



УНИВЕРЗИТЕТ У НИШУ  
МАШИНСКИ ФАКУЛТЕТ



**Андријана Д. Стојановић**

**ИСТРАЖИВАЊЕ ТЕРМИЧКИХ И  
ХИДРАУЛИЧКИХ УСЛОВА НА ГРЕЈНОЈ  
ПОВРШИНИ ПРИ КЉУЧАЊУ И КРИЗИ  
РАЗМЕНЕ ТОПЛОТЕ**

ДОКТОРСКА ДИСЕРТАЦИЈА

Ниш, 2017.



UNIVERSITY OF NIŠ  
FACULTY OF MECHANICAL  
ENGINEERING



**Andrijana D. Stojanović**

**STUDY OF THERMAL-HYDRAULIC  
CONDITIONS ON A HEATED SURFACE  
WITH NUCLEATE BOILING AND BOILING  
CRISIS**

DOCTORAL DISSERTATION

Niš, 2017.

Комисија за преглед и одбрану:

Ментори: проф. др Драгољуб Живковић, редовни професор  
Универзитет у Нишу, Машински факултет

проф. др Владимир Стевановић, редовни професор  
Универзитет у Београду, Машински факултет

Чланови комисије: проф. др Градимир Илић, редовни професор  
Универзитет у Нишу, Машински факултет

проф. др Братислав Благојевић, редовни професор  
Универзитет у Нишу, Машински факултет

проф. др Мића Вукић, редовни професор  
Универзитет у Нишу, Машински факултет

Датум одбране:

## ПРЕДГОВОР

Захваљујем се менторима проф. др Владимиру Стевановићу и проф. др Драгољубу Живковићу на подршци, стрпљењу, корисним саветима и упутствима које су ми пружили у току израде дисертације.

Тема рада је предвиђање термичких и хидрауличких услова на грејној површини при кључању и кризи размене топлоте. Предвиђање термичких и хидрауличких услова на грејној површини је значајно за рад различитих термоенергетских и термотехничких постројења са становишта сигурности, поузданости и економичности рада. Мотив за овај рад је проистекао из жеље да се да допринос развоју нумеричких модела за симулацију и анализу услова на грејној површини при мехурастом кључању и сагледају струјни и термички услови на микро и макро нивоу који опредељују интензитет размене топлоте на грејној површини. Такође, истраживање услова настанка и одвијања појаве засушења грејне површине је од великог значаја за термохидрауличку сигурност, пошто је појава кризе размене топлоте, која при томе може настати, опасна по сигурност постројења и безбедност погонског особља.

Овај рад је настао из вишегодишњег истраживања у Лабораторији за термотехнику и енергетику, института „Винча“, и рада на пројекту „Повећање енергетске и еколошке ефикасности процеса у ложишту на угљени прах и оптимизација излазне грејне површине енергетског парног котла применом сопствених софтверских алата“, ТР-33018.

Београд, март, 2017.

Андријана Д. Стојановић

## Подаци о докторској дисертацији

Ментори: др Драгољуб Живковић, редовни професор Машинског факултета,  
Универзитет у Нишу

др Владимир Стевановић, редовни професор Машинског факултета,  
Универзитет у Београду

Наслов: **ИСТРАЖИВАЊЕ ТЕРМИЧКИХ И ХИДРАУЛИЧКИХ УСЛОВА  
НА ГРЕЈНОЈ ПОВРШИНИ ПРИ КЉУЧАЊУ И КРИЗИ  
РАЗМЕНЕ ТОПЛОТЕ**

Резиме: Предвиђање термичких и хидрауличких услова на грејној површини размењивача топлоте, генератора паре или парних котлова при кључању и кризи размене топлоте, када може доћи до засушења површине јер она више није у контакту са течном фазом, у великој мери зависи од микроуслова на местима генерације парне фазе, прегревања течности, брзине испаравања, као и запреминског удела парне фазе и нивоа двофазне мешавине. Због немогућности да се експерименталним истраживањима укључе сви наведени аспекти процеса размене топлоте и масе преко међуфазне површине и да се сагледају последице акцидентних стања која настају као последица прегревања цеви испаривача и генератора паре, веома је важно њихово нумеричко предвиђање.

У овој дисертацији је предвиђање термохидрауличких параметара двофазне мешавине на грејној површини при кључању засновано на моделу два флуида који се састоји од билансних једначина масе, количине кретања и енергије за сваку од фаза и од конститутивних корелација за одређивање размене билансних

величина на разделним површинама течне и парне фазе. Билансне једначине количине кретања су пројектоване на осе Декартовог правоуглог координатног система. Овако добијен систем скаларних парцијалних диференцијалних једначина је решен нумерички компјутерским програмом заснованим на методи контролних запремина. За решавање модела два флуида коришћен је метод заснован на "SIMPLE - Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations" методу. Израчунато је поље притиска, брзине течне и парне фазе, енталпија течне фазе, запремински удео парне фазе, као и температурско поље у грејном зиду. Стање паре је одређено притиском уз претпоставку да је пара у двофазној мешавини у стању сатурације. Развијени нумерички поступак представља допринос развоју метода истраживања мехурастог кључања, с обзиром да су досадашњи методи рада били углавном експериментални, а развијени емпиријски модели су могли бити поуздано примењени само у ужем опсегу струјних и термичких параметара, који су одређени условима под којим су спроведена експериментална истраживања и за које су изведене емпиријске корелације. Развијени модел омогућава директну нумеричку симулацију процеса кључања и квантификацију утицаја појединих параметара двофазног струјања и услова загревања зида на одвијање мехурастог кључања.

Научна област: Машинство

Научна  
дисциплина: Термоенергетика

Кључне речи: кључање, двофазна мешавина, криза размене топлоте, модел два флуида, расподела запреминског удела паре, предвиђање нивоа двофазне мешавине

УДК:

66.021.4:[66.046.7:532.529(043.3)

620.181.4(043.3)

CERIF  
класификација:

T 200 Термички инжењеринг, примењена термодинамика

Тип лиценце  
Креативне  
заједнице:

**CC BY-NC**

## Data on Doctoral Dissertation

Doctoral Supervisors: Dr Dragoljub Živković, full professor, Faculty of Mechanical Engineering, University of Niš  
Dr Vladimir Stevanović, full professor, Faculty of Mechanical Engineering, University of Belgrade

Title: **STUDY OF THERMAL-HYDRAULIC CONDITIONS ON A HEATED SURFACE WITH NUCLEATE BOILING AND BOILING CRISIS**

Abstract: Prediction of thermal-hydraulic conditions on a heated surface of heat exchangers during boiling and boiling crisis when the surface's dry out can occur, because it is no more in contact with liquid phase, strongly depends on micro-conditions in nucleation site, liquid superheat, mass of evaporation per unit volume and time as well as void fraction and a two-phase mixture swell level. Due to inability of experimental research to include all of the above mentioned heat and mass transfer aspects on the interface and to realize the consequences of accidental conditions that can occur during heat exchanger's tube overheat, it is very important their numerical investigation.

Prediction of two-phase thermal-hydraulic conditions on heat exchanger's heated surface during boiling and boiling crisis is based on the two-fluid model and it consists of mass, momentum and energy fluid flow conservation equations for both liquid and vapor phase, while interface transfer processes are modeled by "closure laws". Governing equations are solved by the "SIMPLE – Semi-Implicit-Method for Pressure-Linked Equations" type pressure-correction method that is derived for the multiphase flow conditions. Calculated are pressure field, velocities of both phases, enthalpy of liquid phase, void fraction as well as temperature field into and onto the heated wall. Developed numerical method represents significant contribution to the development of nucleate boiling research



methods, regarding previous investigation methods were largely experimental, while developed empirical methods could be reliably applied only within narrow range of flow and thermal parameters of importance for process. This model provides information on steam generation and enables direct numerical simulation of boiling process, as well as quantification of the impact of certain parameters of two-phase flow and heating wall conditions on the creation and running of nucleate boiling.

Scientific  
Field:

Mechanical Engineering

Scientific  
Discipline:

Thermal power engineering

Key Words:

boiling, two-phase mixture, boiling crisis, two-fluid model, void fraction distribution, prediction of swell level position

UDC:

66.021.4:[66.046.7:532.529(043.3) 620.181.4(043.3)
---

CERIF  
Classification:

T200 Thermal Engineering, Applied Thermodynamics

Creative  
Commons  
License Type:

**CC BY-NC**

## САДРЖАЈ

1. Увод.....	1
2. Преглед истраживања мехурастог кључања, остварених резултата и метода које се користе за предвиђање коефицијента прелаза топлоте .....	10
2.1. Први модели мехурастог кључања у великој запремини .....	13
2.2. Савремена истраживања мехурастог кључања.....	23
3. Приказ нумеричке методе решавања модела .....	65
3.1. Опис модела .....	66
3.1.1. Параметри микро нивоа .....	68
3.2. Једначине одржања.....	71
3.3. Конститутивне корелације.....	73
3.3.1. Прелаз топлоте између зида и двофазне мешавине.....	77
3.4. Гранични услови.....	78
3.5. Примена методе контролних запремина и методе SIMPLE за нумеричко решавање кључања двофазне мешавине .....	83
3.5.1. Подела струјног простора на контролне запремине.....	83
3.5.2. Дискретизација парцијалних диференцијалних једначина.....	84
3.5.3. Примена методе SIMPLE за израчунавање поља притиска.....	88
3.5.4. Основни принципи који обезбеђују физикалност решења .....	91
4. Спровођење нумеричких експеримената кључања двофазне мешавине у великој запремини.....	93
4.1. Поређење развијеног модела са експериментом из литературе .....	102
4.2. Могућности примене развијене методе.....	120
5. Закључак.....	129
ЛИТЕРАТУРА:.....	131

## Списак ознака употребљених у раду:

Латинична слова:

$A_c$	контактна површина, $m^2$
$A_r$	укупна површина преноса топлоте, $m^2$
$A_m$	површина микрослоја, $m^2$
$A_{bub}$	површина мехура, $m^2$
$Ar$	Архимедов број
$a$	коэффициент топлотне дифузивности, $\frac{m^2}{s}$
$B$	константа
$b$	дебљина плоче, $m$
$c_{p,l}$	специфични топлотни капацитет, $\frac{J}{kgK}$
$C_{sf}$	константа
$C_D$	коэффициент међуфазног трења
$D_c$	пречник кавитета, $m$
$f_e$	фактор интерполације
$f$	фреквенца откидања мехура, $\frac{1}{s}$
$F$	сила међуфазног трења, $N/m^3$
$G$	масени проток сведен на минимални попречни пресек, $\frac{kg}{m^2s}$
$g$	убрзање земљине теже, $\frac{m}{s^2}$
$h$	коэффициент прелаза топлоте, $\frac{W}{m^2K}$
$H$	висина, $m$
$I$	јачина струје, $A$
$Ja$	Јакобсов број
$k$	коэффициент пролаза топлоте, $\frac{W}{m^2K}$
$K$	константа
$L_c$	дужина капиларе воде, $m$
$m$	маса, $kg$
$\dot{M}$	запремински масени проток, $\frac{kg}{m^3s}$
$n$	густина нуклеације, $\frac{1}{m^2}$
$N$	број центара нуклеације
$Nu$	Нуселтов број
$p$	притисак, $Pa$
$Pr$	Прантлов број
$P_i$	коэффициент

