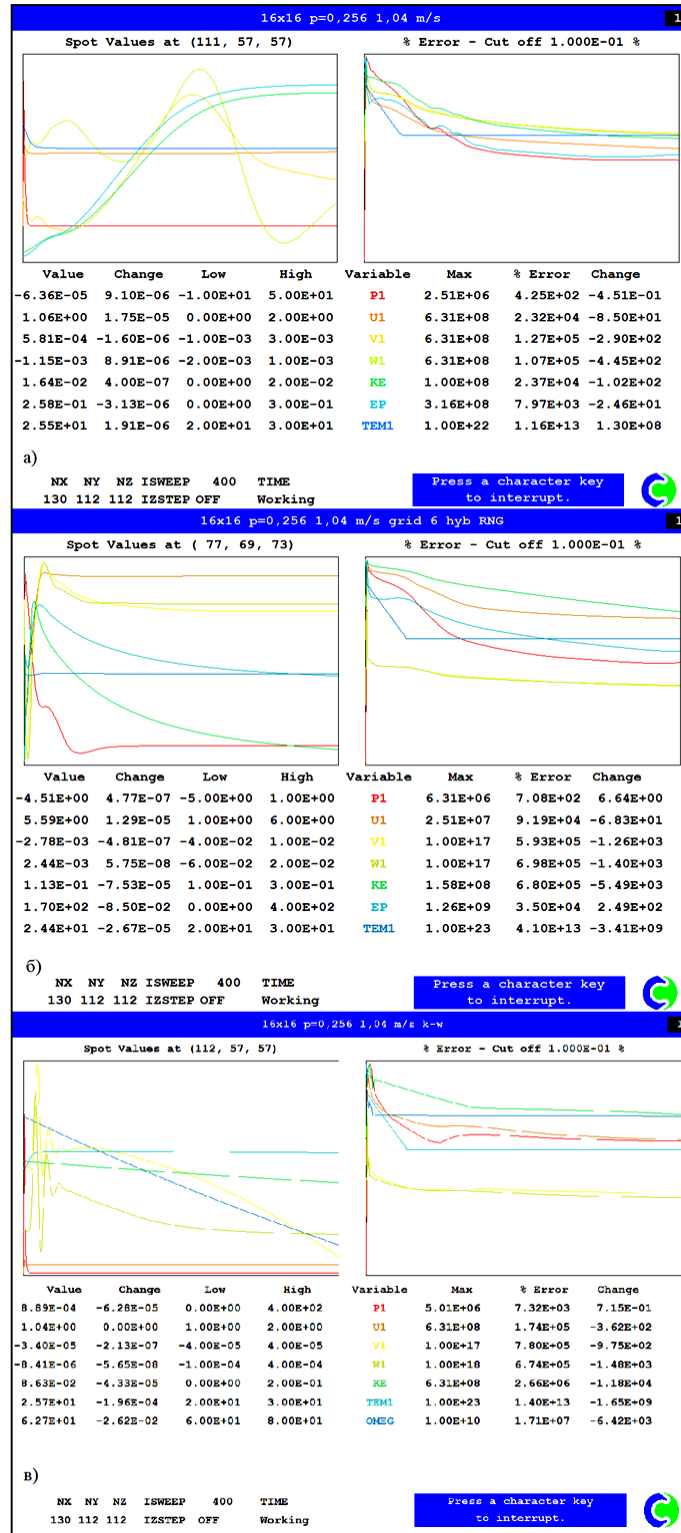
Табела 4.5 Сумарни приказ математичког модела  $RNG\ k - \epsilon$

Транспортна једначина	$\Phi$	$\Gamma_\Phi$	$S_\Phi$
Континуитета	$I$	$0$	$0$
Количине кретања	$u_i$	$\nu$	$-\frac{\partial p}{\partial x_j} - \frac{\partial(\rho \bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_i}$
Енергије	$h$	$\lambda$	$0$
Кинет. енергија турбул.	$k$	$\nu_t/\sigma_k$	$\rho(G - \epsilon)$
Дисипација кин. ен. турб.	$\epsilon$	$\nu_t/\sigma_\epsilon$	$\rho \frac{\epsilon}{K} (C_{1\epsilon}G - C_{2\epsilon}^*)$
$G = \nu_t (\partial_{ki} u_i + \partial_i u_k) \partial_{ki} u_i$		$\nu_t = C_\mu k^2/\epsilon$	
$(\sigma_k, \sigma_\epsilon, C_{1\epsilon}, C_{2\epsilon}, C_\mu, \eta_0, \beta) = (0, 7194, 0, 7194, 1,42, 1,68, 0,0845, 0,012)$			



Слика 4.12 Остварене конвергенције за а)  $HDS$ , б)  $UDS$ , в)  $CDS$  и г)  $QUICK$

На основу резултата тестирања утицаја финоће мреже, диферентних шема и турбулентних модела, усвојено је да се у нумеричком делу истраживања користи  $RNG\ k-\epsilon$  модел са  $HDS$ . Густина равномерне мреже је одабрана тако да  $4 \times 4$  ћелије покривају отвор.



Слика 4.13 Поређење конвергенција за *SKE*, *RNG*, *k- $\omega$*

a) *Standard k- $\epsilon$* , б) *RNG k- $\epsilon$*  и в) *Wilcox k- $\omega$*  модел



#### 4.16 Моделирање струјања кроз једну плочу

Циљ овог дела нумеричког испитивања је био да се одреди коефицијент прелаза топлоте за плоче порозности 10 до 50%. Због карактеристике струјања кроз једну плочу приступило се једноставнијем моделу, те је коришћен модел плоче са  $3 \times 3$  отвора. За граничне услове нумеричког експеримента усвојено је следеће:

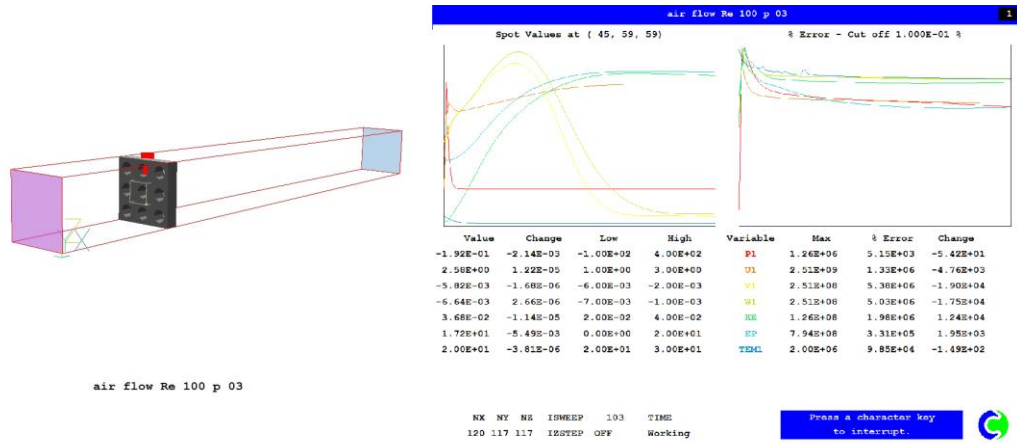
- температура плоче је константна,
- прелаз топлоте се моделира помоћу зидних функција,
- карактеристике ваздуха на улазу ( $k, \varepsilon, I$ ) срачунате су на основу израза (4.44-4.47),
- брзине су дефинисане за Рејнолдсове бројеве од 50 до 500, при чему је карактеристична дужина за Рејнолдсов број корак између отвора.

На слици 4.14 је приказана поставка и типична конвергенција за струјање кроз једну плочу.

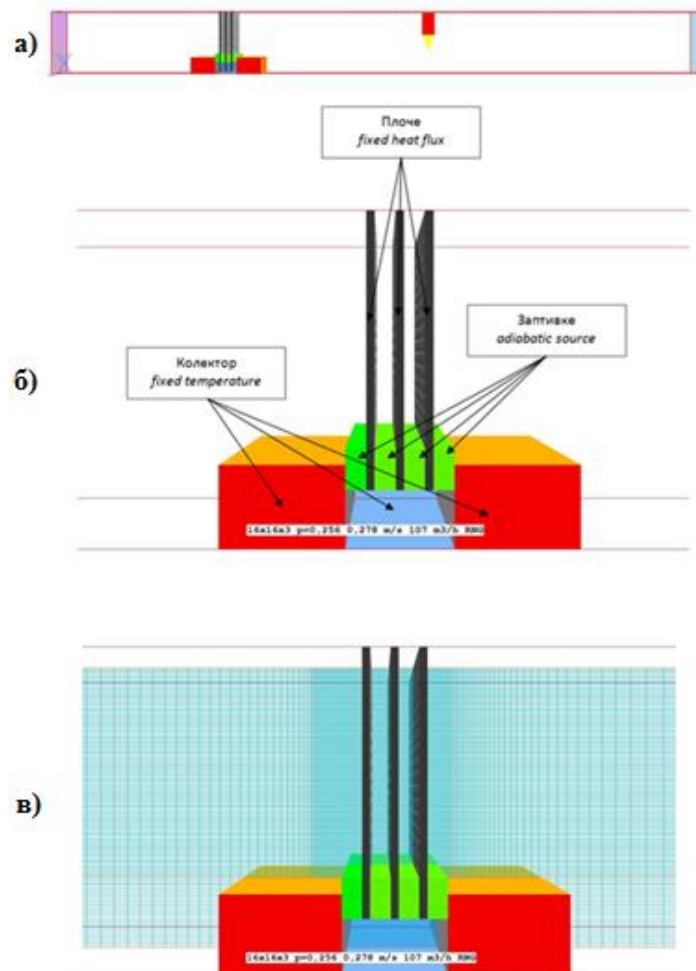
#### 4.17 Моделирање струјања кроз пакет плоча

Циљ овог дела нумеричког испитивања је био да се упореде резултати за пакет перфорираних плоча са измереним вредностима, као и да се испита утицај растојања између плоча. За граничне услове нумеричког експеримента усвојено је следеће (слика 4.15):

- коефицијент прелаза топлоте се задаје,
- топлотни флуks са плоче се задаје,
- карактеристике ваздуха на улазу ( $k, \varepsilon, I$ ) срачунате су на основу израза (4.44 - 4.47),
- брзина ваздуха и температура на улазу се задају на основу измерених вредности.



Слика 4.14 Поставка нумеричког експеримента за једну плочу и пример конвергенције



Слика 4.15 Поставка нумеричког експеримента за пакет од три плоче

а) пакет плоча у нумеричком каналу, б) гранични услови на плочама, колектору и заптивкама, в) нумеричка мрежа



## 4.18 Валидација нумеричког модела

Валидација нумеричког модела је извршена поређењем резултата нумеричког експеримента за пакет од три плоче са резултатима реалног експеримента. Извршена су поређења следећих величина:

- средње температуре ваздуха између плоча,
- температуре узводне и низводне стране плоче унутар пакета и
- падова притиска.

Одступање резултата нумеричке симулације је последица грешке улазних величина, грешке модела, грешке дискретизације и нумеричке грешке.

Одступање резултата нумеричке симулације величине  $\Phi$  се одређује у односу на највеће одступање добијено поређењем у више тачака, као

$$\varepsilon_i = \frac{|\Phi_{i,mer} - \Phi_{i,sim}|}{\Phi_{i,mer}} [\%], \quad (4.75)$$

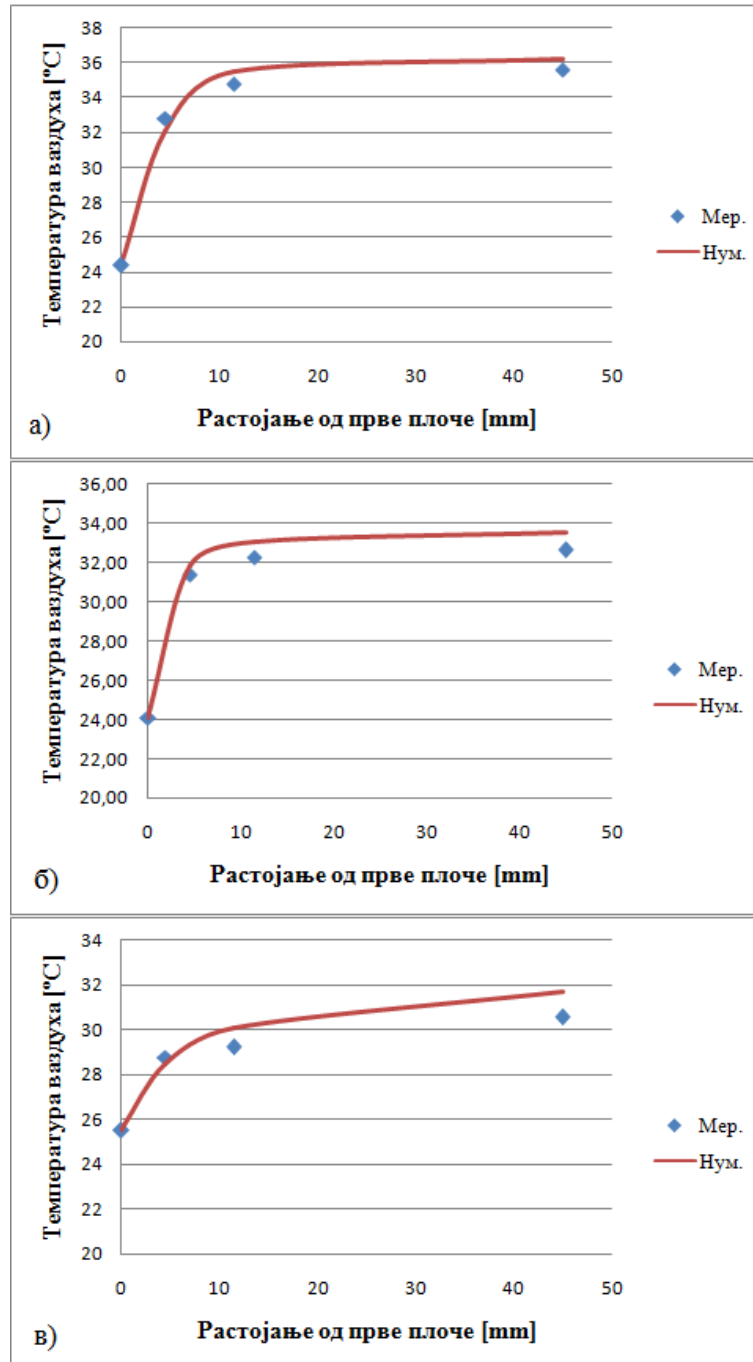
где су

- $\Phi_{i,mer}$  – величина измерена у  $i$ -тој тачки,
- $\Phi_{i,sim}$  – величина добијена у нумеричкој симулацији у  $i$ -тој тачки.

На слици 4.16 су дати резултати мерења и нумеричке симулације средње температуре ваздуха за пакет од три плоче. На слици 4.17 су дати резултати мерења и нумеричке симулације за поље температура узводне и низводне стране друге плоче у пакету од три плоче и на слици 4.18 су дати резултати мерења и нумеричке симулације за падове притиска у пакету од три плоче са колектором.