$q$	специфични топлотни флуks, $\frac{W}{m^2}$
$\dot{q}_h$	специфични запремински интензитет ницања топлоте, $\frac{W}{m^3}$
$\dot{q}_b$	специфични запремински интензитет понирања топлоте, $\frac{W}{m^3}$
$q''$	специфични средњи топлотни флуks, $\frac{W}{m^2}$
$Q$	количина топлоте, $J$
$R$	полупречник, $m$
$Ra$	Рејлијев број
$S$	изворни члан
$t$	време, $s$
$T$	температура, $^{\circ}C$
$U$	напон, $V$
$V$	запремина, $m^3$
$u$	компонента брзине у $x$ правцу, $\frac{m}{s}$
$v$	компонента брзине у $y$ правцу, $\frac{m}{s}$
$w$	компонента брзине у $z$ правцу, $\frac{m}{s}$

Грчка слова:

$\alpha$	запремински удео течне/парне фазе
$\beta$	емпиријски параметар
$\gamma$	параметар
$\Gamma$	брзина промене фазе, $\frac{kg}{m^3s}$
$\delta$	дебљина, $m$
$\xi$	корекциони фактор
$\psi$	константа
$\tau$	време боравка мехура на грејној површини, $s$
$\nu$	кинематска вискозност, $\frac{m^2}{s}$
$\mu$	динамичка вискозност, $\frac{Ns}{m^2}$
$\lambda$	коэффициент провођења топлоте, $\frac{W}{mK}$
$\rho$	густина, $\frac{kg}{m^3}$
$\theta$	угао, степен
$\sigma$	површински напон, $\frac{N}{m^2}$
$\phi$	однос контактне површине и пројектоване површине мехура
$\Phi$	променљива
$v$	специфична запремина, $\frac{m^3}{kg}$
$\Delta T$	температурна разлика, $^{\circ}C$
$\Delta x$	димензија контролне запремине у $x$ правцу, $m$

$\Delta y$  димензија контролне запремине у  $y$  правцу,  $m$   
 $\Delta z$  димензија контролне запремине у  $z$  правцу,  $m$

Индекси:

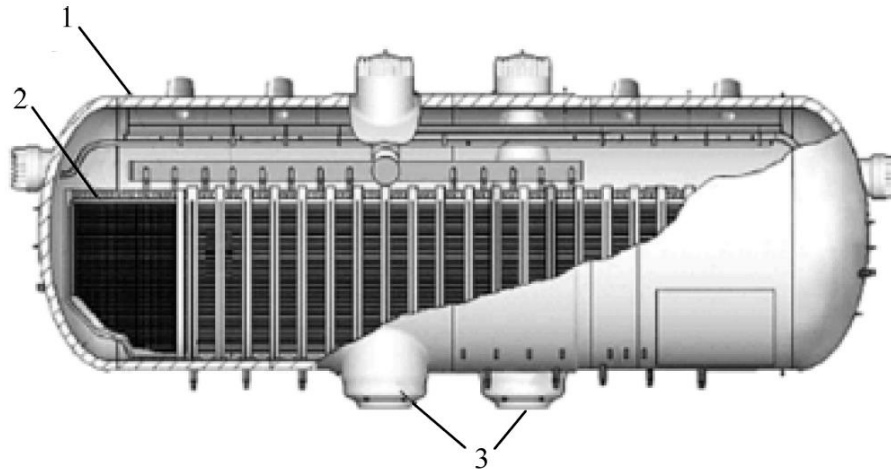
$b$  мехур  
 $gr$  гранични  
 $l$  течност  
 $m$  микрообласт  
 $p$  пара, честица  
 $s$  сатурација  
 $tot$  укупни  
 $w$  зид  
 $1$  течна фаза  
 $2$  парна фаза

# 1. Увод

Мехурасто кључање представља ефикасан начин преноса топлоте и примењује се у различитим типовима генератора паре и размењивача топлоте у енергетским и индустријским постројењима. Мехурасто кључање омогућава пренос велике количине топлоте по јединици грејне површине у поређењу са принудном конвекцијом са једнофазним хладиоцем. Ове високе вредности специфичног топлотног протока по јединици површине (топлотног флуksа) су резултат формирања мехурова паре на грејној површини уз коришћење латентне топлоте испаравања. Често се у инжењерској пракси топлота предаје кључалој течности са измењивачких површина уроњених у течност. При кључању мехурови настају и расту на измењивачкој (грејној) површини у слоју течности, откидају се (када достигну димензију при којој се узгонска сила изједначи са силама површинског напона и адхезије) и подижу ка слободној површини течности. Постојање разделних површина течне и парне фазе и различите термофизичке карактеристике фазе чине двофазни систем течности и паре много сложенијим у односу на хомогене системе. У циљу утврђивања локалних услова који одређују интензитет прелаза топлоте са загрејаног зида на кључајућу двофазну мешавину, од посебног су значаја истраживања микроуслова на местима генерације парне фазе, прегревање течности, брзина испаравања, итд. Стога је тачно предвиђање коефицијента прелаза топлоте и топлотног флуksа значајно за оптималну и економичну конструкцију различитих термоенергетских, термотехничких и процесних постројења, као и у области хлађења електронских компоненти.

Фазни прелаз радног флуида или носиоца топлоте из течног у парно стање се зависно од радних параметара и конструкције генератора паре може вршити унутар испаривачких цеви или око снопа цеви. Неки од примера генератора паре са кључањем око цеви у снопу су вертикални и хоризонтални генератори паре у нуклеарној енергетици, испаривачи у процесној индустрији и парни котлови са пламеним и димним цевима. Сигурност, поузданост и економичност рада ових постројења зависе од термичких и хидрауличких услова на грејној површини, као што су масени удео течне фазе и положај нивоа двофазне мешавине, запремински удео паре, зоне рецикулације и брзине обе фазе

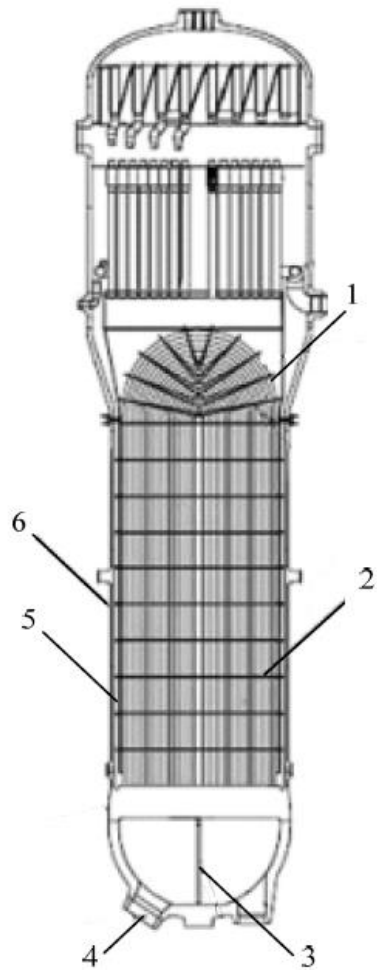
двофазне мешавине. Тако се код нуклеарних постројења за производњу паре користе хоризонтални и вертикални генератори паре са U-цевима у снопу.



Слика 1.1. Хоризонтални генератор паре PGV - 1000МК [1]  
1 – цилиндрична посуда генератора паре; 2 – сноп цеви;  
3 – колектори за увођење и одвођење хладиоца језгра реактора

Код хоризонталних генератора паре топлији примарни флуид (врела вода) струји кроз сноп U-цеви док хладнији флуид (напојна вода) утиче на секундарној страни генератора, попречно опструјава сноп цеви и кључа. Код вертикалног генератора паре положај цевног снопа је вертикалан и ток двофазне мешавине која га опструјава је већим својим делом паралелан са снопом цеви. Скице хоризонталног и вертикалног генератора паре су дате на сликама 1.1. и 1.2.

Генерисање паре око цевног снопа може да се одвија и коришћењем топлоте из димног гаса, као што је то случај код котлова са пламеном и димним цевима (слика 1.3) [2]. У пламену цев се помоћу горионика уводи течно или гасовито гориво које сагорева у смеси са ваздухом, а настали продукти сагоревања се даље воде кроз димне цеви. Пламена и димне цеви у снопу су окружене водом, која кључа. Изнад површине двофазне мешавине се налази парни дом у коме се пара скупља и из кога се одводи ка потрошачима.



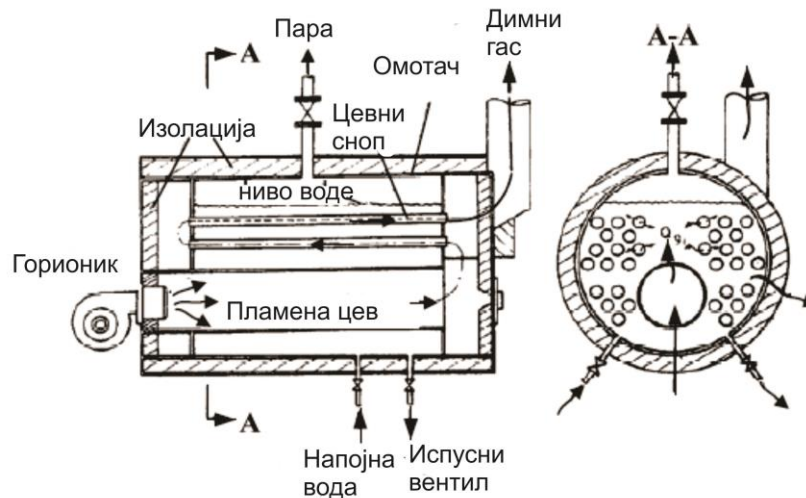
Слика 1.2. Вертикални генератор паре AP-1000 [1] 1 – сноп цеви;  
 2 – носач цеви у снопу; 3 – преграда између улазне и излазне коморе;  
 4 – колектори за увођење и одвођење хладиоца језгра реактора;  
 5 – цевни плашт; 6 – цилиндрична посуда генератора паре (кућиште)

У индустријским процесима у којима настају продукти сагоревања високих температура, могуће је искористити ову отпадну топлоту за производњу паре у котловима утилизаторима (слика 1.4) [3]. Кроз цеви смештене у котлу утилизатору струје продукти сагоревања, а око цеви у снопу је вода која кључа. Пара се са врха котла одводи ка потрошачима.

Предвиђање одређених радних параметара је важно за конструкцију постројења и њихове опреме као и предвиђање радних и сигурносних сценарија. Расподела



запреминског удела паре је неопходан улазни податак за предвиђање двофазног тока, масеног удела течности, положаја нивоа двофазне мешавине, густине двофазне мешавине,

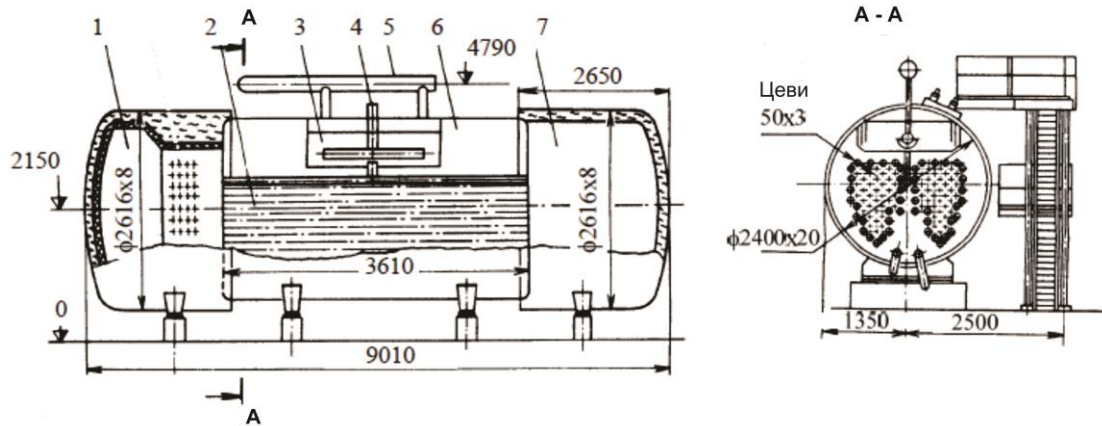


Слика 1.3. Шематски приказ котла са пламеном и димним цевима

и одговарајућих рецикулационих односа због потисних сила узрокованих разликама у густини. Високе вредности запреминског удела паре у мешавини указују на засушење и кризу размене топлоте са примарне на секундарну страну генератора паре. Неопходно је контролисати положај равни испаравања да би се обезбедио високи квалитет паре и спречило засушење цевног снопа током прелазних режима. Временски интервал до потпуног засушења спољне стране цеви због престанка рада напојне пумпе течности зависи од садржаја воде на спољној страни цеви. Интензивно двофазно струјање може довести до вибрација цеви, док рецикулација течности може узроковати таложење честица (соли, рђе, разних нечистоћа...) на одређеним местима.

Истраживање термохидрауличких процеса у испаривачким цевима веома је важно из угла сигурности, поузданости и расположивости погона, као и због добијања нових сазнања о процесима и појавама које се могу десити у испаривачким цевима; (појава

нестабилног струјања, границе почетка кључања, места прегоревања цеви и сл.). До појаве нестабилног струјања може доћи због промене топлотног оптерећења цеви или због престанка рада циркулационе пумпе. Услед појаве нестабилног струјања долази до померања границе почетка кључања, што може изазвати исушење једног дела цеви, па чак и њено прегоревање, односно пуцање. Један од ограничавајућих радних услова при размени топлоте мехурастим кључањем је криза кључања до које долази при високим топлотним флуксевима и интензивној генерацији мехурова. При тим условима се формира слој двофазне мешавине са високим запреминским уделом паре који спречава продирање течне фазе до загрејане површине зида. Грејна површина се засушује и с обзиром да је пара лошији хладилац од течности, значајно се смањује прелажење топлоте са грејне површине на флуид, што је праћено наглим порастом температуре зида. Топлотни флукс при коме долази до кризе кључања се назива критични топлотни флукс.



Слика 1.4. Шематски приказ цилиндричног котла за искоришћење отпадне топлоте [3]: 1- улазна комора; 2 – снап цеви; 3 – сепаратор паре; 4 – улаз напојне воде; 5 – излаз паре; 6 – омотач цеви; 7 – излазна комора

Прецизно предвиђање критичног топлотног флукса је посебно важно код вреловодених нуклеарних реактора, не само са аспекта сигурности него и економичности погона јер спречавањем кризе кључања елиминише се могућност топљења нуклеарног горива, а повећањем топлотног флукса омогућава се рад на већој снази при истој количини

горива. Са тачке гледишта сигурности термо и нуклеарне електране могућа су следећа прелазна стања која могу да угрозе сигурност погона и да доведу до оштећења опреме и угрожавања безбедности околине: опадање протока, пад притиска и пораст снаге. Током акцидентних стања могу се јавити све три врсте горе наведених поремећаја. Тако се у нуклеарним електранама јављају следеће врсте поремећаја које могу узроковати нарушавање равнотеже између генерисане и топлоте одведене хладиоцем: промена снаге реактора, опадање расхладног капацитета, губитак хладиоца из језгра, смањење или потпуни престанак циркулације носиоца топлоте, губитак притиска реакторског хладиоца, поремећај дотока напојне воде у генератору паре и нагле промене потрошње паре у турбини и сл.

У циљу очувања поузданости генератора паре, стварни параметри термохидрауличких процеса морају да буду у границама допуштених, такозваних граничних параметара, не само при стационарним условима (рад на номиналној снази и на променљивим режимима), већ посебно у нестационарним условима (прелазна стања при оперативним променама оптерећења), или при деловању неког поремећаја на систем за производњу паре.

Предвиђање механизма процеса кључања и услова при којима долази до прегоривања испаривачких цеви захтева моделирање и нумеричку симулацију и на микро и на макро нивоу. Потребно је испитати микроскопски процес појаве и раста мехура, као и понашање двофазне мешавине на грејној површини на макроскопском нивоу. Један од резултата који упућују на потребу изучавања појаве на микро нивоу је и сазнање да се са повећањем хрпавости грејне површине повећава критични топлотни флуks, зато јер се са повећањем хрпавости повећава густина клијалишта мехурова.

До кризе размене топлоте може доћи и при вишим и при нижим вредностима степена сувоће паре. При вишим вредностима степена сувоће паре критични топлотни флуks доводи до постепеног пораста температуре зида цеви и његове последице нису тако штетне. У суштини, критични топлотни флуks при вишим вредностима степена сувоће паре је повезан са конвективним кључањем код ануларног тока и представља прелаз

кључајуће воде у прегрејану пару. Критични топлотни флукс при нижим вредностима степена сувоће паре подразумева изненадни пораст температуре зида цеви који може довести до његовог прегревања, цурења и сличних оштећења цеви. Ова врста критичног топлотног флукса је веома слична критичном топлотном флуксу који се јавља при кључању у великој запремини [4] како по самом механизму (формирање мехурова на грејној површини који спречавају доток течности до површине) тако и по понашању. Велики је број механизма који су предложени за објашњење овог вида критичног топлотног флукса: појава парног слоја („јастука“) у близини зида цеви као нека врста граничног слоја. Овај слој може постати тако танак и густ да спречи свежу течност да доспе до грејне површине. Међутим, овај механизам није довољно разјашњен. При веома великим вредностима топлотног флукса, место формирања мехура, које је локално суво, се толико загрева током фазе раста мехура да се не може поново оквасити када се мехур одвоји. Код хоризонталних токова, првенствено, парни чеп близу грејног зида може прићи зиду веома близу, тако да течни филм може испарити а зид цеви је тада исувише врућ да би се поново овлажио.

Предмет истраживања у овој Докторској тези је просторна расподела термохидрауличких параметара на грејној површини при кључању и кризи размене топлоте. Истраживање је спроведено коришћењем модела два флуида, који омогућава праћење процеса размене енергије и масе на разделној површини двеју фаза. Развијен је физички и математички модел, и одговарајући нумерички поступак решавања за спрегнуту симулацију конвективног кључања и кондукције топлоте у загрејачком зиду. Математички модел се састоји од једначина одржања масе, количине кретања и енергије за сваку од фаза – парну и течну. Међусобно дејство фаза је узето у обзир применом одговарајућих конститутивних корелација. Једначина количине кретања је пројектована на осе Декартовог правоуглог координатног система. Овако добијен систем парцијалних диференцијалних једначина је решен нумерички компјутерским програмом заснованим на методи контролних запремина. За решавање модела два флуида коришћен је метод заснован на "SIMPLE - Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations" методу. Израчунато је поље притиска, брзине обе фазе, енталпија течне фазе, запремински удео парне фазе као и температурско поље у самом зиду и на његовој површини.

Дефинисање граничних услова, израчунавање силе међуфазног трења, узгонске силе, интензитета испаравања и кондензације значајно утичу на стабилност и поузданост нумеричког модела. Гранични услови на разделној површини двофазне мешавине су засновани на физици проблема. Раздвајање парне од течне фазе се заснива на разлици њихових густина и гравитационој сили. Гранични услови су тако дефинисани да омогућавају прорачун термохидрауличких параметара у целом струјном простору, а тиме и предвиђање положаја двофазне мешавине. У циљу предвиђања термичких и хидрауличких услова на грејној површини и одређивања коефицијента прелаза топлоте при мехурастом кључању, развијени су и одговарајући модели појаве и раста мехура на грејној површини у зависности од храпавости површине, угла квашења течности на грејној површини, термофизичких карактеристика флуида, итд. Параметарски су анализирани утицаји обрађености зида грејне површине, топлотног флукса и процеса размене на међуфазним површинама на појаву мехурастог кључања. Применом модела је могуће одређивање вредности коефицијента прелаза топлоте и критичног топлотног флукса за различите услове природне циркулације двофазног флуида и храпавости грејне површине.

Рад је подељен на пет поглавља. У првом поглављу је дат увод у предмет истраживања ове докторске дисертације. У другом поглављу је приказан преглед доступних резултата експерименталних истраживања из литературе и модела који описују мехурасто кључање у великој запремини.

У трећем поглављу је представљен математички модел којим је описано мехурасто кључање у великој запремини. Модел се заснива на једначинама одржања масе, количине кретања и енергије за сваку фазу посебно, као и на одговарајућим конститутивним корелацијама за одређивање билансних величина на разделним површинама течне и парне фазе.

Развијени модел је примењен за анализу параметара двофазне мешавине при кључању у великој запремини. Резултати прорачуна су приказани у поглављу четири. Прорачун је спроведен за двофазну мешавину воде, при чему је приказана просторна расподела запреминског удела парне фазе, расподела температура на грејној површини,

као и промена нивоа двофазне мешавине у симулираној запремини. Резултати прорачуна су упоређени са доступним експерименталним резултатима. Остварено је задовољавајуће слагање.

Закључци о оствареним резултатима су приказани у поглављу пет.

## **2. Преглед истраживања мехурастог кључања, остварених резултата и метода које се користе за предвиђање коефицијента прелаза топлоте**

Механизми мехурастог кључања се изучавају још од тридесетих година прошлог века, али је њихова физичка природа још увек далеко од тога да буде добро схваћена због њихове комплексности и разноврсности. Истраживачки напори су усмерени ка конструисању ефикасних размењивача топлоте и генератора паре који би радили са што вишим топлотним флуксевима, али са што мањим ризиком од прегревања. Постоји у литератури велики број модела и емпиријских корелација мехурастог кључања од којих је свака применљива на ограничени број експерименталних услова. Иако су, са механистичке тачке гледишта, утицајни параметри као што су геометрија грејне површине, храпавост површине и контактни угао, итд. екстензивно изучавани, још увек недостаје свеобухватан механистички опис. Прецизно предвиђање карактеристика криве кључања као и вредности критичног топлотног флукса је пресудно за конструисање и безбедан рад термоенергетских постројења као што су котлови, размењивачи топлоте, вертикални и хоризонтални генератори паре са кључањем око цеви у снопу и нуклеарни реактори. У овом поглављу су приказана досадашња истраживања мехурастог кључања, остварених резултата и метода које се користе за предвиђање коефицијента прелаза топлоте у овом облику двофазног струјања.

Сматра се да следећа три основна механизма учествују у процесу преноса топлоте при мехурастом кључању у великој запремини [5]:

- Једнофазна конвекција. Интензивна конвекција у течности која припања уз загрејани зид је подстакнута бочним кретањем растућих мехурава који се откидају, и трансформишу природни процес конвекције у локалну принудну конвекцију. Топлота се са површине односи у виду прегрејане течности.