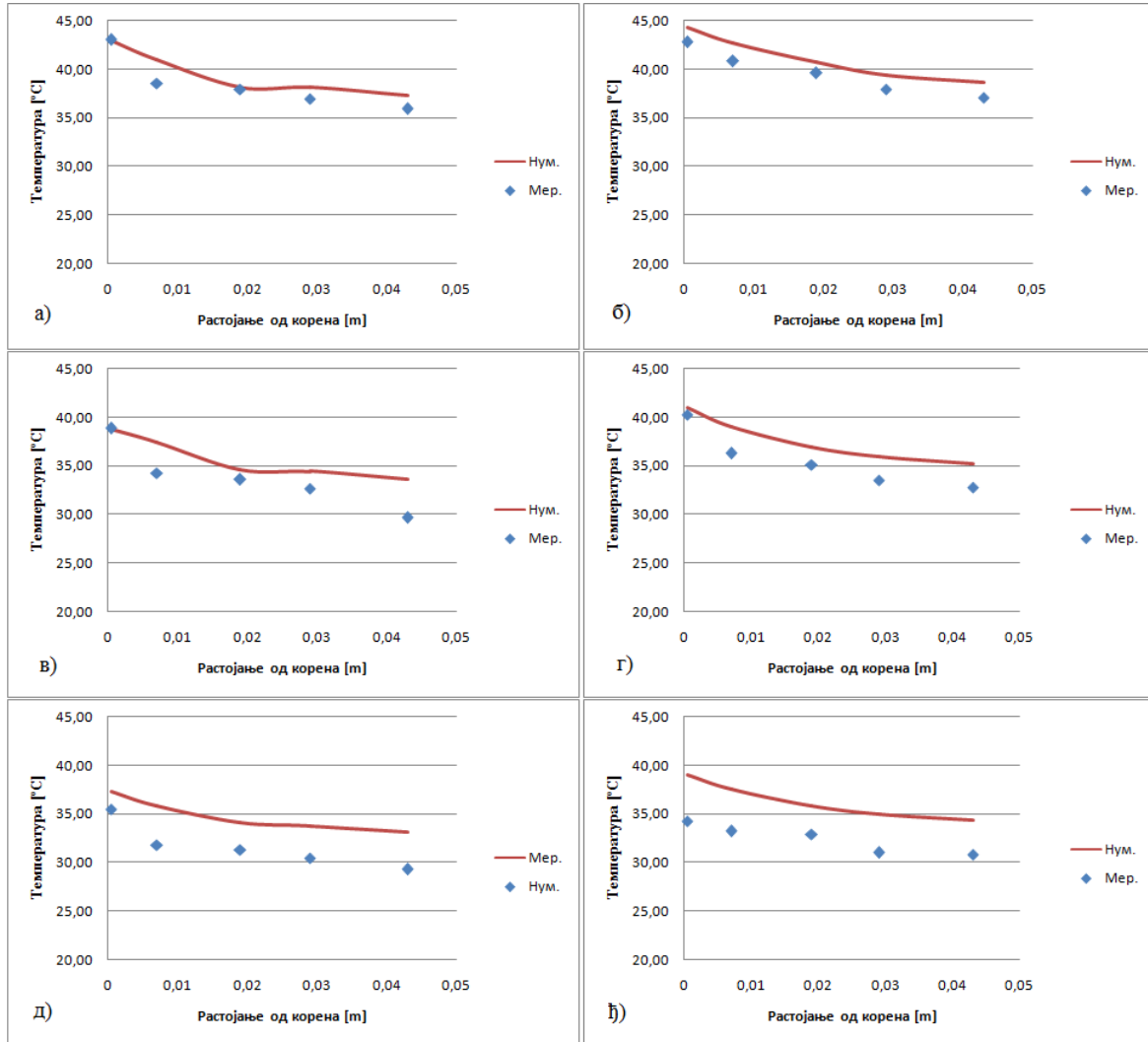
Максимално одступање за средњу температуру ваздуха између плоча и температуру на излазу из пакета је износило 3,76%, док је за температуру површине узводне и низводне стране плоче максимално одступање износило 14,03%, при чему су скоро сва одступања била испод 10%.

У случају падова притиска са ваздушне стране, резултати се слажу само квалитативно, што се може објаснити чињеницом да су у симулацији површине постављене као идеално глатке, као и да је за мање протоке потребна финија мрежа по отворима, што због рачунарских ресурса није било оствариво.

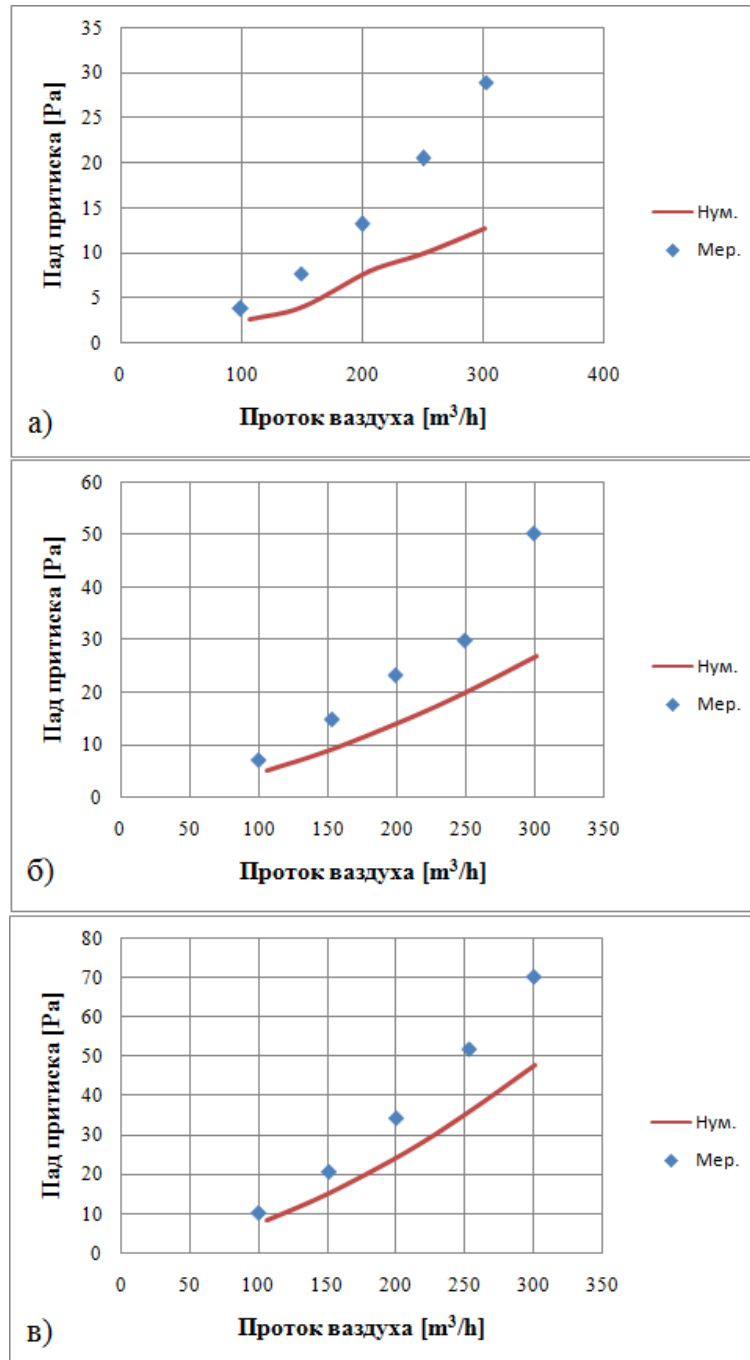


Слика 4.16 Поређење резултата мерења и нумеричке симулације за пакет од три плоче за средње температуре ваздуха при протоку од а) 100m<sup>3</sup>/h б) 200m<sup>3</sup>/h в) 300m<sup>3</sup>/h



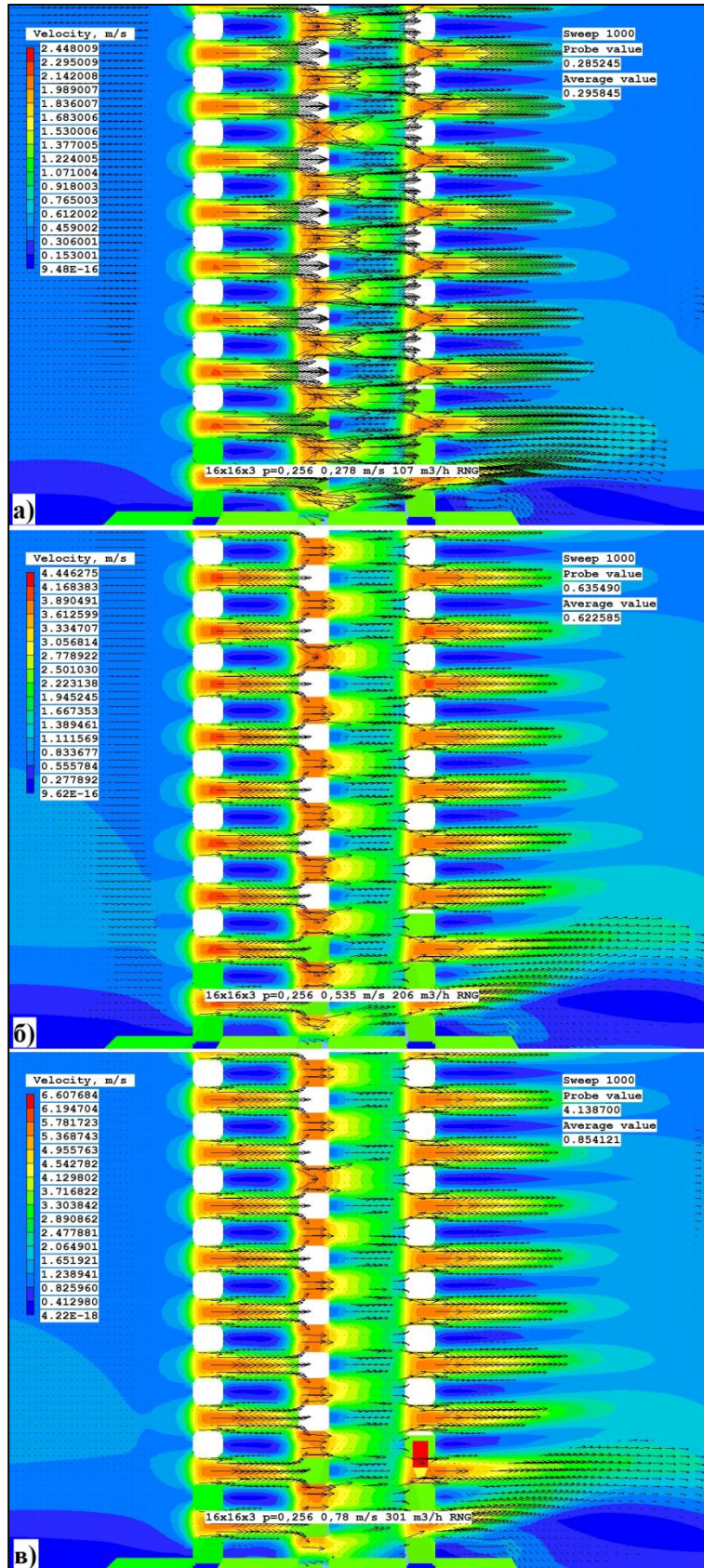


Слика 4.17 Поређење резултата мерења и нумеричког експеримента за поље температура узводне и низводне стране друге плоче у пакету од три плоче. Температура узводне стране плоче при протоку ваздуха од а)  $100\text{m}^3/\text{h}$ , в)  $200\text{m}^3/\text{h}$  и д)  $300\text{m}^3/\text{h}$  и низводне стране плоче при проток ваздуха од б)  $100\text{m}^3/\text{h}$ , г)  $200\text{m}^3/\text{h}$  и ђ)  $300\text{m}^3/\text{h}$

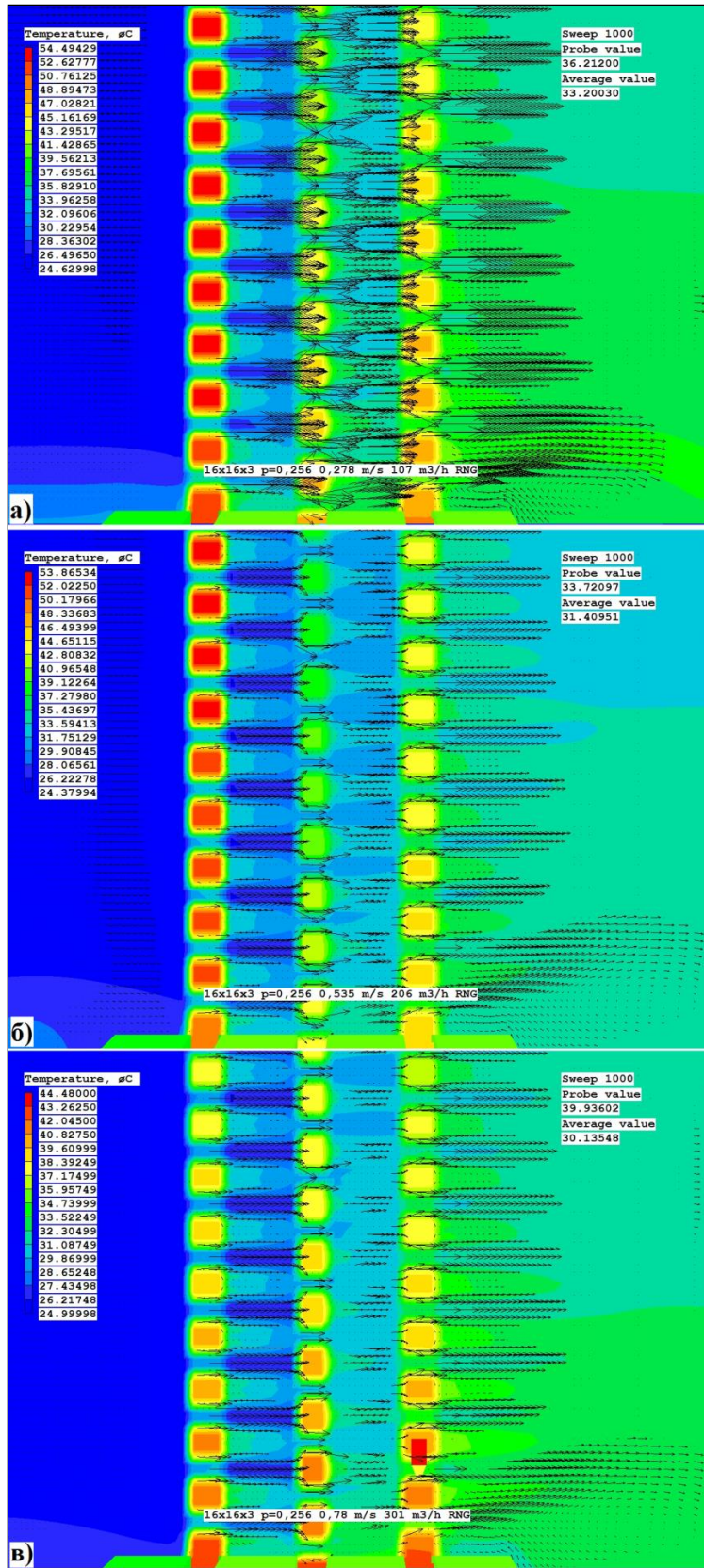


Слика 4.18 Поређење резултата мерења и нумеричког експеримента за падове притиска при струјању ваздуха кроз пакет плоча са колектором а) једна плоча, б) две плоче и в) три плоче

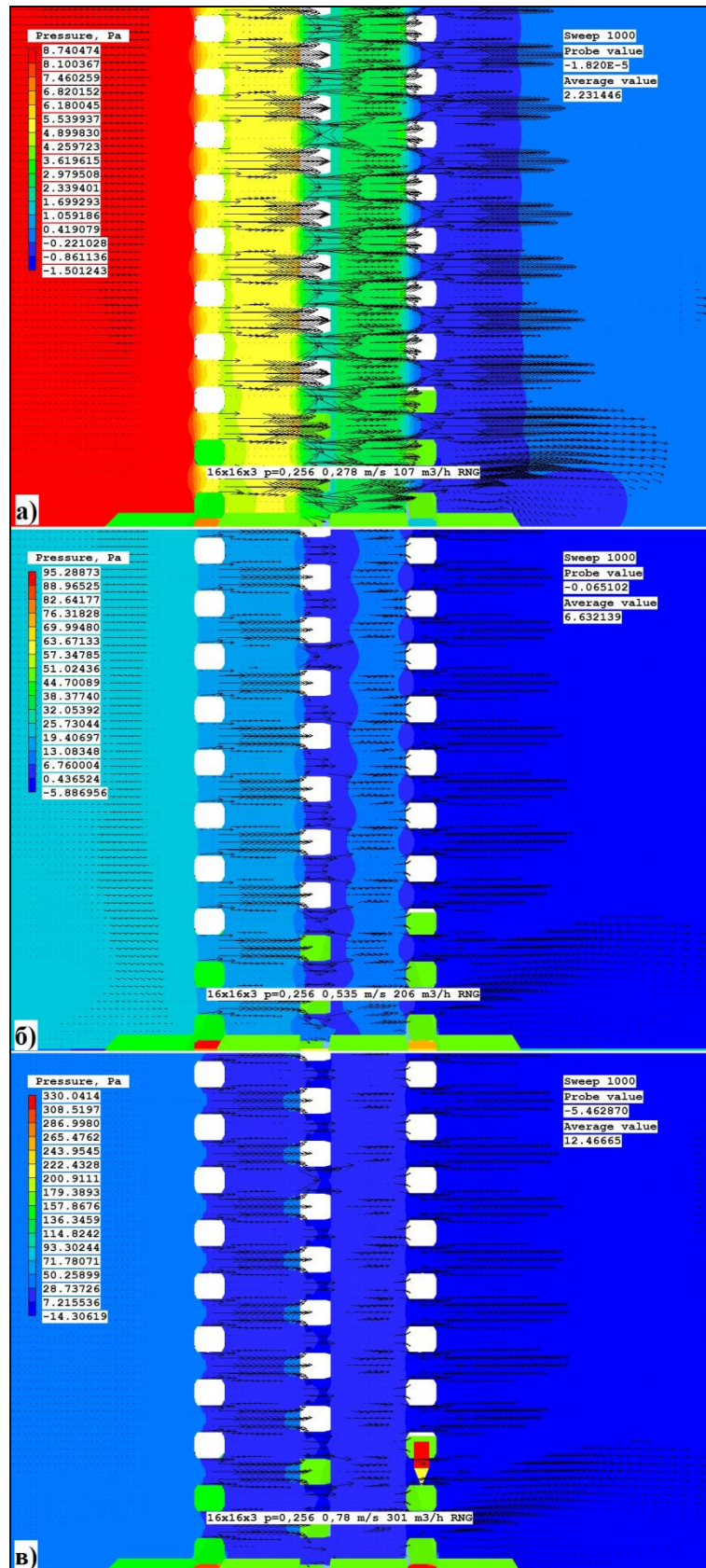
На сликама 4.19, 4.20 и 4.21 су дати резултати нумеричког експеримента за пакет од три плоче.



Слика 4.19 Резултати нумеричког експеримента за поље брзина ваздуха у пакету од три плоче при протоку ваздуха од а) 100 m<sup>3</sup>/h, б) 200 m<sup>3</sup>/h и в) 300 m<sup>3</sup>/h



Слика 4.20 Резултати нумеричког експеримента за поље температуре ваздуха и перфориране плоче у пакету од три плоче при протоку ваздуха од а) од 100m<sup>3</sup>/h, б) 200m<sup>3</sup>/h и в) 300m<sup>3</sup>/h



Слика 4.21 Резултати нумеричког експеримента за поље притиска ваздуха у пакету од три плоче при протоку ваздуха од а) 100m<sup>3</sup>/h, б) 200m<sup>3</sup>/h и в) 300m<sup>3</sup>/h



## 5. АНАЛИЗА РЕЗУЛТАТА

Коефицијент прелаза топлоте са плоче на ваздух у стационарним условима се може одредити из израза

$$\alpha = \frac{\dot{Q}}{\Delta\theta A'} \quad (5.1)$$

где је

$$\Delta\theta = T_{srpl} - T_{srL} \quad (5.2)$$

и

- $T_{srL}$  – средња температура ваздуха,
- $T_{srpl}$  – средња температура плоче.

С друге стране, температурно поље плоче мора бити у функцији еквивалентне проводљивости, дужине плоче и коефицијента прелаза топлоте, односно за одговарајућу температуру ваздуха (са узводне или низводне стране плоче)  $T_L$  и температуру плоче у корену  $T_0$  (такође са узводне или низводне стране плоче, слика 5.1)

$$T = (T_0 - T_L) \frac{\cosh[m(L-x)]}{\cosh[mL]} + T_L, \quad (5.3)$$

при чему је

$$\frac{\alpha}{\lambda_{eq}} \left( \frac{\overline{U}}{f} \right) = m^2 = const. \quad (5.4)$$

Величина  $\left( \frac{\overline{U}}{f} \right)$  представља средњу вредност односа обима посматраног дела перфориране плоче и његовог попречног пресека, односно

$$\left( \frac{\overline{U}}{f} \right) = \frac{2}{p} \int_0^{p/2} \frac{U(x)}{f(x)} dx. \quad (5.5)$$

Ако се узевши у обзир константе израз (5.3) напише као

$$T = A \cosh[B(L - x)] + T_L \quad (5.6)$$

и изврши екстраполирање резултата, може се на основу израза (5.4), (5.5) и (5.6) срачунати коефицијент прелаза топлоте за перфорирану плочу.



Слика 5.1 Карактеристичне температуре перфориране плоче

На овај начин је могуће одредити појединачне коефицијенте прелаза топлоте за предњу и задњу страну плоче, док се коефицијент прелаза топлоте кроз перфорације могуће одредити неком од већ познатих релација, као нпр.

$$\alpha = 1,86 Re^{1/3} Pr^{1/3} \left(\frac{d}{L}\right)^{1/3} \left(\frac{\mu_b}{\mu_w}\right)^{0,14} \frac{\lambda}{d} \quad (5.7)$$

при чему је резултујући коефицијент прелаза топлоте

$$\alpha = \frac{\sum_{i=1}^n \alpha_i A_i}{\sum_{i=1}^n A_i} \quad (5.8)$$



Моделирање функционалне зависности за коефицијенте прелаза топлоте је урађено методом најмањих квадрата. По уношењу података за положај и очитану температуру термопарова са предње и задње стране перфориране плоче, као и средњу температуру ваздуха са предње и задње стране плоче, приступа се апроксимацији једначине у облику (5.6). На основу добијених коефицијената  $A$  и  $B$  одређују се вредности коефицијента прелаза топлоте за узводну страну и низводну страну перфориране плоче [116,117,118]. На слици 5.2.а је приказана зависност коефицијента прелаза топлоте узводне и низводне стране перфориране плоче у односу на проток ваздуха. На слици 5.2.б је дато поређење резултујућег коефицијента прелаза топлоте за перфорирану плочу одређеног преко укупног топлотног флукса и као резултујућег коефицијента прелаза топлоте одређеног на основу добијених појединачних коефицијената прелаза топлоте. Може се приметити, како овако добијене вредности имају доста добро међусобно поклапање.

Ако се резултат приказан на слици 5.2.б напише у функцији Рејнолдсовог броја чија је карактеристична дужина  $p$  корак између отвора

$$Re = \frac{U_0 p}{\nu} \quad (5.9)$$

и ако је Нуселтов број једнак

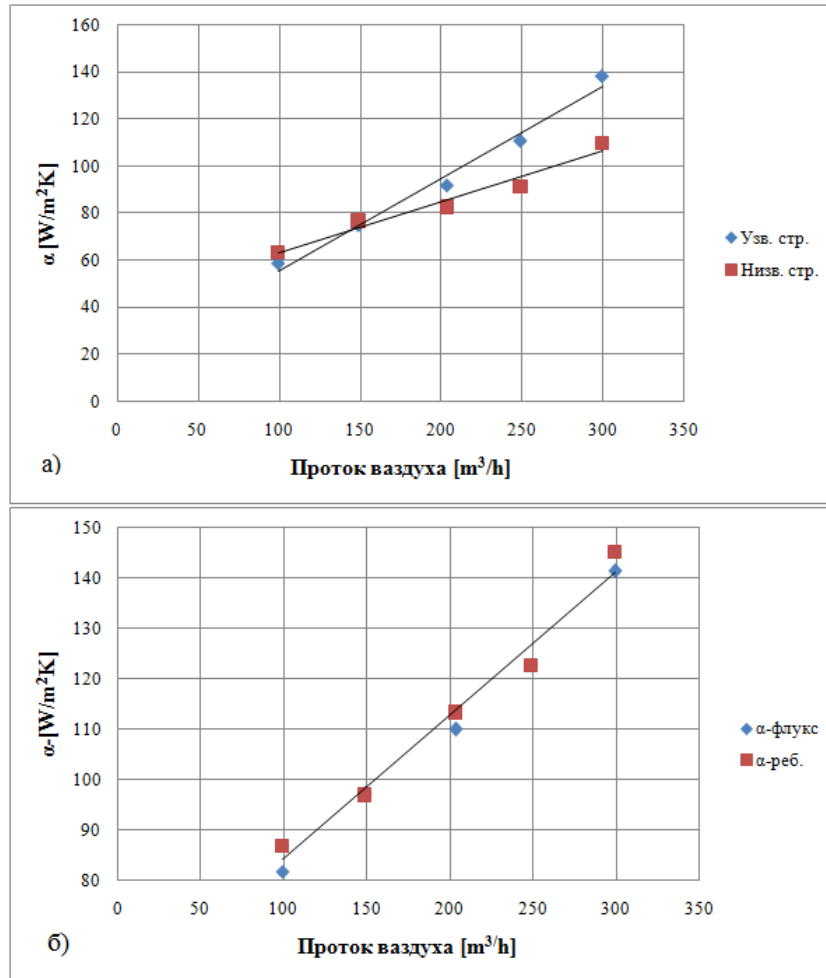
$$Nu = \frac{\alpha p}{\lambda}, \quad (5.10)$$

за функционалну зависност се добија следећи израз (слика 5.3)

$$Nu = 1,055 Re^{0,524}, \quad (5.11)$$

са регресијом од 0,98. У изразима (5.9) и (5.10) је  $U_0$  брзина слободне струје,  $p$  је корак између перфорација,  $\nu$  је кинематска вискозност и  $\lambda$  коефицијент провођења топлоте.





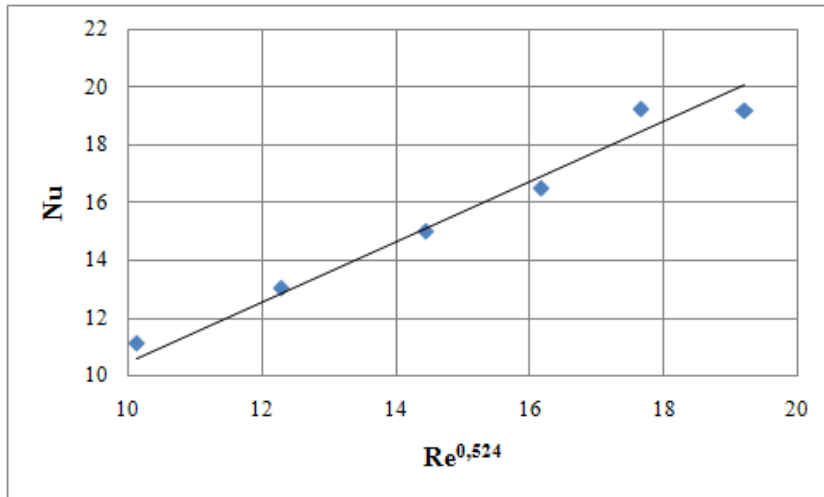
Слика 5.2 Коефицијенти прелаза топлоте

а) узводне и низводне стране перфориране плоче и

б) резултујући коефицијент прелаза топлоте у функцији од протока ваздуха

У нумеричком експерименту са једном плочом је поред Рејнолдсовог броја варирана и порозност плоче, односно корак између отвора, при чему је пречник отвора држан константним. На основу дефинисане брзине ваздушне струје на улазу, разлике температуре на излазу и улазу, дефинисана је предата количина топлоте и сходно томе Нуселтов број

$$Nu = \frac{\dot{Q}}{\Delta\theta A} \frac{p}{\lambda_{eq}}. \quad (5.12)$$



Слика 5.3 Нуселтов број у функцији од Рејнолдсовог броја на основу мерења за једну плочу

Нуселтов критеријум је тражен у облику [38,67,68]

$$Nu = A \left(\frac{p}{d}\right)^B Re^C. \quad (5.13)$$

На основу резултата нумеричког експеримента, применом методе најмањих квадрата добијена је следећа функционална зависност за одређивање Нуселтовог броја за струјање ваздуха са регресијом  $R^2 = 0,979$  (слика 5.4)

$$Nu = 0,803 \left(\frac{p}{d}\right)^{0,43} Re^{0,524}, \quad 50 \leq Re \leq 500. \quad (5.14)$$

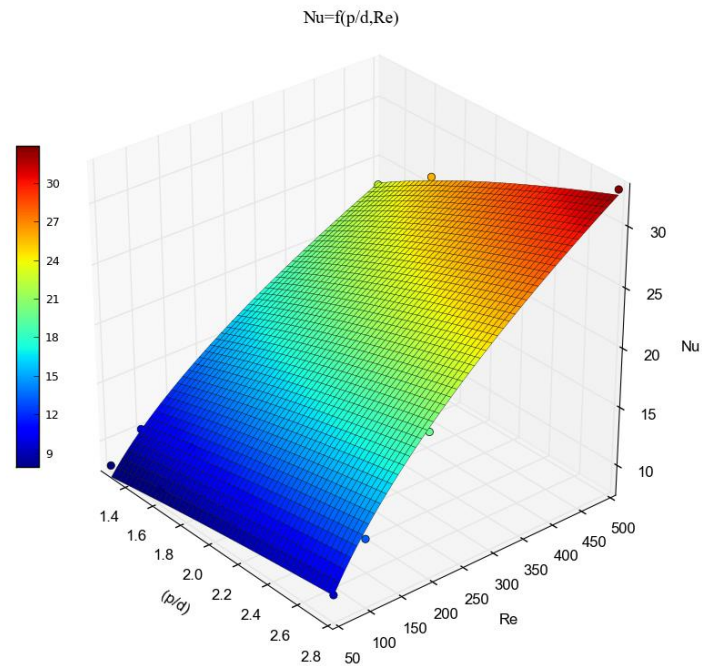
Уколико се усвоји да је утицај Прантловог броја у облику  $Pr^{1/3}$  једначина се може написати уопштено за гасове као

$$Nu = 0,898 \left(\frac{p}{d}\right)^{0,43} Re^{0,524} Pr^{1/3}, \quad 50 \leq Re \leq 500. \quad (5.15)$$

За струјање кроз плочу порозности 25,6%, корака 3,5mm и пречника отвора 2mm добија се

$$Nu = 1,06Re^{0,524}, \quad (5.16)$$

што одговара изразу (5.11). На слици 5.4 приказана је зависност Нуселтовог броја у функцији од геометријских параметара и Рејнолдсовог броја.