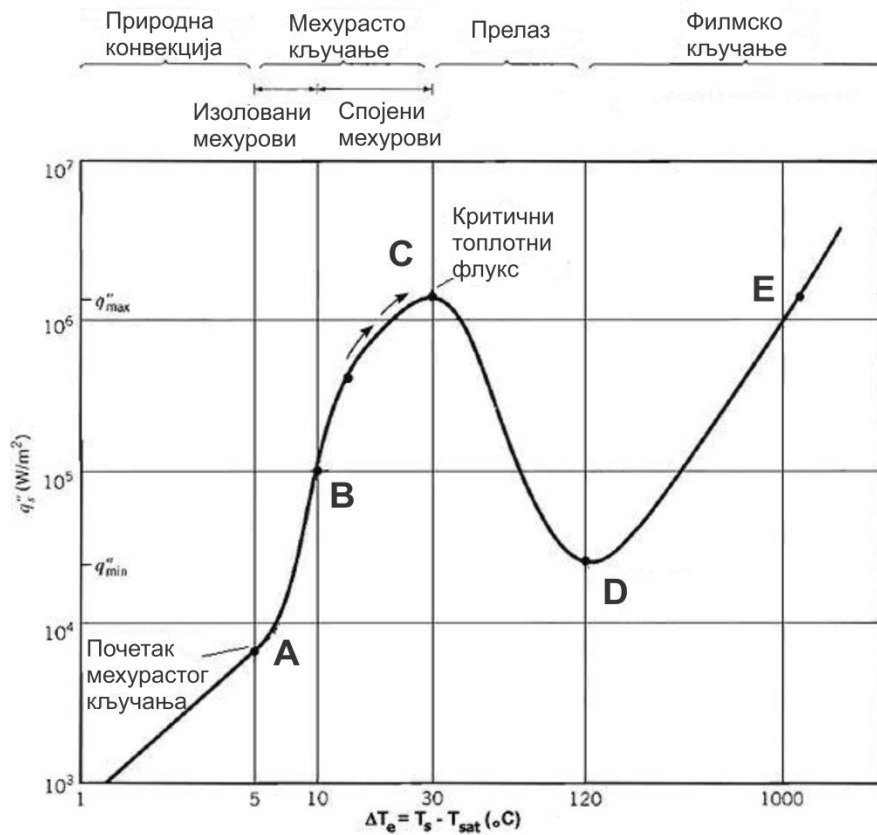
- Механизам размене топлоте између паре и течности. Процесом нестационарне кондукције са загрејаног зида на течност се формира прегрејани слој течности на грејној површини. Топлота се транспортује са површине овим механизмом, чији интензитет зависи од брзине одношења слоја, његове средње температуре, површине на којој расту и одвајају се мехурови као и фреквенце њиховог одвајања, и густине центара нуклеације.
- Механизам испаравања. Парни мехурови расту на прегрејаном слоју који се формира на грејној површини. Макро-испаравање настаје на врху мехура док микро-испаравање настаје у основи мехура на танком слоју течности која се налази између растућег мехура и грејне површине. Овим механизмом се транспортује латентна топлота. С обзиром да мехурови расту много брже у односу на размену топлоте слободном конвекцијом и садрже велику количину енергије због латентне топлоте апсорбоване у мехуру, ово је веома ефикасан начин транспорта топлоте.

Горе наведени механизми не искључују један другог. На пример, механизмом испаравања се одводи енталпија са температурског граничног слоја течности у облику латентне топлоте док преостала два механизма такође утичу на промену енталпије загрејане течности. При нижим вредностима топлотног флукса са малим бројем мехурова на грејној површини, јавиће се слободна конвекција на неактивним деловима грејне површине (на којима нема мехурова).

Степен прегрејања течности тј. разлика температура површине и температуре испаравања  $T_p - T_s$ , утиче на начин настајања паре на грејној површини. На слици 2.1. је приказана крива кључања за услове кључања у великој запремини тј., у условима слободне конвекције. Она показује зависност степена прегрејања течности од специфичног топлотног флукса одатог са грејне површине. У подручју нижих вредности топлотног флукса до тачке А топлота се преноси само слободном конвекцијом течности, прегрејана течност се подиже према слободној површини где се делимично претвара у пару [6,7,8]. Подручје АС представља област мехурастог кључања када на грејној површини настају мехурови паре, који се након достизања одређеног пречника откидају и подижу ка



слободној површини течности. Специфични топлотни флукс а исто тако и коефицијент прелаза топлоте достижу у тачки С максимум за  $T_p - T_s = 30K$ , који се назива кризом прелаза топлоте при мехурастом кључању тј. прва криза кључања.



Слика 2.1. Крива кључања

При даљем повећању прегрејања течности расте број мехурова паре на грејној површини који почињу да се спајају у веће нерегуларне мехурове паре. У подручју CD се врши прелаз са мехурастог на филмско кључање када су се мехурови паре спојили у један континуалан филм паре. Како је пара слаб проводник топлоте, долази до опадања специфичног топлотног флуksа и коефицијента прелаза топлоте. Топлотни флукс достиже минимум у тачки D, који се назива кризом прелаза топлоте при филмском кључању или друга криза кључања. Дакле, режим прелазног кључања је ограничен, с једне стране,

тачком критичног топлотног флуksа (испод које је зид константно овлажен при чему је режим прелаза топлоте дефинисан мехурастим кључањем) и тачком минимума филмског кључања.

У подручју DE цела грејна површина је прекривена слојем паре који раздваја течност од површине тако да је кључање у потпуности филмско. Са порастом степена прегрејања почиње да расте коефицијент прелаза топлоте пошто расте удео зрачења у односу на удео преноса топлоте провођењем кроз слој паре. При високим температурама може доћи до топљења материјала грејне површине, па се у пракси користи мехурасто кључање и не допушта се прекорачење кризе прелаза топлоте при мехурастом кључању.

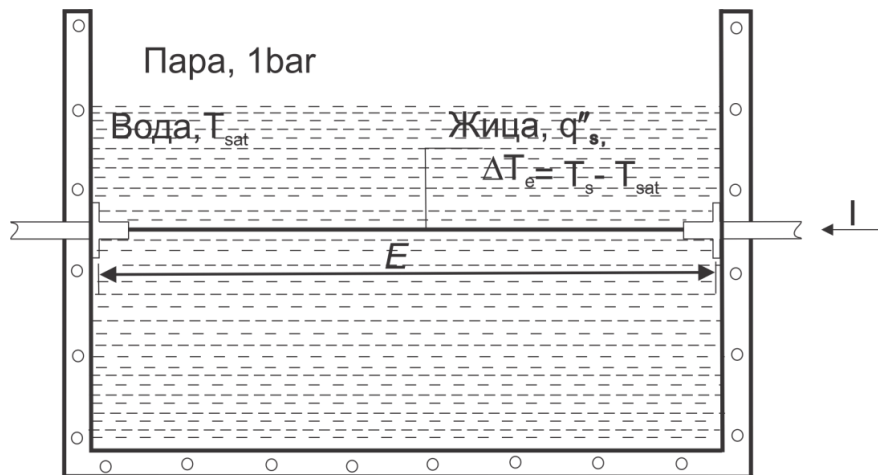
## 2.1. Први модели мехурастог кључања у великој запремини

**Nukiyama [9]** је 1934. године развио основну теорију физичких процеса који настају током кључања тако што је загревао жицу од легуре метала потопљену у базену засићене воде. Он је направио разлику између различитих видова кључања у великој запремини, као што су: парцијално мехурасто кључање, потпуно развијено мехурасто кључање, прелазно кључање и филмско кључање. Он је за експерименте користио посуду четвртастог попречног пресека, слика 2.2. Воду је загревао помоћу жица од платине, никла или легуре никла и хрома, које су биле уроњене у течност. Добио је криву зависности топлотног флуksа  $q$  од разлике температура између грејне површине и воде  $\Delta T$ , тзв. криву кључања.

Топлотни флуks је одређен производом коефицијента прелаза топлоте и разлике температура зида и флуида [4]:

$$\dot{q} = h \cdot \Delta T \quad (2.1)$$

Nukiyama је показао да се коефицијент прелаза топлоте не мења монотono са повећањем  $\Delta T$ . Када је испаравање благо, узбурканост парних мехурова има већи ефекат на пренос топлоте, тако да је могуће повећање  $h$  и  $\dot{q}$  са повећањем  $\Delta T$ . Уколико је генерација паре интензивна онда је већи део металне површине прекривен мехуровима, тако да више нема директног контакта између грејне површине и воде. Тада се јавља негативан ефекат и постоји само пренос топлоте између металне површине и паре.



Слика 2.2. Nukiyama-ина апаратура за демонстрацију криве кључања [10]

**Rohsenow** [10] је предложио физички модел мехурастог кључања као и емпиријски израз за коефицијент прелаза топлоте који садржи три емпиријске константе ( $C_{sf}$ ,  $s$ , 0,33):

$$\frac{c_{p,l}(\Delta T)}{r_{lv}} = C_{sf} \left( \frac{q''}{\mu_l r_{lv}} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho)}} \right)^{0.33} Pr_l^s \quad (2.2)$$

Вредност константе  $C_{sf}$  зависи од комбинације карактеристика површине и течности што би требало одредити експериментално;  $\sigma$  површински напон;  $c_{p,l}$  специфична топлота;  $\mu_l$  коефицијент динамичке вискозности;  $r_{lv}$  латентна топлота испаравања;  $\rho_l$  густина течности;  $g$  убрзање земљине теже;  $\Delta T$  температурска разлика. Rohsenow је за различите

комбинације течности и материјала површине, за  $C_{sf}$  предложио да буде у опсегу од 0,0027-0,0154.

**Han и Griffith** [11] су поделили грејну површину на (1) површину конвекције и (2) површину слободне конвекције ( на коју не утиче мехур који се уздиже ). Топлота која се одаје са грејне површине се састоји из два дела: природна конвекција у области где нема мехура и нестационарна кондукција у области где се налази мехур. У области где се налази мехур, Han и Griffith [12] су увели температурни гранични слој који се формира нестационарном кондукцијом која доводи до формирања мехура. Тако да је укупни површински топлотни флуks:

$$q = q_{nc} + q_{bc} \quad (2.3)$$

**Mikic и Rohsenow** [12] су предложили да мехур који се одваја са површине, континуално одводи течност а топлота се преноси нестационарном кондукцијом на течност која надокнађује флуид који је испарио. Сматрали су овај механизам јединим механизмом којим се транспортује топлота са грејне површине. Они су извели следећу једначину за површински топлотни флуks:

$$q'' = f \int_0^{\frac{1}{f}} \frac{\lambda_l \Delta T}{\sqrt{\pi a_l t}} dt = 2 \frac{\lambda_l \Delta T}{\sqrt{\pi a_l}} \sqrt{f} \quad (2.4)$$

или у облику Nu броја:

$$Nu = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left( \frac{f \cdot D_b^2}{a_l} \right)^{0.5} \quad (2.5)$$

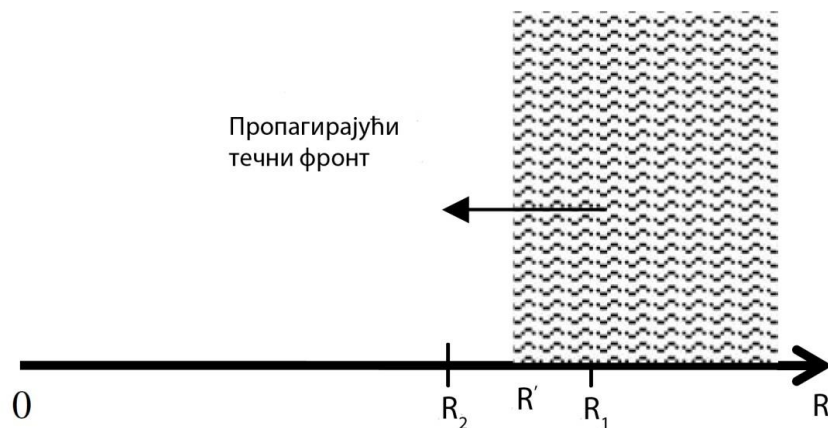
где су  $a_l$  коефицијент топлотне дифузивности;  $\lambda_l$  коефицијент провођења топлоте;  $f$  фреквенца откидања мехура;  $D_b$  пречник мехура;  $t$  време. Коришћењем једначине (2.5) и

експерименталне вредности за фреквенцу уздизања мехура ( $f$ ) и пречник мехура ( $D_b$ ),  $Nu$  број је израчунат за раличите температуре површине.

**Demiray и Kim [13]** су модификовали нестационарни модел кондукције како би објаснили постепено квашење површине. Они су одредили израз за површински топлотни флуks интеграцијом основне једначине за топлотни флуks у произвољној тачки  $R'$  када је она прекривена течношћу у времену  $t'$  (слика 2.3.).

$$q_{TC}(t) = \int_R^{R_1} \frac{\lambda \Delta T_{TC}}{\sqrt{\pi a}} \frac{2\pi R' dR'}{\sqrt{t-t'}} \quad (2.6)$$

где је:  $\lambda$  коефицијент провођења топлоте;  $\Delta T_{TC}$  разлика температура грејне површине и течности која је кваси;  $a$  коефицијент топлотне дифузивности.

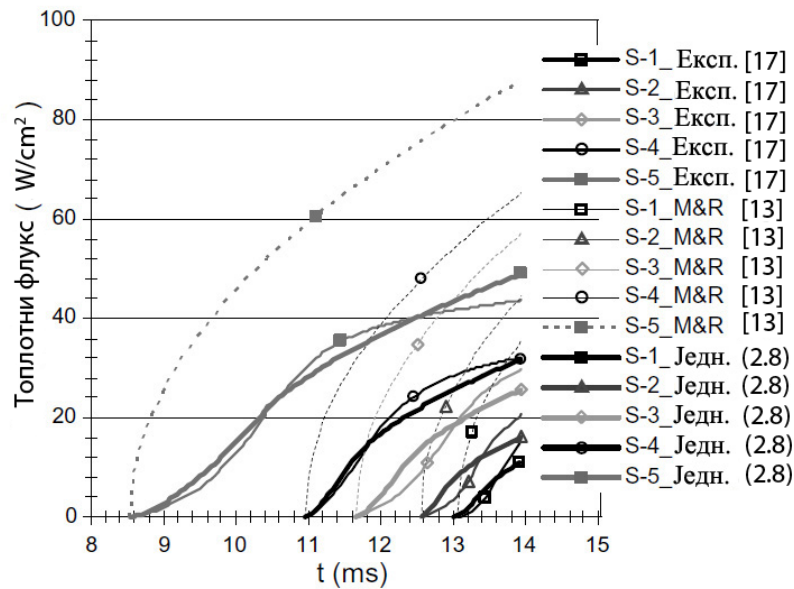


Слика 2.3. Шематски приказ пропагирајућег течног фронта на грејној површини

Кумулативни површински топлотни флуks:

$$Q_{TC} = \begin{cases} \frac{8\pi\lambda\Delta T_{TC}w}{3\sqrt{\pi a}} \left( R_1 t^{3/2} - \frac{2}{5} wt^{5/2} \right), & \text{за } t < t_r \\ \frac{8\pi\lambda\Delta T_{TC}w}{3\sqrt{\pi a}} \left( R_1 t_r^{3/2} - \frac{2}{5} wt_r^{5/2} + R_1 (t^{3/2} - t_r^{3/2}) \right) & \text{за } t \geq t_r \\ -(R_1 - wt_r)(t - t_r)^{3/2} - \frac{2w}{5}(t^{5/2} - t_r^{5/2}) + \frac{2w}{5}(t - t_r)^{5/2} & \end{cases} \quad (2.7)$$

где је  $w$  брзина течне фазе. На слици 2.4. су упоређени резултати размене топлоте одређени једначином (2.7) са експерименталним резултатима које су добили Mikic и Rohsenow [12] и Moghaddam и др. [16,17]. Резултати су врло блиски експерименталним подацима за  $\Delta T_{TC} = 0,65\Delta T$ . Ово слагање такође указује да је температурна разлика између течности и површине нижа од температуре прегрејања зида. Однос  $\Delta T_{TC} / \Delta T$  се кретао између 0,55 и 0,65 при различитим вредностима температуре површине.



Слика 2.4. Поређење експерименталних и теоретских вредности преноса топлоте при нестационарној кондукцији за различите сензоре [17], [13]

Други део једначине (2.7) је искоришћен ( $R_1$  је замењено са  $R_c$ ) да би се одредио еквивалентни средњи топлотни флуks услед нестационарне кондукције:

$$q''_{TC} = \frac{Q_{TC}}{A_c t} = \frac{8\lambda\Delta T_{TC}W}{3\sqrt{\pi a}R_c^2 t} \left( \begin{array}{l} R_c t_r^{3/2} - \frac{2}{5} w t_r^{5/2} + R_c (t^{3/2} - t_r^{3/2}) - (R_c - w t_r)(t - t_r)^{3/2} \\ - \frac{2w}{5} (t^{5/2} - t_r^{5/2}) + \frac{2w}{5} (t - t_r)^{5/2} \end{array} \right) \quad (2.8)$$

Топлотни флуks на контактної површини и одговарајући Nu-број су израчунати помоћу једначине (2.8).

**Judd и Hwang [14]** су предочили да се топлотни флуks састоји из три компоненте: компоненте која се односи на испаравање са микрослоја  $q''_{ME}$ , компоненте која се односи на нестационарну кондукцију  $q''_{TC}$  и компоненту која се односи на слободну конвекцију  $q''_{NC}$ . Они су претпоставили да је величина површине на којој се одвија процес размене топлоте нестационарном кондукцијом једнака  $K\pi R_b^2(N/A_T)$ , а оне површине на којој се одвија процес природне конвекције  $1 - K\pi R_b^2(N/A_T)$ . Стога, они су предложили следећу корелацију:

$$q'' = A_m(N/A_T)q''_{ME} + K\pi R_b^2(N/A_T)q''_{TC} + (1 - K\pi R_b^2(N/A_T))q''_{NC} \quad (2.9)$$

где је  $A_m$  површина микрослоја;  $A_T$  укупна површина размене топлоте;  $K$  емпиријски коефицијент;  $R_b$  полупречник мехура.

Претпостављено је да је  $q''_{ME}$  средњи топлотни флуks испаравања за укупну запремину микрослоја. Модел Микића и Розенау-а је искоришћен за рачунање компоненте топлотног флуksа услед нестационарне кондукције. Такође су користили вредност Нуселтовог броја од  $Nu_{NC} = 0,18Ra_{D_b}^{1/3}$  да би одредили топлотни флуks услед природне конвекције. Коначна релација је облика:

$$q'' = \rho_l r_{lv} n f V_{\delta_0} + 2 \frac{\lambda_l}{\sqrt{\pi a_l}} \sqrt{f (K \pi R_b^2 n) \Delta T} + 0.18 \lambda_l \left( \frac{g \beta_l}{w_l a_l} \right)^{1/3} \times (1 - K \pi R_b^2 n) \Delta T^{4/3} \quad (2.10)$$

где је  $V_{\delta_0}$  почетна запремина микрослоја;  $f$  фреквенца откидања мехура;  $\beta_l$  коефицијент експанзије;  $\lambda_l$  коефицијент провођења топлоте течности.

Judd и Hwang [14] су помоћу експерименталних резултата Voutsinos и Judd-a [15] израчунали укупну запремину микрослоја, док су густину нуклеације одредили експериментално ( $n = N / A_T$ ). Како би тестирали модел уз помоћ експерименталних података, Judd и Hwang су узели да је  $K=4$  у једначини (2.10). Вредност од  $K=4$  је била инспирисана хипотезом Mikic и Rohsenow-a којом су предложили да је величина површине са које се топлота преноси нестационарном кондукцијом дупло већа од пречника мехура (тј. четири пута од пројектоване површине мехура). Резултати су, међутим, били значајно виши у односу на експерименталне резултате. Judd и Hwang [14] су пронашли најбоље слагање са својим експериментом за  $K=1,8$ .

Први члан једначине (2.10) захтева рачунање дебљине микрослоја. Штавише, он упућује на то да микрослој добија сву топлоту испаравања директно са зида. Други члан једначине (2.10), модела Judd и Hwang-a представља размену топлоте процесом нестационарне кондукције. Овај члан такође значајно премашује нестационарну компоненту површинског топлотног флуksа. Трећи члан једначине (2.10) је такође био одвојено упоређен са резултатима конвективне размене топлоте изван контактне површине. Чињеница да модел слободне конвекције не прати тренд који је утврђен експериментом је много значајнија у односу на разлику између апсолутних вредности. Ово јасно указује на ефекат конвекције настао услед континуалног одвајања мехурова, и нето узлазни проток течности који је добро предвидео Rohsenow-ов модел конвекције.

**Moghaddam и др.** [16,17] су предложили композитни модел размене топлоте при кључању који је обухватио моделе за три механизма преноса топлоте тј., испаравање са микрослоја, нестационарну кондукцију, микроконвекцију као и површину по којој се



мехурови јављају и време активације мехура. Значај овог модела је да су по први пут сви подмоделу композитних корелација били независно верификовани коришћењем експерименталних резултата. Они су израчунали дебљину микрослоја као и однос латентне топлоте испаравања и енергије која се директно транспортује на микрослој са зида. Латентна топлота испаравања (енергија потребна за испаравање микрослоја) се може раздвојити на два дела:

(1) директна размена топлоте са грејног зида током испаравања микрослоја  $\int_{t_{ME,i}}^{t_{ME,e}} q''_{ME} A dt$

(2) почетна енергија микрослоја  $(mc_{p,l}(\bar{T}_m - T_{sat}))$

Стога, дебљина микрослоја се може израчунати из следеће једначине:

$$\delta_0 = \int q''_{ME} dt / (\rho_l r_{lv} - \rho_l c_{p,l} \Delta \bar{T}_m) \quad (2.11)$$

Укупна латентна топлота испаравања се може одредити:

$$Q_{ME} = \rho_l V_{\delta_0} r_{lv} \quad (2.12)$$

У моделу преноса топлоте испаравањем са микрослоја, почетна енергија за испаравање микрослоја је узета као:

$$q''_{ME} = \rho_l (r_{fg} - c_{p,l} \Delta T) \bar{\delta}_0 / t_m \quad (2.13)$$

Како би модел обухватио различите механизме преноса топлоте, узети су у обзир време до почетка раста мехура (активационо време), као и површина по којој делују различити механизми преноса топлоте. Они су предложили следећу корелацију за топлотни флуks:

$$q'' = \phi \pi R_b^2 n (q''_{ME} \frac{t_m}{t_g + t_w} + q''_{TC} \frac{t_r}{t_g + t_w}) + (1 - \phi \pi R_b^2 n) q''_{MC} \quad (2.14)$$

где је  $n$  густина нуклеације,  $t_g$  време раста мехура,  $t_m$  време испаравања микрослоја,  $t_w$  активационо време,  $\phi$  однос контактне површине и површине пројекције мехура  $(D_c / D_b)^2$ .