Слика 5.4 Нуселтов број у функцији геометријских параметара и Рејнолдсовог броја

## 5.1 Пакет од две плоче

Следећи корак у истраживању је представљао испитивање пакета од две плоче с циљем одређивања коефицијента прелаза топлоте за прву и последњу (другу) плочу у пакету. Растојање између плоча је износило 5mm и одржавано је константним ради приступа мерном опремом (слика 3.4).

На сличан начин као и за једну плочу, приступило се одређивању коефицијента прелаза топлоте за пакет од две плоче, при чему су разматране посебно прва и друга, односно последња плоча. Резултати су приказани на слици 5.5.

## 5.2 Пакет од три плоче

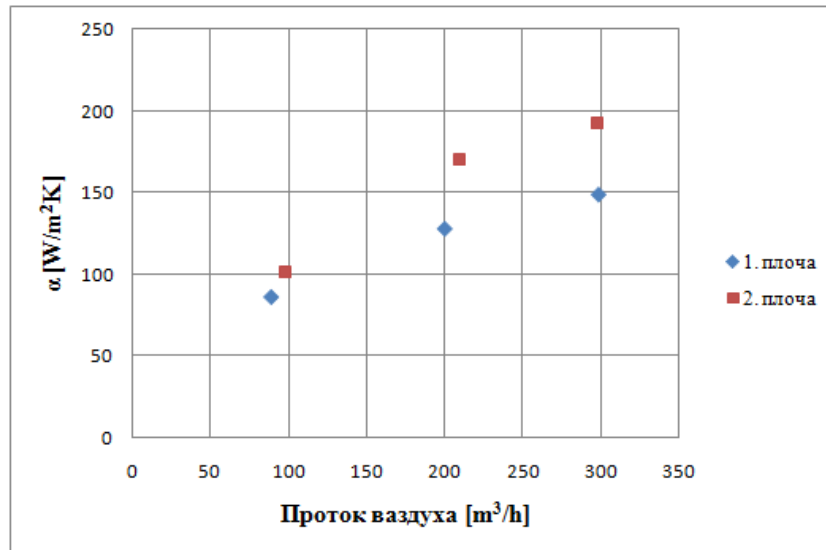
У пакету од три плоче су вршена мерења са мерном плочом на позицији друге плоче. При одређивању средње вредности коефицијента прелаза топлоте за цео пакет претпостављено је да је средња температура мерне плоче једнака средњој температури за све три плоче. На основу овако одређене вредности коефицијента прелаза топлоте, узимајући у обзир резултате приказане на слици 5.5 за прву и последњу плочу у пакету, може се израчунати резултујући коефицијент прелаза топлоте за међуплочу у пакету као



$$\alpha_{sr} = \frac{\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3}{3}, \quad (5.17)$$

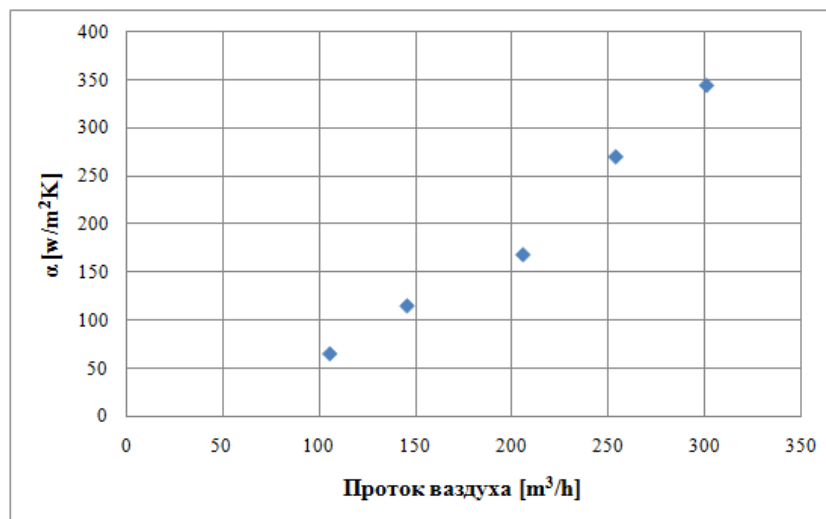
ОДНОСНО

$$\alpha_2 = 3\alpha_{sr} - \alpha_1 - \alpha_3. \quad (5.18)$$



Слика 5.5 Коефицијент прелаза топлоте за плоче у пакету од две плоче

Вредности коефицијента прелаза топлоте за средњу плочу су приказани на слици 5.6.



Слика 5.6 Коефицијент прелаза топлоте за средњу плочу у пакету од три плоче

### 5.3 Одређивање резултујућег коефицијента прелаза топлоте за пакет плоча

Екстраполирањем резултата за једну, две и три плоче, може се описати утицај броја плоча на коефицијент преноса топлоте. Утицај броја плоча на коефицијент преноса топлоте је обухваћен преко коефицијента  $C$  у облику

$$\alpha_n = \alpha_1 C. \quad (5.19)$$

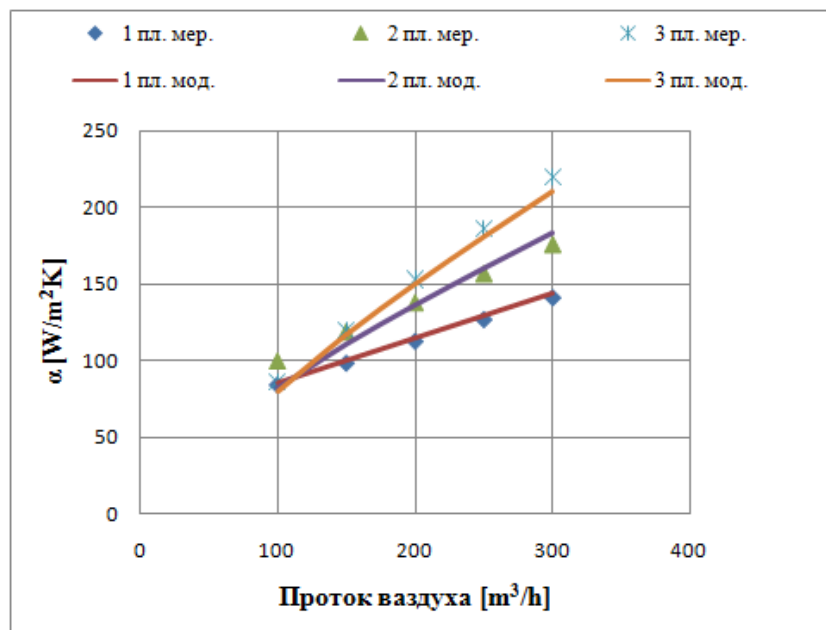
Најбоље поклапање је добијено за функционалну зависност облика

$$C = a \cdot n^{(b + \frac{c}{Re})}, \quad (5.20)$$

односно

$$C = 1,02n^{(0,56 - \frac{513,56}{Re})}. \quad (5.21)$$

На слици 5.7 је дат упоредни приказ резултата мерења и вредности срачунатих на основу предложених израза (5.10), (5.15), (5.16) и (5.21).

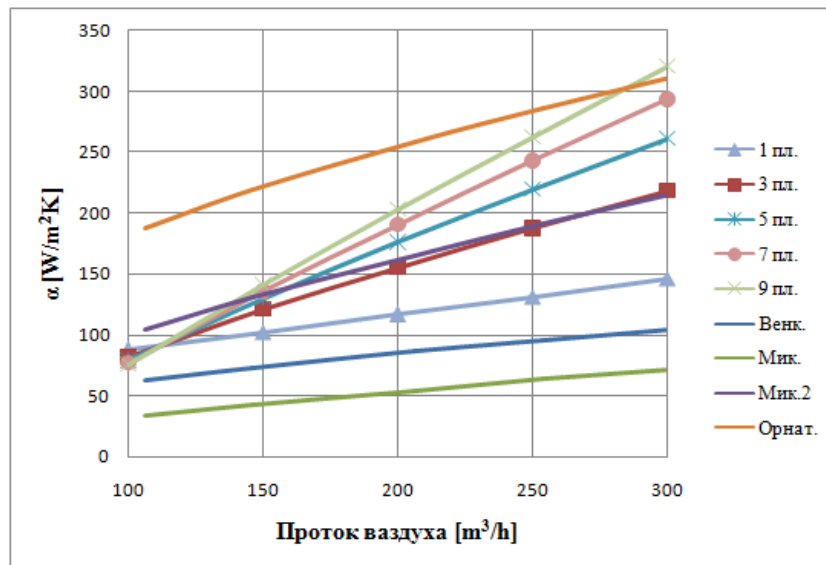


Слика 5.7 Поређење измерених и моделираних вредности коефицијента прелаза топлоте за пакет перфорираних плоча

На слици 5.8 је дат поређење резултата коефицијента прелаза топлоте различитих аутора са сопственим истраживањима за пакет од 1,3,5,7 и 9 плоча [18,19,29]. Резултати дати на слици 5.8 међусобно се разликују квантитативно зависно од аутора, односно истраживања. Стриктно говорећи, најпожељније би било поредити резултате

мерења под идентичним геометријским параметрима (величина отвора, дебљина плоче, распоред отвора и сл.). На основу прегледа датог на слици 5.8 може се закључити да за више од 5 плоча у предложеним изразима (5.19 и 5.21) треба рачунати као да има 5 плоча, односно

$$C = 5,1^{(0,56 - \frac{513,56}{Re})}, n \geq 5. \quad (5.22)$$



Слика 5.8 Поређење резултата коефицијената прелаза топлоте различитих аутора са тренутним истраживањем [18,19,29].

## 5.4 Утицај растојања између плоча

Као што је већ истакнуто са становишта компактности пожељније је да је растојање између плоча што мање. У нумеричком делу експеримента извршена је и анализа утицаја растојања између плоча у пакету. Нумерички експеримент је показао да је утицај растојања на прелаз топлоте незнатан. Шта више, док је при протоку од 100 m<sup>3</sup>/h, температура ваздуха на излазу била виша при растојању од 1 mm у односу на 5 mm, при протоку од 200 m<sup>3</sup>/h температура је била незнатно нижа, док је при протоку од 300 m<sup>3</sup>/h температура на излазу била скоро 2 степена нижа. (табела 5.1).

## 5.5 Размена топлоте у пакету

Осим коефицијента прелаза топлоте, од интереса је да се срачунају ефикасност перфориране плоче, ефикасност размене топлоте пакета, број јединица преноса топлоте –  $NTU$ , као и коефицијент размене топлоте.



Табела 5.1 Утицај растојања између плоча на температуру ваздуха на излазу из коморе

Проток [m <sup>3</sup> /h]	$t$ [°C] 5 mm	$t$ [°C] 1 mm	$\varepsilon$
100	36,23	38,06	4,88%
200	32,62	32,23	1,20%
300	31,65	29,70	6,36%

Производ коефицијента размене топлоте и површине размене -  $U$  и  $A$  се рачуна по изразу

$$\frac{1}{UA} = \frac{1}{\alpha_L A_L \eta_L} + \frac{\delta}{\lambda_{eq} F} + \frac{1}{\alpha_W A_W \eta_W}, \quad (5.23)$$

где је

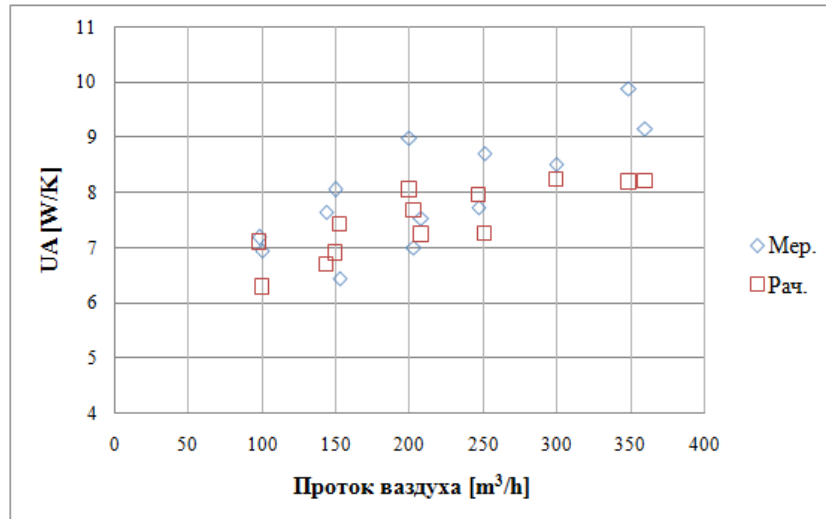
- $A_L$  – површина ваздушне стране,
- $\eta_L$  – ефикасност ребра на ваздушној страни
- $\alpha_L$  – коефицијент прелаза топлоте са ваздушне стране,
- $F$  – попречна кондуктивна површина,
- $\delta$  – ширина заптивке,
- $A_W$  – површина водене стране,
- $\eta_W$  – ефикасност ребра на воденој страни и
- $\alpha_W$  – коефицијент прелаза топлоте са водене стране.

Величина  $UA$  се добија из израза за топлотну снагу размењивача топлоте и једнака је

$$UA = \frac{\dot{Q}}{\Delta\theta}, \quad (5.24)$$

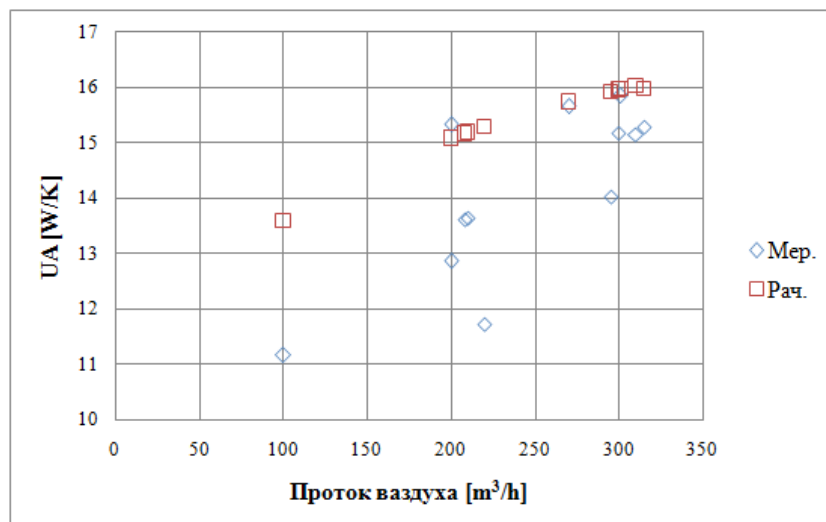
где је  $\Delta\theta$  разлика средње температура ваздуха и средње температуре воде, а  $\dot{Q}$  топлотни проток.

Поређењем вредности добијених на основу мерења за једну плочу, преко израза (5.24) и вредности добијене рачунским путем на основу израза (5.23), добијено је максимално одступање од 4,62%. Резултат је приказан на слици 5.9.



Слика 5.9 Производ  $UA$  за једну плочу

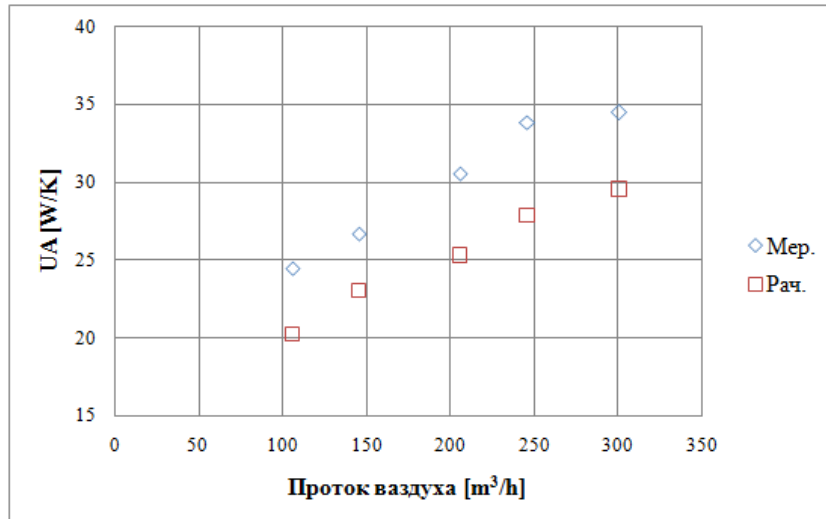
Грешка одређивања вредности производа  $UA$  за пакет од две плоче је приказана на слици 5.10, где су упоређене измерене и срачунате вредности. Максимално одступање је износило 13,21%, док су скоро сва одступања била испод вредности од 8,0%.



Слика 5.10 Производ  $UA$  за пакет од две плоче

Грешка одређивања вредности коефицијента трансмисије топлоте  $UA$  за пакет од три плоче је приказана на слици 5.11, где су упоређене измерене и срачунате вредности. Максимално одступање је износило 6,86%.





Слика 5.11 Производ  $UA$  за пакет од три плоче

## 5.6 Ефикасност перфориране плоче

Ефикасност перфориране плоче се рачуна по изразу датом у једначини:

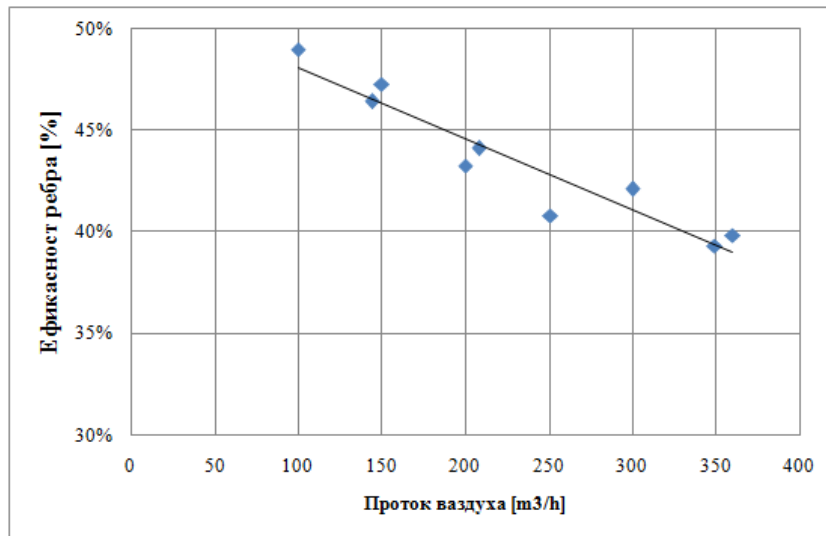
$$\eta = \frac{\tanh(mL)}{mL}. \quad (5.25)$$

Резултати показују да се ефикасност перфориране плоче креће у очекиваним вредностима које је и Флеминг приказао у свом истраживању: од 40 до 60% (слика 5.12). Занимљиво је истаћи, да на основу добијених резултата повећањем протока, односно повећавањем коефицијента прелаза топлоте, долази до опадања ефикасности перфориране плоче.

## 5.7 Ефикасност размене топлоте у пакету

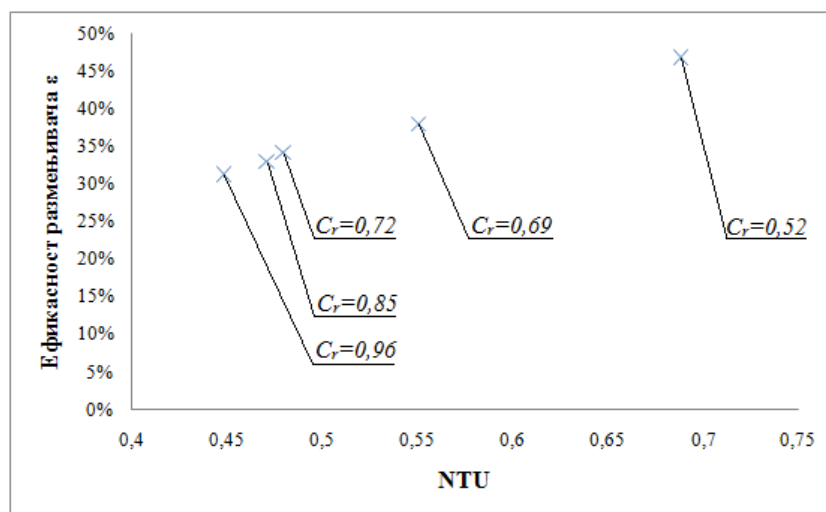
Ефикасност размене топлоте у пакету се рачуна по изразу (2.66). Као што је већ истакнуто ефикасност размене топлоте у пакету зависи од  $NTU$  и односа топлотних еквивалената –  $C_r$ . При порасту вредности  $C_r$  долази до смањења вредности ефикасности размене и обрнуто, када он опада, долази до пораста ефикасности размене топлоте. На слици 5.13 је приказана међузависност  $NTU$ ,  $\varepsilon$  и  $C_r$ . Може се приметити да су резултати у складу са графиком датим на слици 2.10. Добијена вредност  $NTU$ -а се кретала од 0,22 до 0,25 за једну плочу и од 0,2 до 0,3 за две плоче и од 0,4 до 1 у пакету од три плоче. На слици 5.14 су дата поређења вредности  $NTU$  добијених на основу

мерења и срачунatih по изразу за супротносмерни ток за размењивач типа цев-у-цеви који је користио Венкатаратхнам [73].

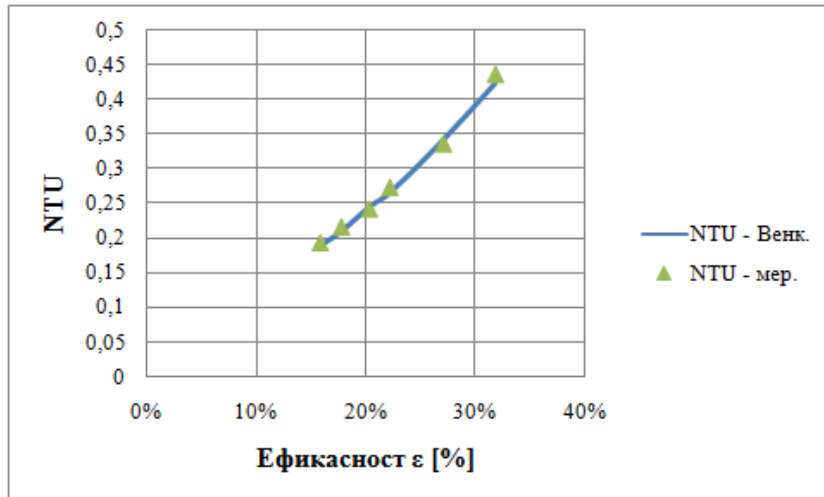


Слика 5.12 Ефикасност перфорираних плоче

На слици 5.15 су дати резултати ефикасности размене топлоте  $\epsilon$  у функцији од протока ваздуха и воде, односно и односа топлотних еквивалената. На слици 5.15 а) су дата два случаја: када је проток воде  $0,03\text{m}^3/\text{h}$  (означено плавим) и када је проток воде једнак  $0,06\text{m}^3/\text{h}$  (означено црвеним). У првом случају се при протоку ваздуха од  $100\text{m}^3/\text{h}$  постиже избалансиран проток и при даљем повећању протока ваздуха долази до смањења вредности односа топлотних еквивалената и повећања ефикасности размене топлоте, као што је већ приказано на слици 5.13.



Слика 5.13 Ефикасност  $\epsilon$  у функцији од  $NTU$  и  $C_r$  за пакет од три плоче



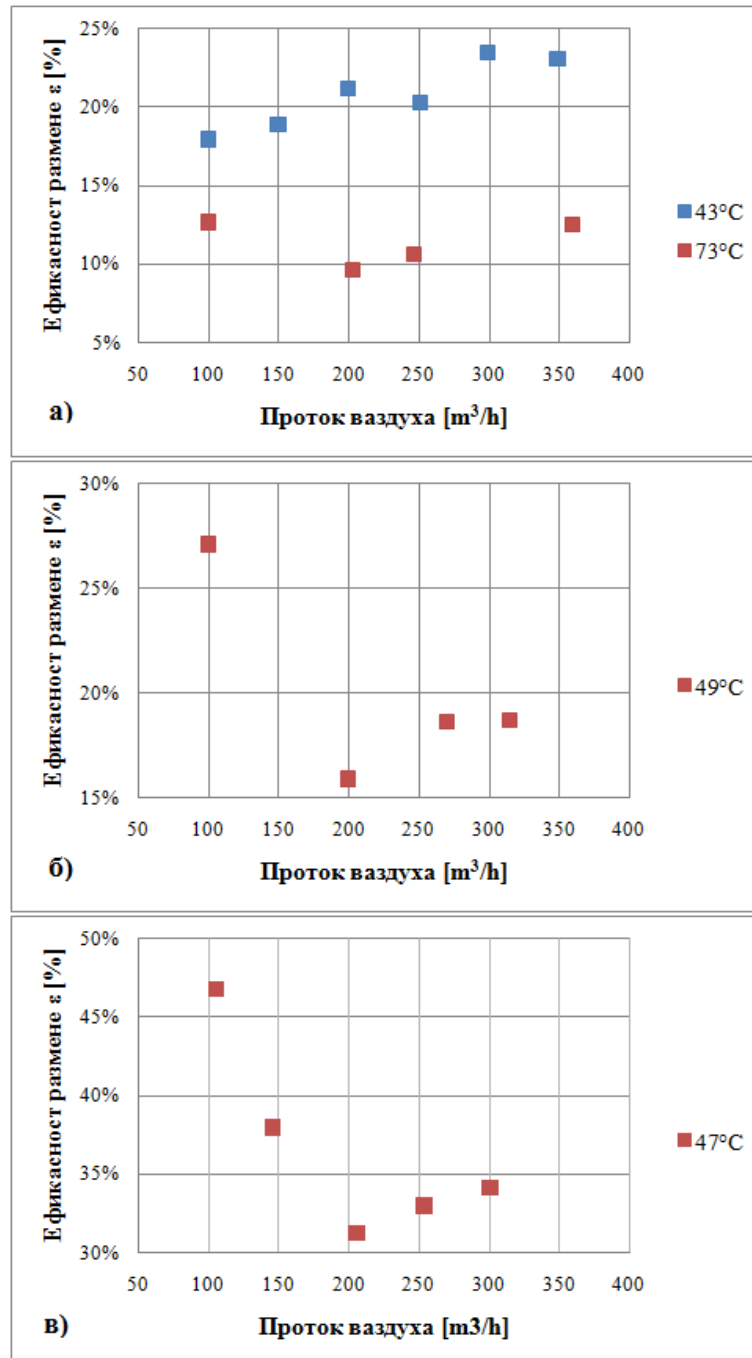
Слика 5.14 Поређење вредности  $NTU$  добијених на основу мерења и поређење са теоријским вредностима [73]

С друге стране при протоку воде од  $0,06\text{m}^3/\text{h}$  избалансирани проток се постиже при протоку ваздуха од  $200\text{m}^3/\text{h}$  и за ту вредност се добија минимална ефикасност размењивача, док при мањим и већим вредностима протока ваздуха долази до повећања ефикасности размене топлоте, јер је  $C_r < 1$ . Слични резултати се добијају и за пакет од две и три плоче за проток воде од  $0,06\text{m}^3/\text{h}$  (слика 5.15.б и 5.15.в).

## 5.8 Падови притиска кроз пакет перфорираних плоча

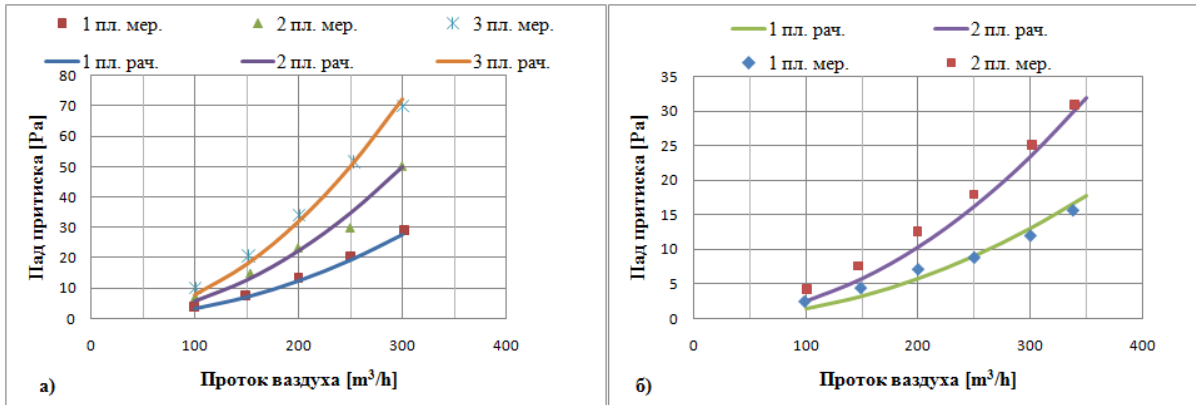
Падови притиска са ваздушне стране су мерени за пакет од три плоче са колектором и једну и две плоче без колектора. Падови притиска су одређени тако што су мерени статички притисци пре и после пакета, односно одговарајуће плоче.