Знајући да је  $f = 1 / (t_g + t_w)$  и  $n = N / A_r = 1 / \pi R_b^2$ , једначина (2.14) се може написати у следећем облику:

$$q'' = \phi(\rho_l(r_{lv} - C_l \Delta T) \bar{\delta}_0 f + q''_{TC} t_r f) + (1 - \phi) q''_{MC} \quad (2.15)$$

где је  $\phi$  однос контактне површине и површине пројекције мехура  $(D_c / D_b)^2$ . Укупни површински топлотни флуks је израчунат помоћу претходне једначине при различитим температурама грејне површине.

**Paul и Abdel-Khalik [18]** су изучавали мехурасто кључање у великој запремини на хоризонталној жици од платине која је загревана електричном струјом. На основу покретних слика, они су одредили густину клијалишта мехурова, и фреквенцу њиховог појављивања. Из ових података, они су могли да одреде топлотни флуks услед промене фазе (од испаравања) као и допринос слободне конвекције из података саопштених у литератури за једнофазну конвекцију. Они су закључили да је слободна конвекција доминантан начин преноса топлоте при нижим вредностима топлотног флуksа. При средњим и вишим вредностима топлотног флуksа, преносу топлоте највише доприноси промена фазе.

**Benjamin и Balakrishnan [19]** су слично Judd и Hwang-у [14], претпоставили да су испаравање са микрослоја, нестационарна кондукција као и природна конвекција механизми размене топлоте који једини доприносе укупном површинском топлотном флуksу. Међутим, они су увели различите претпоставке времена трајања периода активације и величине ових механизма. Добили су следећу корелацију за топлотни флуks:

$$q'' = \phi \pi R_b^2 n q''_{ME} \frac{t_g}{t_g + t_w} + 4 \pi R_b^2 n q''_{TC} \frac{t_w}{t_g + t_w} + (1 - 4 \pi R_b^2 n) q''_{NC} \quad (2.16)$$

где је  $\phi$  однос контактне површине и површине пројекције мехура  $(D_c / D_b)^2$ ;  $t_g$  време раста мехура;  $t_w$  активационо време (време до почетка раста мехура);  $R_b$  полупречник мехура;  $q''_{ME}$  топлотни флуks испаравања микрослоја;  $q''_{NC}$  топлотни флуks слободне конвекције;  $q''_{TC}$  топлотни флуks нестационарне кондукције.

Из претходне једначине се може уочити да су Benjamin и Balakrishnan [19] претпоставили да је механизам нестационарне кондукције активан на површини од  $4 \pi R_b^2$ . Они су такође увели фактор како би израчунали активациони период различитих начина преноса топлоте.

Стога, временски фактори за први члан који одређује испаравање микрослоја (први члан у једначини (2.16)) и члан који одређује нестационарну кондукцију (други члан у једначини (2.16)) износе 0,25 и 0,75. Benjamin и Balakrishnan су користили Sernas и Hooper-ову [20] корелацију за пренос топлоте са микрослоја на растући мехур а Siegel и Keshock-ову [21] корелацију за тренутни пречник мехура како би одредили израз за укупну запремину микрослоја. Они су поделили укупну енергију испаравања микрослоја са временом раста мехура  $t_g$  да би одредили топлотни флуks испаравања микрослоја  $q''_{ME}$ . Како би одредили топлотни флуks који потиче од нестационарне кондукције, они су корелацију за нестационарну кондукцију интегралели по времену за које мехур борави на грејној површини:

$$q''_{TC} = 2 \frac{\lambda_l \Delta T}{\sqrt{\pi a t_w}} \quad (2.17)$$

где су  $a_l$  коефицијент топлотне дифузивности;  $\lambda_l$  коефицијент провођења топлоте;  $\Delta T$  температурна разлика између температуре грејне површине и температуре сатурације;  $t_w$

активационо време (време до почетка раста мехура). Коришћен је Нуселтов број за турбулентну слободну конвекцију  $Nu_{NC} = 0.14Ra^{1/3}$  како би одредили  $q''_{NC}$ .

За затварање једначине (2.17) они су користили резултате Тогакај-а и др. [22] за  $\phi = (D_c / D_b)^2$ , Stephan-ову [23] корелацију за  $D_b$ , и своју корелацију за  $n = N / A_T$ . Они су утврдили блиске вредности између своје корелације и експерименталних података за различите површине и комбинације различитих течности. На крају су установили да топлотни флуks испаравања микрослоја и прелазне кондукције заједно доприносе 90% површинском топлотном флуksу за воду и 75-80% за органске течности. Они су предложили да само испаравање микрослоја доприноси 50% укупном површинском топлотном флуksу за воду и 45% за органске течности.

## 2.2. Савремена истраживања мехурастог кључања

Ли и др. [24] су спровели теоријску анализу као и експериментално истраживање мехурастог кључања на хидрофилној грејној површини. Развијен је нови модел механизма мехурастог кључања који узима у обзир ефекат угла квашења и презентовани су експериментални резултати. Базирајући се на моделу Benjamin и Balakrishnan [19] који се показао успешним, они су предложили следећи модел. Претпостављено је да кључајућа течност одводи топлоту са јединице грејне површине следећим механизмима: (1) латентна топлота  $q_{me}$  којом се снабдева испаравајући микрослој током раста мехура; (2) топлота  $q_r$  која се утроши за поново формирање температурног граничног слоја након уздицања мехура; (3) топлота  $q_{nc}$  транспортована турбулентном слободном конвекцијом на оном делу грејне површине на који уздижући мехур нема утицаја. Укупни топлотни флуks кључања се може израчунати:

$$q_{circle} = \frac{q_{me}t_g + q_r t_w}{t_g + t_w} \quad (2.18)$$

$$q_{tot} = q_{circle} + q_{nc} \quad (2.19)$$

Латентна топлота која се утроши на испаравање микрослоја током раста мехура се транспортује кондукцијом. Микрослој испарава због латентне топлоте коју је апсорбовао током времена  $t_g$  и може се користити да би се добио топлотни флуks испаравања  $q_{me}$  :

$$q_{me} = \frac{(\rho_l r_{lv} V_{me}) N_a}{t_g} \quad (2.20)$$

где је  $V_{me}$  запремина микрослоја који је испарио испод мехура;  $N_a$  је густина нуклеације. Након смене променљивих у једначини (2.20) добија се:

$$q_{me} = \frac{\cos^2 \theta}{10} \sqrt{\pi} B \gamma Ar^{0.135} Ja^{0.5} a_l \rho_l r_{lv} D_b N_a \quad (2.21)$$

где је  $B$  константа која се односи на специфичан флуид;  $\gamma$  је параметар грејаног материјала

$$\gamma = \sqrt{\frac{\lambda_s \rho_s c_{ps}}{\lambda_l \rho_l c_{pl}}} ; \quad Ar \text{ Архимедов број; } Ja \text{ Јакобсов број; } a_l \text{ коефицијент топлотне}$$

дифузивности;  $\rho_l$  густина воде;  $r_{lv}$  латентна топлота испаравања;  $D_b$  пречник мехура.

Одмах након одвајања мехура од грејне површине, околна засићена течност испуњава упражњени простор и загрева се нестационарном кондукцијом. Топлота која се утроши на поново формирање температурног граничног слоја након одвајања мехура се може изразити на следећи начин:

$$q_r = h_r A_{bub} \Delta T_{sat} \quad (2.22)$$

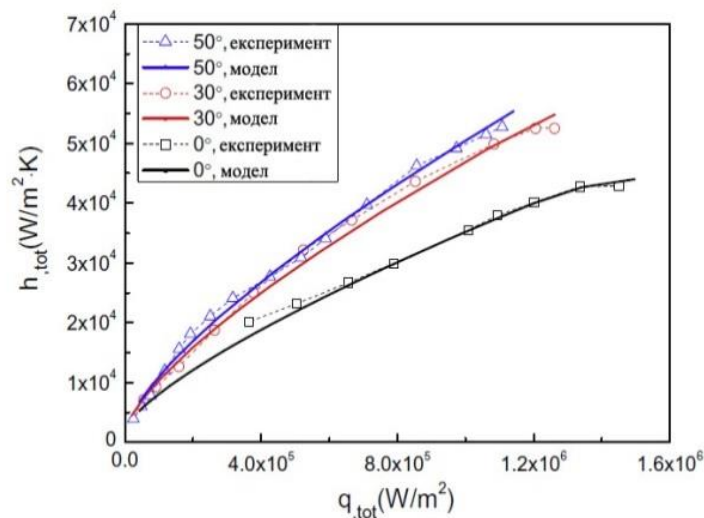
$$r_r = \frac{2(\lambda_l \rho_l c_{pl})^{0.5}}{(\pi t_w)^{0.5}} \quad (2.23)$$

$$A_{bub} = N_a K \left( \frac{\pi D_b^2}{4} \right) \quad (2.24)$$

где је  $K$  фактор површине при одвајању мехура, за који је предложено да буде 2 од већине аутора. Коефицијент прелаза топлоте је израчунат по формули:

$$h_{tot} = \frac{q_{tot}}{\Delta T_{sat}} \quad (2.25)$$

и упоређен са експерименталним резултатима за различите углове квашења. Грешке поређења су у оквиру  $\pm 30\%$ . Као што се може уочити са слике 2.5., коефицијент прелаза топлоте ће расти са порастом топлотног флукса, и са порастом угла квашења. Грејна површина може поднети већи степен прегрејања зида при истом топлотном флуксу са опадањем угла квашења, зато што ће густина нуклеације опасти са опадањем угла квашења тако да ће број акумулираних мехурова на грејној површини такође опасти.



Слика 2.5. Поређење коефицијента прелаза топлоте предвиђеног моделом и добијеног експериментом за различите углове квашења [24]

**Zhang и др.** [25] су изучавали динамику мехура која представља веома важан феномен који утиче на коефицијент прелаза топлоте при мехурастом кључању и обухвата раст мехурова, њихово спајање и процес откидања. Развили су нови модел за предвиђање полупречника мехура који се откида са оребрене површине и експериментално истраживали размену топлоте при мехурастом кључању засићеног гасовитог раствора FC-72 (перфлуорохексана ( $C_6F_{14}$ )) на храпавој површини са микрооребрењима.

У овом моделу, полупречник мехура добијен спајањем мехурова се израчунава кроз следеће кораке: прво, један део прегрејаног флуида који испарава са јединице површине у јединици времена доводи до раста мехура; друго, мехурови који се одвајају са грејне површине имају континуалан доток флуида, а постоји и пуно малих мехурова које апсорбују већи мехурови због микроструктуре канала. Хоризонтално и вертикално спајање доводи до даљег пораста полупречника мехура при откидању. С обзиром на све наведено, маса радног флуида (FC-72) која је испарила се може изразити као:

$$m = \frac{Q}{c_p (T_{sat} - T_b) + r_{fg}} \quad (2.26)$$

где се  $Q$  може изразити као:

$$Q = Aq \quad (2.27)$$

при чему  $T_b$  представља температуру течности,  $A$  представља површину размене топлоте,  $c_p$  је специфични топлотни капацитет, док  $r_{fg}$  представља латентну топлоту испаравања течности.

Маса паре настале у јединици времена се може изразити на основу закона одржања масе као [26]:

$$m = \rho_v Vn + \psi m + b, \quad (2.28)$$

где  $\psi$  представља однос паре настале испаравањем и гаса,  $b$  је константа,  $\rho_v$  представља густину паре FC-72, ( $\text{kgm}^{-3}$ ),  $V$  представља запремину великог мехура пре његовог откидања, док  $n$  представља фреквенцу откидања мехурова. У условима микрогравитације, фреквенца откидања мехурова постаје много мања у поређењу са оном у условима нормалне гравитације. У овом моделу је коришћена грејна површина оребрена микро ребрима, тако да се при нижим топлотним флуксевима јавља само местимично спајање мехурова. Стога се може применити традиционални модел уравнотежења сила како би се предвидео полупречник мехура који се откида са малом грешком при нижим топлотним флуксевима. Као задати услови су узете две вредности топлотног флуksа ( $q = 12,5 \text{Wcm}^{-2}$ ,  $q = 19,4 \text{Wcm}^{-2}$ ) док се полупречници  $R_{d-0.34}$  и  $R_{d-0.42}$  откидања мехурова, израчунати моделом уравнотежења сила, могу узети за рачунање фактора  $\psi$  и  $b$ .

$$(1-\psi)m_{0.34} = \rho_v \frac{4\pi R_{d-0.34}^3}{3} n_{0.34} + b, \quad (2.29)$$

$$(1-\psi)m_{0.42} = \rho_v \frac{4\pi R_{d-0.42}^3}{3} n_{0.42} + b. \quad (2.30)$$

Решавајући претходне две једначине по  $m$  добија се следећи резултат:

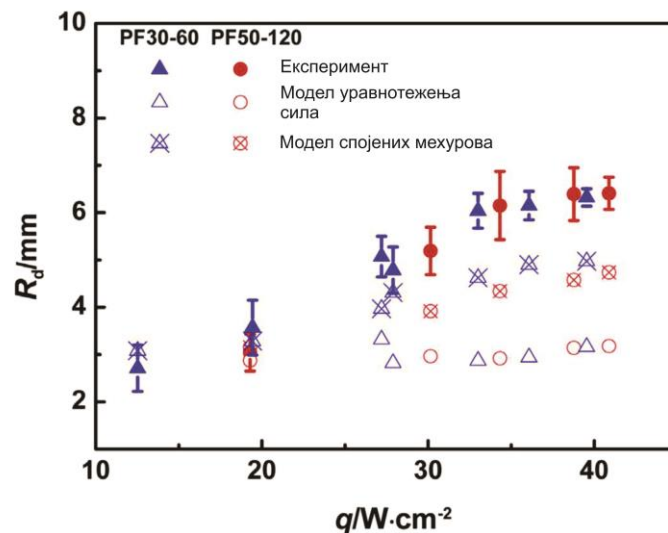
$$m = \rho_v V n + 0.942m + 4.1 \times 10^{-6}. \quad (2.31)$$

Стога се полупречник откидања може изразити као:

$$R_{d-a} = \sqrt[3]{\frac{3m(1-\psi) - b}{4\rho_v n \pi}}. \quad (2.32)$$

Овај тзв. модел спојених мехурова се много боље сложио са експерименталним резултатима него модел уравнотежења сила при умереним и вишим вредностима топлотног флуksа. На слици 2.6. су приказани резултати експерименталних истраживања.





Слика 2.6. Поређење експерименталних резултата и оних предвиђених моделом [25]

Може се уочити да традиционални модел уравнотежења сила прецизно предвиђа полупречник мехура за микрооребрене храпаве површине при нижим топлотним флуксевима, али није погодан за услове при вишим вредностима топлотних флуксева. Нови модел спојених мехурова се много боље сложио са експерименталним подацима.

**Lee и др. [27]** су експериментално истраживали утицај врсте грејне површине и врсте флуида на размену топлоте при кључању у великој запремини. За тест су узети узорци равне, глатке површине и храпаве површине са нанооребрењима. Као флуид су за узорак узети чиста вода, водени раствор литијум-бромида, и водени раствор содијум-додецил-сулфата.

Експериментална процедура је следећа: дестилована вода се загрева до температуре сатурације и доводи до кључања како би се уклонили растворени гасови. Затим се, помоћни грејач искључује и започиње се са градијентским повећањем снаге од 20 до 136 V, са интервалом од 4V. При сваком повећању снаге, забележени су експериментални подаци у стационарним условима при атмосферском притиску.

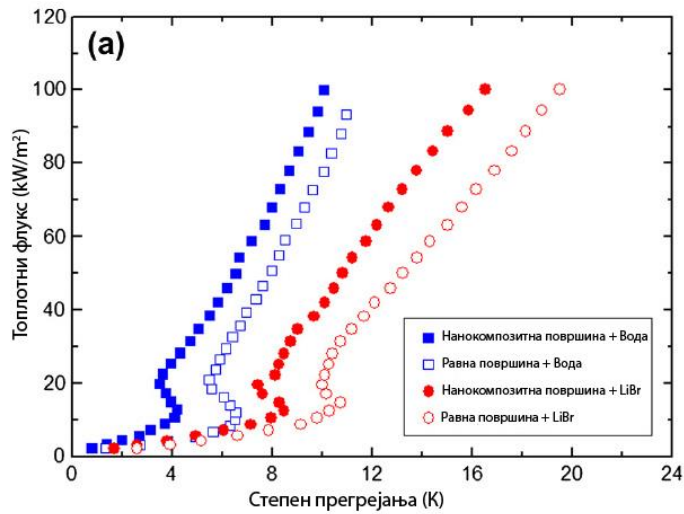
Како би се смањило број експерименталних података, претпостављено је да је топлотни флуks константан дуж осе грејача. Локални коефицијент прелаза топлоте при мехурастом кључању на месту сваког термопара је добијен из следеће једначине:

$$h = \frac{q''}{(T_w - T_{sat})} = \frac{UI / A}{(T_w - T_{sat})} \quad (2.33)$$

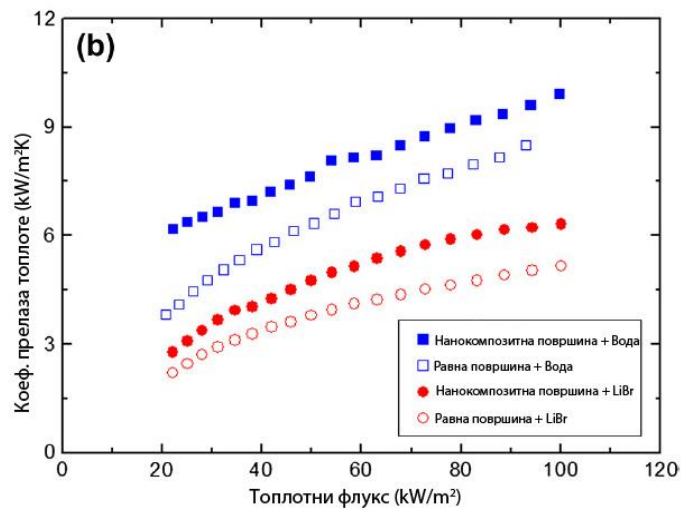
где су  $q''$ ,  $U$ ,  $I$  и  $A$  топлотни флуks, напон, јачина струје и површина, док су  $T_w$  и  $T_{sat}$  температуре зида и сатурације. А затим су локални коефицијенти прелаза топлоте измерени са врха, дна, леве и десне позиције усредњени како би се добио средњи коефицијент прелаза топлоте.

На сликама 2.7. а) и б) су приказане криве кључања и промена коефицијента прелаза топлоте, у зависности од топлотног флуksа  $q'' > 20kW / m^2$ , за равну површину и површину од нанокмпозитног материјала у чистој води и воденом раствору LiBr. Са слике 2.7.а) се може уочити да је прегрејање зида нешто мање за површину од нанокмпозитног материјала него за равну површину у условима истог топлотног флуksа. Штавише, тачка почетка мехурастог кључања је за површину од нанокмпозитног материјала нешто ниже у односу на тачку почетка кључања за равну површину, што указује на то да површина од нанокмпозитног материјала садржи ефективне микрошупљине које доводе до нуклеације при нижим вредностима прегрејања зида. На слици 2.7.б) се може уочити да коефицијент прелаза топлоте за обе површине постаје већи са порастом топлотног флуksа, а да површина од нанокмпозитног материјала достиже виши коефицијент прелаза топлоте у односу на равну површину како за воду тако и за 50% раствора LiBr.

На сликама 2.8. а) и б) су приказане криве кључања и промена коефицијента прелаза топлоте у зависности од топлотног флуksа за равну површину и водени раствор натријум-додецил сулфата.



Слика 2.7. а) Поређење топлотног флуksа и степена прегрејања за равну површину и површину од нанокомпозитног материјала; криве кључања [27]



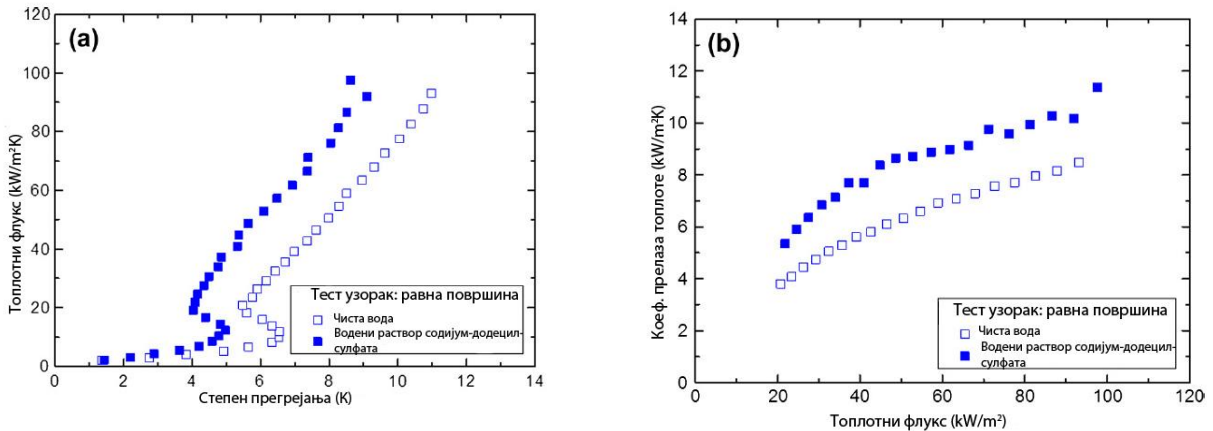
Слика 2.7. б) Поређење коефицијента прелаза топлоте и топлотног флуksа за равну површину и површину од нанокомпозитног материјала [27]

На слици 2.8.а), крива кључања воденог раствора натријум-додецил сулфата се померила ка подручју са нижим вредностима прегрејања зида. Штавише, за водени раствор натријум-додецил сулфата, почетак мехурастог кључања се јавља при нижим вредностима прегрејања зида у односу на чисту воду. Коефицијенти прелаза топлоте ће порасти за

чисту воду и водени раствор натријум-додецил сулфата са порастом топлотног флукса, тако да коефицијент прелаза топлоте за водени раствор натријум додецил-сулфата постаје виши него за чисту воду, као што је приказано на слици 2.8.б). Овај пораст коефицијента прелаза топлоте за раствор натријум-додецил сулфата би се могао објаснити смањењем површинског напона.