Такође, падови притиска се могу одредити и алгебарски на основу већ познатих релација за одређивање падова притиска. У случају струјања кроз перфорирану плочу имамо, као што је већ истакнуто, пад притиска услед сужења струјног простора, пад притиска услед струјања кроз кратке цеви и пад притиска услед проширења струјног простора. Њиховим сумирањем добија се укупни пад притиска. Поређење рачунски добијених резултата и измерених вредности је приказано на слици 5.16.



Слика 5.15 Ефикасност размене топлоте

а) једна плоча, б) пакет од две плоче и в) пакет од три плоче



Слика 5.16 Поређење рачунских и измерених вредности за пад притиска при  
а) струјању кроз пакет плоча са и б) струјању кроз пакет плоча без колектора

## 5.9 Укупан пад притиска кроз пакет

Пад притиска за плочу је могуће одредити сумирањем падова притиска који настају услед сужења струјног пресека, струјања кроз перфорацију и услед експанзије струјног пресека, који су дате изразима (2.96), (2.90) и (2.97) респективно. На основу ових израза могуће је да се одреде парцијалн падови притиска. Анализом се долази до закључка да се приближно 1% од укупног пада притиска се дешава услед сужења струјног пресека, 79% услед струјања кроз перфорације и око 20% услед наглог проширења струјног пресека (табела 5.2).

**Табела 5.2 Процентуални удео појединих зона у укупном паду притиска за струјање кроз перфорирану плочу порозности  $\sigma = 0,256$**

Проток [m³/h]	Сужење стр. прес.	Ширење стр. прес.	Унутрашњост перф.
100	0,86	18,09	81,05
150	0,89	18,74	80,37
200	0,90	19,08	80,02
250	0,91	19,29	79,80
300	0,92	19,43	74,12



Укупан пад притиска, обзиром да су падови притиска за поједине зоне уопштено у функцији од квадрата брзине, могуће је изразити као

$$\Delta p = \xi \rho \frac{v^2}{2}, \quad (5.26)$$

односно за посматрану плочу

$$\Delta p = 43,7\rho \frac{v^2}{2}, \quad (5.27)$$

што је у складу са вредностима које је добио Иделчик (слика 2.13).

Утицај броја плоча у пакету на падове притиска се може добити једноставним множењем пада притиска за једну плочу са укупним бројем плоча, мада је нешто боље поклапање добијено у овом случају релацијом облика

$$\xi_n = (a + bn)\xi. \quad (5.28)$$

За посматрани случај пакета плоча са квадратним распоредом перфорација кружног облика, пречника 2 mm и порозности 25,6%. Утицај броја плоча се добија у облику

$$\xi_n = (0,2 + 0,8n)\xi. \quad (5.29)$$



## 6. ЗАКЉУЧАК

У овом раду је, након уводних коментара и детаљног прегледа литературе, посебна пажња посвећена истраживању утицаја термо-струјних величина радних флуида (проток и температура грејаног флуида на улазу у апарат) и геометрије пакета перфорираних плоча (порозности плоча), величине растојања између плоча и броја плоча на интензитет размене топлоте у пакету перфорираних плоча, експерименталним и нумеричким путем.

Експериментална истраживања извршена су на пакету перфорираних плоча на испитном штанду који је лоциран на Машинском факултету у Нишу. Након пробних експеримената, према плану експерименталних истраживања, извршене су три серије експеримената. За потребе одређивања коефицијената преноса топлоте формирана је *мерна плоча* која представља перфорирану плочу са постављеним термопаровима са обе стране плоче (узводна и низводна страна плоче). Овим је било могуће одредити појединачни коефицијенте прелаза топлоте, како за узводну и низводну страну мерне плоче, тако и за било коју плочу у зависности од њене позиције у пакету и на крају за сам пакет, у зависности од броја плоча.

Најпре је обављена серија "пробних" експеримената у циљу "калибрисања" мерне инсталације и утврђивања опсега промене радних параметара на датој експерименталној инсталацији. У току "пробних" експеримената утврђено је да повећање броја плоча у пакету на 4 и више плоча (испитивани су пакети до 7 плоча) за радне услове који су се могли остварити на експерименталном штанду, није утицало значајно на повећање топлотне снаге апарата. С друге стране, са повећањем броја плоча јавили су се проблеми око заптивања, односно мешања радних флуида. Из тог разлога је у току главних мерења број плоча вариран од 1 до 3 плоче у пакету.

Након тога је обављена серија експеримената са једном плочом од укупно 15 експеримената. Варирани су протоци ваздуха (100, 150, 200, 250 и 300m<sup>3</sup>/h), са улазном температуром воде од ~45°C и ~75°C при чему је температура ваздуха на улазу износила између 20 и 25°C.



У другој серији експеримената (укупно 18 експеримената) вршена су мерења на пакету од две плоче. Мерна плоча је постављена на прву позицију, како би се испитало понашање прве плоче у пакету и са мерном плочом на другој позицији како би се испитало понашање последње плоче у пакету. Проток ваздуха је износио 100, 200 и 300m<sup>3</sup>/h.

У трећој серији експеримената (укупно 5 експеримената) вршена су мерења на пакету од три плоче. Мерна плоча је постављена на другу позицију како би се испитало понашање плоче унутар пакета. Проток ваздуха је износио 100, 150, 200, 250 и 300m<sup>3</sup>/h. На крају је извршено мерење падова притиска на пакету од три плоче са колектором, као и на пакету од две плоче без колектора. Резултати свих експеримената су приказани у виду дијаграма у раду.

У четвртом поглављу овог рада је приказан низ резултата нумеричких експеримената, спроведених у циљу анализе утицаја геометрије пакета перфорираних плоча на термо-струјне процесе. У оквиру поглавља су постављене и анализирани 3Д нумеричке симулације термо-струјних процеса извршене су коришћењем водећег софтверског пакета из области нумеричке механике флуида, преноса топлоте и материје: *PHOENICS 2014*, произвођача *CHAM Ltd. London*, Пре почетка серије нумеричких експеримената извршен је избор шеме и нумеричког модела. Тестиране су *HDS*, *UDS*, *CDS* и *QUICK* шема. Од нумеричких модела је вршено тестирање *Standard k-ε*, *RNG k-ε* и *Wilcox k-ω* модела. Иако су резултати нумеричких симулација дали сличне резултате, без обзира на коришћени модел, предност је дата *RNG k-ε* моделу, који је дао нешто бољу конвергенцију и погоднији је за токове са сепарацијама. Такође је извршено и тестирање мреже, при чему је број ћелија дуж пречника отвора вариран. Закључак до којег се дошло у анализи је да се са аспекта рачунарских ресурса и конвергенције:

- да густина мреже износи минимум 4x4 равномерно распоређених ћелија по отвору,
- најбољи резултати су добијени употребом *HDS* шеме,
- најбоља конвергенција је остварена употребом *RNG k-ε* модела.

По избору диферентне шеме, нумеричког модела и оптималне мреже, приступило се изради нумеричког експеримента. Вршене су две групе нумеричких експеримената:





- са једном плочом, порозности 10%, 30% и 50%,
- са пакетом од три плоче порозности од 25,6%.

Циљ првог нумеричког експеримента са једном плочом је био да се утврди утицај порозности плоче на коефицијент прелаза топлоте. У другом делу нумеричког експеримента циљ је био да се утврди утицај растојања између плоча у пакету на коефицијент прелаза топлоте. Добијена су поља притиска, температуре и брзине грејног флуида, односно поља температуре перфорираних плоча, што је значајно са аспекта даљих истраживања због ограничених могућности за приступ мерном опремом између плоча у пакету. Оваква поставка нумеричког експеримента отвара даље могућности за одређивање локалних коефицијената прелаза топлоте.

Валидација нумеричког модела извршена је поређењем нумеричких резултата са сопственим експерименталним резултатима. Поређење нумеричких и експерименталних резултата извршено за струјање кроз пакет од три плоче дато је у четвртом поглављу овог рада.

У петом поглављу је извршена анализа резултата нумеричког и реалног експеримента. Анализом резултата извршених експерименталних и нумеричких истраживања може се закључити следеће:

- коефицијент прелаза топлоте се не мења знатно са порастом броја плоча, за више од 5 перфорираних плоча у пакету,
- коефицијент прелаза топлоте се не мења знатно при промени растојања између перфорираних плоча у опсегу од 1 до 5 mm, односно 0,5 до 2,5 дебљина плоче,
- на основу извршене анализе ефикасности размене топлоте утврђено је да се може користити израз за рачунање ефикасности размене топлоте за размењивач типа цев-у-цеви.

Резултати до којих се дошло су следећи:

- дат је метод за свођење порозне плоче на еквивалентну пуну плочу,
- дат је метод за одређивање коефицијената прелаза топлоте предње и задње стране перфориране плоче,
- успостављена је методологија за решавање проблема простирања топлоте у пакету перфорираних плоча,



- добијена је критеријална једначина за једну плочу у зависности од њене порозности –  $Nu = 0,898 \left(\frac{p}{d}\right)^{0,43} Re^{0,524} Pr^{1/3}, 50 \leq Re \leq 500,$
- добијен је коефицијент прелаза топлоте за пакет перфорираних плоча у зависности од броја плоча –  $\alpha_n = \alpha_1 C, C = 1,02n^{(0.56 - \frac{513.56}{Re})},$
- дат је метод за рачунање падова притиска за произвољну перфорирану плочу,
- добијен је коефицијент трења за посматрану перфорирану плочу –  
$$\Delta p = 43,7\rho \frac{v^2}{2},$$
- добијен је коефицијент трења за посматрани пакет у функцији од броја плоча –  
$$\xi_n = (a + bn)\xi.$$

На крају, свакако треба константовати да су неопходна даља експериментална истраживања у циљу мерења, пре свега, турбулентних карактеристика између плоча пакета. Такође, с обзиром на брзи развој перформанси рачунара, у нумеричким третману математичких модела било би погодно ићи на приступ у коме би се моделирала и водена страна у размењивачу, што би свакако допринело бољем сагледавању физикалности термо-струјних процеса.



## 7. ЛИТЕРАТУРА

- [1] Jaћимовић Б. М., Генић С. Б., Топлотне операције и апарати – Део 1, Универзитет у Београду, 2004.
- [2] Fraas, A. P., Ozisik, M. N., Heat Exchanger Design, Wiley-Interscience, 1989.
- [3] Standards of Tubular Exchanger Manufacturers Association, Tubular Exchanger Manufacturers Association, New York, 1978.
- [4] Saunders E. A. D., Heat Exchangers, Selection, Design and Construction, John Wiley, 1988.
- [5] Bahtia, M. V., Cheremisinoff, P. N., Heat Transfer Equipment, Technomic Publishing, Lancaster, 1980.
- [6] Вујић, С., Расхладни уређаји, Машински факултет Београд, 1991.
- [7] Вучковић Г., Експериментално и нумеричко истраживање преноса топлоте и материје код орошавајућих размењивача топлоте, Магистарска теза, Универзитет у Нишу, Ниш, 2004.
- [8] С'igankov, P. S., Bragorektifikacionnye ustanovki, Pishhevaya promyshlennost', Moscow, 1970.
- [9] Tarasov, F. M., Tonokosloynnye teploobmenyie apparaty, Mashinostroenie, Moscow, 1964.
- [10] Baranovskiy, N. V., Kovalenko, L. M., Yastrebeneckiy, A. P., Platinchatye i spiralnyie teploobmennyie apparaty, Mashinostroenie, Moscow, 1973.
- [11] Zhukauskas, A., High Performance Single Phase Heat Exchangers, Taylor and Francis, 2001.
- [12] Glažar V., Optimizacija geometrije kompaktnih izmenjivača topline, Doktorska teza, Univerzitet u Rijeci, 2011.
- [13] Dilevskaya, A., Micro Cryogenic Heat Exchangers (in Russian), Mashinostrenie, Moscow, 1978.
- [14] McMahon, H. O., Bowen R. J., Bleye Jr., G. A., A Perforated Plate Heat Exchanger, *Trans ASME*, 72, pp. 623-632, 1950.
- [15] Bukurov, M., Bikić, S., Ilin, S., Ђurđević, M., Dragutinović G., Heat Exchangers with Perforated Plates, *Journal on Processing and Energy in Agriculture*, 15 (3), pp. 179 - 182. 2011.
- [16] Sotnikov A. A., Vaselev V. A., Bova V. I., Gorenshtein I. V., Matrix heat exchangers for high pressure systems, *Khim Neft Mash*, 4, pp. 27 - 29, 1985.



- [17] Venkataratham. G., Sarangi, S., Matrix Heat Exchangers and Their Application in Cryogenic System, *Cryogenics*, 30 (11), pp. 907 - 918, 1990.
- [18] Ornatskiy, A. P., Perkov, V. V., Khudzinskii, V. M., Experimental Study of Perforated Plate Heat Exchanger For Micro Cryogenic Systems, *Promish Teplo Tekhn*, 5 pp. 28 - 33, 1983.
- [19] Mikulin, E. I., Shevich, Yu. A., Potapov, V. N., SoIntsev, M. Va., Yusova, G. M. Study of Matrix–Type Heat Exchangers Made of Perforated Plates, *Chemical and petroleum engineering*, 16 (9), pp. 514 - 519, 1980.
- [20] Orlov, V. K., Shevyakova, S. A., Valeev, G. W., Heat Exchange and Hydraulic Resistance in Perforated-Plate Heat Exchangers, *Chemical and petroleum engineering*, 14 (8), pp. 701 - 704, 1978.
- [21] Shevyakove, S. A., Orbs, V. K. Study of Hydraulic Resistance and Heat Transfer in Perforated-Plate Heat Exchangers, *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*, 45 (1), pp. 734 - 737, 1983.
- [22] Bannon J. M., Piersall C. H. Jr., Pucci P. F., Heat Transfer and Flow Friction Characteristics of Perforated Nickel Plate-Fin Type Heat Transfer Surfaces, Technical report no. 52, United States naval Postgraduate School, 1965.
- [23] Hubbel, R., Cain, C. L., New Heat Transfer And Friction Factor Design Data for Perforated Heat Exchanger, *Advanced Cryogen Engineering*, 33, pp. 383 - 390, 1988.
- [24] Krishnakumar K., Venkataratham G., Transient Testing of Perforated Plate Matrix Heat Exchangers, *Cryogenics*, 43 (2), pp. 101-109, 2003.
- [25] Linghui, G., Tingwei, G., Jichuan, H., Tingying, Z.,. The Effect of The Geometric Parameters of a Perforated Plate On Its Heat Transfer Characteristics, *Cryogenics*, 36 (6), pp. 443-446, 1996.
- [26] Ragab, M. M., Transport Phenomena in Fluid Dynamics: Matrix Heat Exchangers and Their Applications In Energy Systems, Report No. Afl-rx-ty-tr-2010-0053, Air force research laboratory materials and manufacturing directorate, Tyndall air force base, 2009.
- [27] Tomić M., Živković P., Vukić M., Dobrnjac M., Ilić G., Matrix Heat Exchangers and Their Application, DEMI 2013, Banjaluka, R. Srpska, 2013.
- [28] Tomić M., Boričić A., Milutinović B., Đekić P., Stevanović Ž., Determination of a Perforated Plate Convective Heat Transfer Coefficient, SED 2013, Užice, Serbia, 2013.
- [29] Krishnamkumar, K., Venkatarathnam, G., Heat Transfer and Flow Friction Characteristics of Perforated Plate Matrix Heat Exchangers, *International Journal of Heat Exchangers*, 8 (1), pp. 45-60, 2007.
- [30] Maxwell, J. C., A Treatise on Electricity and Magnetism, Tom 1, Clarendon Press, Oxford, UK, 1873.
- [31] Rayleigh, Lord Sec. R.S., On the Influence of Obstacles Arranged in a Rectangular Order Upon The Properties Of Medium, *Philosophical Magazine Series 5*, 34 (211), pp. 481-502, 1882.
- [32] Perrins, W. T., McKenzie, D. R., McPhedran, B. C., Transport Properties of Regular Arrays of Cylinders, *Proceedings of Royal Society of London: Series A*, 369 (1737), pp. 207-225, 1979.



- [33] Илић, Г., Радојковић Н., Вукић М., Живковић П., Стојановић И., Термодинамика II, Универзитет у Нишу, Машински факултет, Ниш, 2014.
- [34] Idel'chik, I.E., Handbook of Hydraulic Resistance, Hemisphere Publishing Corp., New York 1988.
- [35] Guo, B. Y., Hou, Q. F., Yu, A. B., Li L. F., Guo J., Numerical Modelling of the Gas Flow Through Perforated Plates, *Chemical Engineering Research and Design*, 91 (3), pp. 403-408, 2013.
- [36] Fleming, R. B., A Compact Perforated Plate Heat Exchanger, *Advances in Cryogenic Engineering*, 14, 197-204, 1969.
- [37] Hendricks, J. B., Perforated Plate Heat Exchanger and Method of Fabrication, Patent -US 5101894 A, URL: <http://www.google.com/patents/US5101894> (pristupljeno februaru 2015.)
- [38] Kutscher, C. F., An Investigation of Heat Transfer For Air Flow Through Low Porosity Perforated Plates, Ph.D. Thesis, University of Colorado at Boulder, 1992.
- [39] Ramirez, R. A., Experimental and numerical study of the thermal and hydraulical effect of EMC screen in radiobase station, Ph.D. Thesis, Royal institute of technology, Stockholm, 2006.
- [40] Al-Essa A. H., Augmentation of Heat Transfer of a Fin by Rectangular Perforations With Aspect Ratio of Three, *International Journal of Mechanics and Applications*, 2 (1), pp. 7-11, 2012.
- [41] Al-Essa A. H., Al-Hussien F. M. S., The Effect of Orientation of Square Perforations on the Heat Transfer Enhancement from a Fin Subjected to Natural Convection, *Heat and Mass Transfer*, 40 (6-7), pp. 509-515, 2004.
- [42] Chin, S., Foo, J., Lai, Young T., Forced Convective Heat Transfer Enhancement with Perforated Pin Fins, *Heat and Mass Transfer*, 49 (10), pp. 1447-1458, 2013.
- [43] Brunger, A. P., Hollands K. G. T., Van Decker G. W. E., Heat-Exchange Relations for Unglazed Transpired Solar Collectors with Circular Holes on a Square Or Triangular Pitch, *Solar Energy*, 71 (1), pp. 33-45, 2001.
- [44] Sparrow, E. M., Ortiz, M. C., Heat Transfer Coefficients for The Upstream Face of a Perforated Plate Positioned Normal to an Oncoming Flow, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 25 (1), pp. 127-135, 1982.
- [45] Dorignac, E., Vullierme, J. J., Broussely, M., Foulon, C., Mokedem, M., Experimental Heat Transfer on the Windward Surface of a Perforated Flat Plate, *International Journal of Thermal Sciences*, 44 (9), pp. 885-893, 2005.
- [46] Hayes, A. M., Khan, J. A., Shaaban, A. H., Spearing, I. G., The Thermal Modeling of a Matrix Heat Exchanger Using a Porous Medium and the Thermal Non-Equilibrium Model, *International Journal of Thermal Sciences*, 47 (10), pp. 1306-1315, 2008.
- [47] Langhaar, H. L., Steady Flow in the Transition Length of a Straight Tube, *Journal. of Applied Mechanics.*, 64, pp. A-55 –A-58, 1942.
- [48] Incopera, F. P., De Witt D. P., Bergman T. L., Lavine A. S., Fundamentals of Heat and Mass Transfer, 6<sup>th</sup> Edition, John Wiley & Sons, Inc, 2006.



- [49] Lienhard J. H. IV, Lienhard J. H. V, A Heat Transfer Textbook, 3<sup>rd</sup> Edition, Phlogist Press, Cambridge, USA, 2008.
- [50] Grupa autora, Heat and Mass Transfer, Mechanical Engineering Handbook, N.V. Suryanarayana, ch. Forced Convection — Internal Flows
- [51] Kays, W. M., and M. E. Crawford, Convective Heat and Mass Transfer, 3<sup>rd</sup> Edition, McGraw-Hill, New York, 1993.
- [52] Sieder, E. N., Tate, C. E., Heat Transfer and Pressure Drop of Liquids in Tubes, *Ind. Eng. Chem.*, 28, 1429. 1936.
- [53] Subramanian, R. S., Heat Transfer to or from a Fluid Flowing Through a Tube, <http://web2.clarkson.edu/projects/subramanian/ch302/notes/Convective%20Heat%20Transfer%201.pdf>, (pristupljeno februara 2015.)
- [54] Edwards, D. K., Denny, V. E., Mills, A. F., Transfer Processes, Holt, Rinehart, Winston, Inc., New York, 1973.
- [55] Hausen, H., Neue Gleichungen für die Wärmeübertragung bei freier und erzwungener Strömung, *Allg. Warmetechnik*, 9, pp. 75-79, 1959.
- [56] Рикаловић, М., Добошастаи размењивачи топлоте, СМЕИТС, Београд, 2002.
- [57] Stephan, K., Wärme übergang und druckabfall bei nicht ausgebildeter Laminarströmung in Rohren und ebenen Spalten, *Chem. Ing. Tech*, 31, pp. 773-778, 1959.
- [58] Merkel, F., Die Grundlagen der wärmeübertraegung, T. Steinkopff, 1927.
- [59] Grupa autora, Nauka o toploti, knjiga 1, Mašinski fakultet Beograd, Beograd 1971
- [60] Gnielinski, V., New Equation for Heat and Mass Transfer in Turbulent Pipe and Channel Flow, *International Chemical Engineering*, 16, pp. 359-368, 1976.
- [61] Hausen, H., Wärmeübertragung im Gegenstrom, Gleistrom und Kreuzstrom, 2. Auflage, Springer Verlag, Berlin, 1976.
- [62] Churchill, W. S., Comprehensive Correlating Equations for Heat, Mass and Momentum Transfer Developed Flow in Smooth Tubes, *Ind. Eng. Chem. Fundam.*, 1b, pp. 109-116, 1977.
- [63] Sparrow E. M., O'Brien J. E., Heat Transfer Coefficients on the Downstream Face of an Abrupt Enlargement or Inlet Constriction in a Pipe, *J Heat Transf*, 102 (1980), 3, pp. 408-414.
- [64] Kumada, M., Hirata M., Kasagi N., Studies of Full-Coverage Film Cooling Part 2: Measurements of Local Heat Transfer Coefficient, ASME Paper 81-GT-38, Huston, Texas, 1981.
- [65] Hubbell, R. H., Cain C. L., New Heat Transfer and Friction Factor Design Data for Perforated Plate Heat Exchangers, *Advanced in Cryogenic Engineering*, 33, pp. 383-390, 1988.
- [66] Rodriguez, J. I., Millsa A. F., Heat Transfer and Flow Friction Characteristics of Perforated-Plate Heat Exchangers, *Experimental Heat Transfer: A Journal of Thermal Energy Generation, Transport, Storage, and Conversion*, 9 (4), pp. 335-356, 1996.



- [67] Andrews, G. E., Bazdidi-Teherani F., Small Diameter Film Cooling Hole Heat Transfer: The Influence of the Number of Holes, American Society of Mechanical Engineers Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exposition, Toronto, Canada, 1989.
- [68] Tomić, M. A., Živković P. M., Vukić M. V., Ilić G. S., Stojiljković, M. M., Numerical Study of Perforated Plate Convective Heat Transfer, *Thermal Science*, 18 (3), pp. 1-8. 2014.
- [69] Runge, I. On the Electrical Conductivity of Metallic Aggregates, *Z Tech Phys*, 6, pp. 61-68, 1925.
- [70] Nilles, M. J., Calkins, M. E., Dingus, M. L., Nendrics J. B., Heat Transfer and Flow Friction in Perforated Plate Heat Exchanger, *Exp. Therm. Fluid Sci.*, 10 (2), pp. 238–247, 1995.
- [71] Anish, K. J., Krishnakumar, K., Ratnish, T. R., Numerical Method to Determine Effective Thermal Conductivity of Perforated Plate Matrix Heat Exchanger Surfaces and its Experimental Validation, *Int J of Sci and Eng Res*, 5 (5), pp. 1079-1084, 2014.
- [72] Churchill, S., Thermal Conductivity of Dispersions of Packed Beds - an Illustration of Unexplored Potential of Limiting Solutions for Correlations, *Advances in Transport Processes*, Tom 4, Wiley Eastern, New Delhi, 1986
- [73] Venkatarathnam, G., Effectiveness - NTU Relationship in Perforated Plate Matrix Heat Exchangers, *Cryogenics*, 36, pp. 235-241, 1996.
- [74] Bhanumurthy, K. A., Murty, S. S., Venkatarathnam, G., Optimum Design of Complete Matrix Heat Exchanger Geometry, *Thermal Issues in emerging technologies*, ThETA 3, Cairo Egypt, 2010.
- [75] Boussinesq, J., Calcul de la moindre longueur que doit avoir un tube circulaire, evase a son entree, pour qu un regime sensiblement uniforme s'y etablisse, et de la depense de charge qu'y entraine l'etablissement de ce regime, *Comptes Rendus*, 113, pp. 49-51, 1891.
- [76] Schiller, L., Die Entwicklung der Laminaren Geschwindigkeitsverteilung und ihre Bedeutung für Zähigkeitsmessungen, *Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik*, 2 (2), pp. 96-106, 1922.
- [77] Sherman, M., A Power-Law Formulation of Laminar Flow in Short Pipes, *Journal of Fluids Engineering*, 114 (4), pp. 601-605, 1992.
- [78] Вороњец, К., Обрадовић Н., Механика флуида, Грађевинска књига, Београд, 1970.
- [79] Liu, R., Ting, D. S-K, Rankin, G. W., On the Generation of Turbulence with a Perforated Plate, *Experimental Thermal and Fluid Science*, 28 (4), pp. 307-316, 2004.
- [80] Morrison, G. L., Hall K. R., Holste, J. C., Ihfe, L., Gaharan C., DeOtte R. E. Jr, , Flow Development Downstream of a Standard Tube Bundle And Three Different Porous Plate Flow Conditioners, *Flow Measurement and Instrumentation*, 8 (2), pp. 61-76, 1998.
- [81] Versteeg, H. K., Malalasekera, W., An Introduction to Computational Fluid Dynamics: The Finite Volume Method, 2<sup>nd</sup> Edition, Pearson Education Limited, Harlow, 2007.
- [82] Богнер, М., Термотехничар - Том 1, СМЕИТС, Београд, 2004.



- [83] Вукић, М. В., Експериментално и нумеричко истраживање термо-струјних процеса у добошастим размењивачима топлоте, Докторска теза, Универзитет у Нишу, 2004.
- [84] Wolf, I, Utjecaj geometrijskih parametara na izmjenu topline i karakteristike strujanja zraka kod lamelnih izmjenjivača topline, Magistarska teza, Univerzitet u Rijeci, 2004.
- [85] Wongwises, S., Chokeman, Y., Effect of Fin Pitch and Number of Tube Rows on the Air Side Performance of Herringbone Wavy Fin and Tube Heat Exchangers, *Energy conversion and management*, 46 (13-14), 2005.
- [86] Junqu, D., Jiangping, C., Yhijiu, C., Zimin, Y., Wenfeng, Y., Heat Transfer and Pressure Drop Correlations for the Wavy Fin and Flat Tube Heat Exchangers, *Applied thermal engineering*, 27 (11-12), pp. 2066-2077, 2007.
- [87] Малић, Д., Термодинамика и термотехника, Грађевинска књига, Београд, 1963.
- [88] Holman, J. P., Experimental Methods for Engineering, 8<sup>th</sup> Edition, McGraw-Hill, New York, 2012.
- [89] Ристић, Б., Метрологија - струјнотехничка мерења, Универзитет у Нишу, Ниш, 1981.
- [90] Живковић, П., Истраживање утицаја карактеристика технолошког процеса у референтном постројењу на квалитет ваздуха у непосредном окружењу, Докторска теза, Универзитет у Нишу, Ниш, 2011.
- [91] Стевановић, Ж., Нумерички аспекти турбулентног преноса импулса и топлоте, Универзитет у Нишу, Ниш, 2008.
- [92] Reynolds, O., On the Dynamical Theory of Incompressible Viscous Fluids and the Determination of the Criterion, *Proceedings of the Royal Society of London; Philosophical Transactions of the Royal Society*, 186, pp. 123-164, 1895.
- [93] Boussinesq, J., Essai sur la théorie des eaux courantes, *Mémoires présentés par divers savants à l'Académie des Sciences*, 23 (1), pp. 1-680, 1877.
- [94] Schmitt, F. G., About Boussinesq's Turbulent Viscosity Hypothesis: Historical Remarks and a Direct Evaluation of its Validity, *Comptes Rendus Mécanique*, 335 (9-10), pp. 617-627, 2007.
- [95] Launder, B. E., Spalding, D. B., The Numerical Computation of Turbulent Flows, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 3 (2), pp. 269-289, 1974.
- [96] Choudhury, D., Introduction to the ReNormalization Group Method and Turbulence Modeling, Technical Report TM-107, Fluent INC., 1993.
- [97] Yakhot, V., Orszag, S. A., Renormalization Group Analysis of Turbulence, *Journal of Scientific Computation*, 1 (1), pp. 3-51, 1986.
- [98] Yakhot, V., Smith, L. M., The Renormalization Group, the eps- Expansion and Derivation of Turbulence Models, *Journal of Scientific Computation*, 7 (1), pp. 35-61, 1992.
- [99] Chen, Y. S., Kim, S. W., Computation of turbulent flows using an extended k- $\epsilon$  turbulence closure model, NASA CR-179204, 1987.
- [100] Concentration Heat and Momentum Ltd., <http://www.cham.co.uk/> (pristupljeno februa 2015.)





- [101] Tenekes, H., Lumeley, J. L., A first course in Turbulence, MIT Press, Cambridge, 1972.
- [102] Saiy, M., Turbulent mixing of gas streams, Doktorska disertacija, Imperial College, University of London, 1974.
- [103] Spalding, D. B., Mathematical models of turbulent transport processes, HTS/79/2, Imperial College, 1979.
- [104] Wilcox, D. C., Reassessment of the scale determining equation for advanced turbulence models, *AIAA Journal*, 26 (11), pp. 1299-1310, 1988.
- [105] Speziale, C. G., Abid, R., Anderson, E. C., A Critical Evaluation of Two-Equation Turbulence Models for Near-Wall Turbulence, *AIAA Journal*, 30 (2), pp. 324-331, 1992.
- [106] Menter, F. R., Improved Two-Equation  $k-\omega$  Turbulence Model for Aerodynamic Flows, NASA TM-103975, 1992.
- [107] Patankar, S., Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, Series in Computational Methods in Mechanics and Thermal Sciences. Hemisphere Publishing Corporation, 1980.
- [108] Chieng, C. C., Launder, B. E., On the Calculation of Turbulent Transport Downstream for an Abrupt Pipe Expansion, *Numerical Heat Transfer*, 3 (2), pp. 189-207, 1980.
- [109] Johnson, R. W., Launder, B. E., Discussion of "On the Calculation of Turbulent Heat Transport Downstream from an Abrupt Pipe Expansion", *Numerical Heat Transfer*, 5 (4), pp. 493-496, 1982.
- [110] Patel, V. C., Rodi, W., Scheuerer, G., Turbulence Models for Near-Wall and Low Reynolds Number Flows: A Review, *AIAA Journal*, 23 (9), pp. 1308-1319, 1985.
- [111] Rodi, W., Mansour, N. N., Low Reynolds Number  $k - \epsilon$  Modeling with the Aid of Direct Simulation Data, *Journal of Fluid Mechanics*, 250, pp. 509-529, 1993.
- [112] Izarra, R. G., Second Moment Modelling for the Numerical Simulation of Passive Scalar Dispersion in Urban Environments, Ph.D. Thesis, Fachbereich Maschinenbau der Universität Siegen, Siegen, 2009.
- [113] Mumović, D., 3-D Numerical Modeling of Dispersion of Air Pollutants in a Complex Configuration of Street Canyons, Ph.D. Thesis, Glasgow Caledonian University, Glasgow, 2003.
- [114] Jones, W. P., Whitelaw, J. H., Calculation of Turbulent Reacting Flows: A review, *Combust. flames*, 48, pp. 1-26, 1982.
- [115] Croft, N., Unstructured Mesh - Finite Volume Algorithms for Swirling, Turbulent, Reacting Flows, Ph.D. Thesis, University of Greenwich, London, 1998.
- [116] Tomić, M., Živković, P., Vukić, M., Ilić G., Ayed, S., The Methodology for Determination of Perforated Plate Heat Transfer Coefficient, Powerplants 2014, Zlatibor, Serbia, October 2014.
- [117] Tomić, M., Živković, P., Milošević, A., Milutinović, B., Đekić, P., Determination of a Heat Transfer Coefficient for the Back Surface of a Perforated Plate, SIMTERM 2013, Sokobanja, Serbia, 2013.



- 
- [118] Tomić, M., Vukić, M., Živković, P., Ilić, G., Determination of a Perforated Plate Convective Heat Transfer Coefficient for Wide Range of Prandtl Numbers, SIMTERM 2013, Sokobanja, Serbia, 2013.



## 8. ПОПИС СЛИКА

Слика 1.1 Добошаста размењивач топлоте .....	2
Слика 1.2 Размењивач топлоте са ваздушним хлађењем .....	3
Слика 1.3 Орошавајући размењивач топлоте.....	4
Слика 1.4 Размењивач топлоте са цевном змијом .....	6
Слика 1.5 Плочасти размењивач топлоте .....	6
Слика 1.6 Компактни размењивач топлоте .....	7
Слика 1.7 Нека извођења оребрења за компактне размењиваче топлоте.....	8
Слика 1.8 Област примене појединих типова размењивача топлоте.....	9
Слика 1.9 Нека извођења размењивача топлоте са перфорираним плочама .....	11
Слика 2.1 Термовизијска слика испитиване плоче.....	16
Слика 2.2 Брзински и температурни профил при развијању струјања .....	18
Слика 2.3 Промена Нуселтовог броја у улазном региону цеви.....	18
Слика 2.4 Преглед коефицијената $S$ и $n$ .....	24
Слика 2.5 Једномерно право ребро или штап промењивог попречног пресека.....	26
Слика 2.6 Релативна проводљивост у функцији порозности.....	28
Слика 2.7 Температурно поље у једномерном ребру .....	29
Слика 2.8 Температурни профил ребра и флуида по Флемингу .....	30
Слика 2.9 Ефикасност оребрења перфориране плоче .....	31
Слика 2.10 Однос између броја јединица преноса топлоте и ефикасности размењивача топлоте .....	33
Слика 2.11 Струјна слика при нагом сужењу струјног простора.....	39
Слика 2.12 Струјна слика при наглој експанзији струјног простора .....	39
Слика 2.13 Коефицијент пада притиска у функцији Рејнолдсовог броја по Иделчику .....	41
Слика 2.14 Структура струјног поља иза перфориране плоче - поље брзине у различитим попречним пресецима.....	42
Слика 2.15 Поређење струјања кроз бленду и струјања кроз перфорирану плочу .....	42
Слика 3.1 Мерна инсталација .....	43
Слика 3.2 Изглед испитиване плоче са заптивкама.....	44
Слика 3.3 Изглед коморе и мерне плоче.....	46
Слика 3.4 Изглед пакета од две плоче .....	46
Слика 3.5 Мерна плоча и милivolтметар Hewlett-Packard 3468A.....	48
Слика 3.6 Баждарење термопарова .....	48
Слика 3.7 Постављање балометра на излазу из канала.....	49
Слика 3.8 Постављање вентилатора.....	49
Слика 3.9 ТЕСТО 454 и сонда за мерење притиска .....	50
Слика 3.10 Температурни профил узводне и низводне стране плоче за пакет од једне плоче и средњу температуру воде од око $43^{\circ}\text{C}$ за различите протоке ваздуха.....	51
Слика 3.11 Температурни профил узводне и низводне стране прве плоче у пакету од две плоче за средњу температуру воде од око $49^{\circ}\text{C}$ за различите протоке ваздуха.....	52
Слика 3.12 Температурни профил узводне и низводне стране друге плоче у пакету од две плоче за средњу температуру воде од око $41^{\circ}\text{C}$ за различите протоке ваздуха.....	53



Слика 3.13 Температурни профил узводне и низводне стране друге плоче у пакету од три плоче за средњу температуру воде од око 47°C за различите протоке ваздуха.....	54
Слика 3.14 Профили средње температуре ваздуха између плоча за пакет од две и три плоче при протоку ваздуха од .....	56
Слика 3.15 Мерење пада притиска кроз пакет са и без колектора.....	57
Слика 4.1 Рејнолдсова декомпозиција величине $\Phi$ на изабраном интервалу.....	62
Слика 4.2 Апроксимација брзинског профила зидним функцијама у зависности од финоће мреже .....	72
Слика 4.3 Истраживање струјања у осносиметричном горионику.....	76
Слика 4.4 Струјање при наглом проширењу струјног простора.....	77
Слика 4.5 Приказ контролних запремина у дводимензионом домену а) и б) и.....	79
Слика 4.6 Суседне ћелије .....	79
Слика 4.7 Упоредба диферентних шема у односу на Пеклеов број.....	80
Слика 4.8 Структура софтверског пакета PHOENICS .....	82
Слика 4.9 3D Модел плоче и положај плоче у нумеричком каналу .....	83
Слика 4.10 Поређење резултата за <i>HDS</i> и <i>UDS</i> шему. ....	84
Слика 4.11 Поређење резултата за <i>CDS</i> и <i>QUICK</i> шему.....	85
Слика 4.12 Остварене конвергенције за <i>HDS</i> , <i>UDS</i> , <i>CDS</i> и <i>QUICK</i> шеме.....	86
Слика 4.13 Поређење конвергенција за <i>SKE</i> , <i>RNG</i> , <i>k-<math>\omega</math></i> .....	87
Слика 4.14 Поставка нумеричког експеримента за једну плочу и пример конвергенције .....	89
Слика 4.15 Поставка нумеричког експеримента за пакет од три плоче.....	89
Слика 4.16 Поређење резултата мерења и нумеричке симулације за пакет од три плоче за средње температуре ваздуха.....	91
Слика 4.17 Поређење резултата мерења и нумеричког експеримента за поље температура узводне и низводне стране друге плоче у пакету од три плоче. ....	92
Слика 4.18 Поређење резултата мерења и нумеричког експеримента за падове притиска при струјању ваздуха кроз пакет плоча са колектором.....	93
Слика 4.19 Резултати нумеричког експеримента за поље брзина ваздуха у пакету од три плоче.....	94
Слика 4.20 Резултати нумеричког експеримента за поље температуре ваздуха и перфориране плоче у пакету од три плоче .....	95
Слика 4.21 Резултати нумеричког експеримента за поље притиска ваздуха у пакету од три плоче.....	96
Слика 5.1 Карактеристичне температуре перфориране плоче .....	98
Слика 5.2 Коефицијенти прелаза топлоте .....	100
Слика 5.3 Нуселтов број у функцији од Рејнолдсовог броја на основу мерења за једну плочу .....	101
Слика 5.4 Нуселтов број у функцији геометријских параметара и Рејнолдсовог броја .....	102
Слика 5.5 Коефицијент прелаза топлоте за плоче у пакету од две плоче .....	103
Слика 5.6 Коефицијент прелаза топлоте за средњу плочу у пакету од три плоче .....	103
Слика 5.7 Поређење измерених и моделираних вредности коефицијента прелаза топлоте за пакет перфорираних плоча.....	104
Слика 5.8 Поређење резултата коефицијента прелаза топлоте различитих аутора са тренутним истраживањем. ....	105



Слика 5.9 Производ $UA$ за једну плочу.....	107
Слика 5.10 Производ $UA$ за пакет од две плоче.....	107
Слика 5.11 Производ $UA$ за пакет од три плоче.....	108
Слика 5.12 Ефикасност перфориране плоче .....	109
Слика 5.13 Ефикасност $\varepsilon$ у функцији од $NTU$ и $C_r$ за пакет од три плоче.....	109
Слика 5.14 Поређење вредности $NTU$ добијених на основу мерења и поређење са теоријским вредностима.....	110
Слика 5.15 Ефикасност размене топлоте.....	111
Слика 5.16 Поређење рачунских и измерених вредности за пад притиска .....	112



## 9. ПОПИС ТАБЕЛА

Табела 1.1 Општи технички показатељи за различите типове размењивача.....	8
Табела 2.1 Процентуални удео пренете топлоте у зависности од брзине ваздушне струје и зоне .....	13
Табела 2.2 Вредности за $\zeta$ у зависности од $L/l_e$ .....	20
Табела 2.3 Преглед израза за одређивање ефикасности појединих размењивача.....	35
Табела 2.4 Коефицијент отпора $\xi$ при наглom проширењу струјног пресека .....	39
Табела 2.5 Корелације за одређивање вредности $\xi$ .....	41
Табела 3.1 Грешке за одређивање мерне несигурности топлотне снаге водене стране .	57
Табела 3.2 Грешке за одређивање мерне несигурности топлотне снаге водене стране .	58
Табела 4.1 Подела турбулентних модела по броју додатних једначина .....	65
Табела 4.2 Константе стандардног k- $\epsilon$ модела.....	69
Табела 4.3 Константе RNG k- $\epsilon$ модела .....	69
Табела 4.4 Константе Вилкоксвог k- $\omega$ модела.....	70
Табела 4.5 Сумарни приказ математичког модела RNG k - $\epsilon$ .....	86
Табела 5.1 Утицај растојања између плоча на температуру ваздуха на излазу из коморе .....	106
Табела 5.2 Процентуални удео појединих зона у укупном паду притиска за струјање кроз перфорирану плочу порозности $\sigma = 0,256$ .....	112



## **10. БИОГРАФИЈА АУТОРА**

Младен Томић је рођен 29.07.1983. године. Основну и средњу школу је завршио у Нишу. Машински факултет у Нишу је уписао школске 2002. године. Основне петогодишње студије је завршио 2008. године на катедри за Термотехнику, термоенергетику и процесну технику са просечном оценом 9.57. Докторске академске студије је уписао 2008. године на Машинском факултету Универзитета у Нишу на катедри за Термотехнику, термоенергетику и процесну технику. Од 2012. г. је запослен као асистент на Високој техничкој школи струковних студија у Нишу. Аутор је и коаутор већег броја научних и стручних радова из области преноса масе и топлоте.



Универзитет у Нишу

Изјава 1.

### ИЗЈАВА О АУТОРСТВУ

Изјављујем да је докторска дисертација, под насловом

Експериментално и нумеричко истраживање термо-струјних процеса у пакету  
перфорираних плоча

која је одбрањена на Машинском факултету Универзитета у Нишу:

- резултат сопственог истраживачког рада;
- да ову дисертацију, ни у целини, нити у деловима, нисам пријављивао/ла на другим факултетима, нити универзитетима;
- да нисам повредио/ла ауторска права, нити злоупотребио/ла интелектуалну својину других лица.

Дозвољавам да се објаве моји лични подаци, који су у вези са ауторством и добијањем академског звања доктора наука, као што су име и презиме, година и место рођења и датум одбране рада, и то у каталогу Библиотеке, Дигиталном репозиторијуму Универзитета у Нишу, као и у публикацијама Универзитета у Нишу.

У Нишу, \_\_\_\_\_

Аутор дисертације: Младен А. Томић

Потпис аутора дисертације:

Младен Томић





Универзитет у Нишу

---

Изјава 2.

**ИЗЈАВА О ИСТОВЕТНОСТИ ШТАМПАНОГ И ЕЛЕКТРОНСКОГ ОБЛИКА  
ДОКТОРСKE ДИСЕРТАЦИЈЕ**

Име и презиме аутора: Младен Томић

Наслов дисертације: Експериментално и нумеричко истраживање термо-струјних  
процеса у пакету перфорираних плоча

Ментор: др Мића Вукић, ванр. проф.

Изјављујем да је штампани облик моје докторске дисертације истоветан електронском облику, који сам предао/ла за уношење у Дигитални репозиторијум Универзитета у Нишу.

У Нишу, \_\_\_\_\_

Потпис аутора дисертације:

Младен Томић



Универзитет у Нишу

Изјава 3:

ИЗЈАВА О КОРИШЋЕЊУ

Овлашћујем Универзитетску библиотеку „Никола Тесла“ да, у Дигитални репозиторијум Универзитета у Нишу, унесе моју докторску дисертацију, под насловом:

Експериментално и нумеричко истраживање термо-струјних процеса

у пакету перфорираних плоча

Дисертацију са свим прилозима предао/ла сам у електронском облику, погодном за трајно архивирање.

Моју докторску дисертацију, унету у Дигитални репозиторијум Универзитета у Нишу, могу користити сви који поштују одредбе садржане у одабраном типу лиценце Креативне заједнице (Creative Commons), за коју сам се одлучио/ла.

1. Ауторство (CC BY)
2. Ауторство — некомерцијално (CC BY-NC)
3. Ауторство — некомерцијално — без прераде (CC BY-NC-ND)
4. Ауторство — некомерцијално — делити под истим условима (CC BY-NC-SA)
5. Ауторство — без прераде (CC BY-ND)
6. Ауторство — делити под истим условима (CC BY-SA)

У Нишу, \_\_\_\_\_

Аутор дисертације: Младен Томић

Потпис аутора дисертације:

\_\_\_\_\_