Пречник кавитета ( $D_c$ ) на клијалишту у тренутку почетка нуклеације је:

$$D_c = \frac{4\sigma T_{sat}}{\rho_v r_{fg} \Delta T} \quad (2.34)$$



Слика 2.8. Поређење понашања воденог раствора натријум-додецилсулфата и чисте воде за равну површину: а) криве кључања; б) зависност коефицијента прелаза топлоте од топлотног флукса [27]

где су  $\sigma$ ,  $\rho_v$ ,  $r_{fg}$  и  $\Delta T$  површински напон, густина парне фазе, латентна топлота испаравања и прегрејање зида. Генерално, поједини агенси могу да редукују површински напон, што смањује притисак који је потребан за раст мехура. У овом случају, степен прегрејања зида опада при формирању мехура за задату величину кавитета док ниже вредности површинског напона могу довести до смањивања пречника активног клијалишта за задати степен прегрејања зида. Другим речима, смањење површинског напона подстиче нуклеацију мехурова, и спречава спајање мехурова, што доводи до пораста броја мехурова. Штавише, фреквенција уздизања мехурова се може повећати. У овом случају,

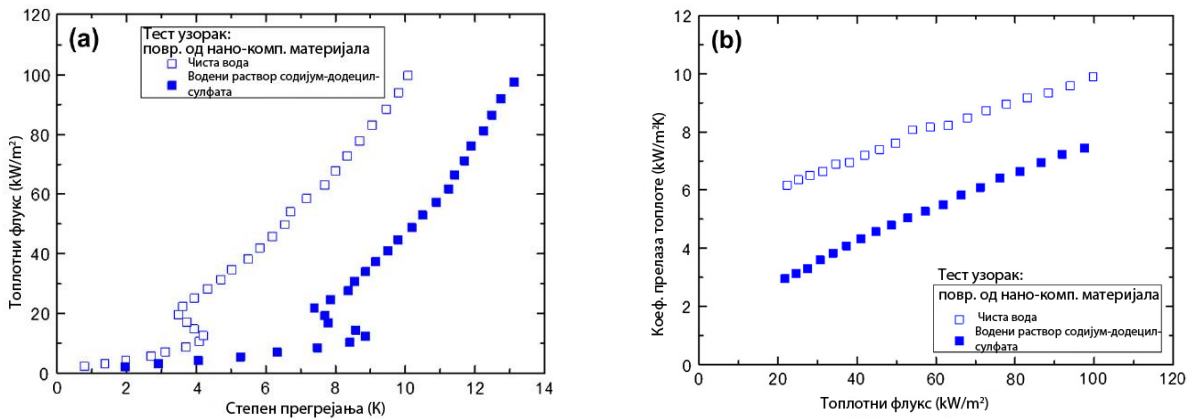
температурни гранични слој у близини грејне површине може бити поремећен, а пораст степена прегрејања може бити заустављен. Ови ефекти узроковани смањењем површинског напона додавањем натријум-додецил сулфата води могу довести до повећања коефицијента прелаза топлоте при мехурастом кључању.

На сликама 2.9.а) и б) је приказана крива кључања и зависност коефицијента прелаза топлоте од топлотног флукса при мехурастом кључању за површине од нанокмпозитних материјала за водени раствор натријум-додецил сулфата и за чисту воду. Изненађујуће, крива кључања за површине од нанокмпозитних материјала је померена удесно, што указује да су за површине од нанокмпозитних материјала и за водени раствор натријум-додецил сулфата нижи коефицијенти прелаза топлоте у поређењу са оним за чисту воду.

Опадање коефицијента прелаза топлоте при мехурастом кључању за површине од нанокмпозитних материјала за водени раствор натријум-додецил сулфата се може објаснити следећим: површина са наноструктурама може променити површинску оквашеност. Генерално, контактни угао опада са смањењем површинског напона. Међутим, величина промене контактнег угла може се разликовати од вредности промене површинског напона, зато што на контактни угао не утиче само стање површине него и површински напон. Другим речима, стање површине (материјал и морфологија) је кључни параметар за одређивање контактнег угла. Код процеса размене топлоте при кључању у великој запремини, промена површинског напона може утицати на динамику мехура као и на тренутну густину мехурова, што је сложен феномен. Из презентованих експерименталних резултата (слика 2.9.), може се уочити да водени раствор натријум-додецил сулфата побољшава перформансе равне површине за пренос топлоте при мехурастом кључању, и у овом случају, смањење површинског напона ће вероватно имати кључну улогу у повећању коефицијента прелаза топлоте преко нуклеације мехурова. С друге стране, водени раствор натријум-додецил сулфата смањује перформансе површине од нано-композитних материјала, што би могло бити због мање густине нуклеације која настаје због побољшане оквашености површине (тј., смањеног контактнег угла). Другим

речима, у овом случају, оквашеност површине (тј., контактни угао) може бити кључни фактор при одређивању коефицијента прелаза топлоте при мехурастом кључању.

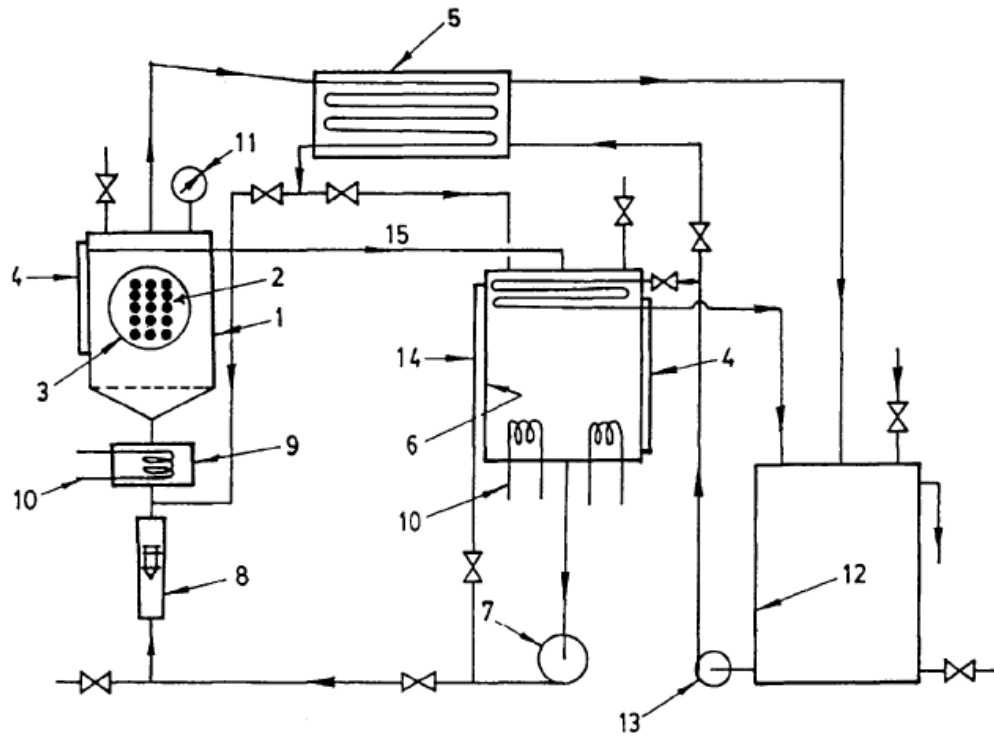
Из овог рада се може закључити да међусобна интеракција између грејне површине и флуида може представљати значајан фактор у одређивању перформанси процеса размене топлоте.



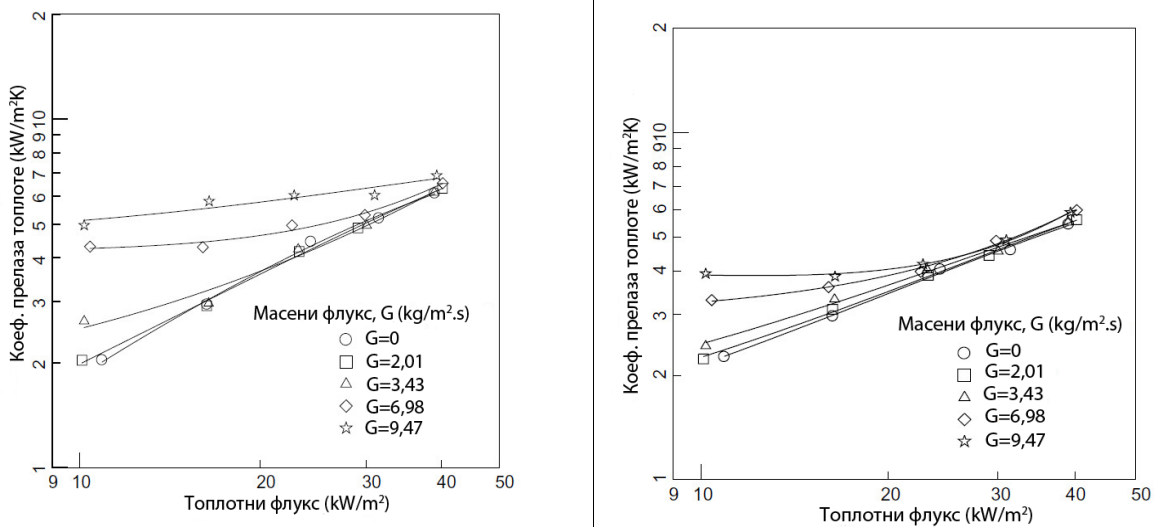
Слика 2.9. Поређење понашања воденог раствора натријум-додецил сулфата и чисте воде за површину од нанокомпозитног материјала: а) криве кључања; б) зависност коефицијента прелаза топлоте од топлотног флукса [27]

**Gupta и др. [28]** су експериментално истраживали локални и усредњени коефицијент прелаза топлоте при кључању у снопу хоризонталних цеви са распоредом 5x3 у великом каналу. Добили су утицај топлотног флукса и масеног протока на локални и средњи коефицијент прелаза топлоте. Експериментално постројење, слика 2.10. које су користили, се састоји од пробног суда од нерђајућег челика димензија 300 mm x 200 mm x 425mm.

Резултати експеримента су приказани на слици 2.11., за случај кључања у великој запремини и кључања при струјању (flow boiling) за цеви на дну централне и леве секције цевног снопа. Процес размене топлоте је на овим цевима сличан оном на појединачној цеви у каналу под сличним условима топлотног флукса и масеног протока, тј. коефицијент прелаза топлоте расте са порастом топлотног флукса и попречне брзине струјања флуида (у односу на цевни сноп).

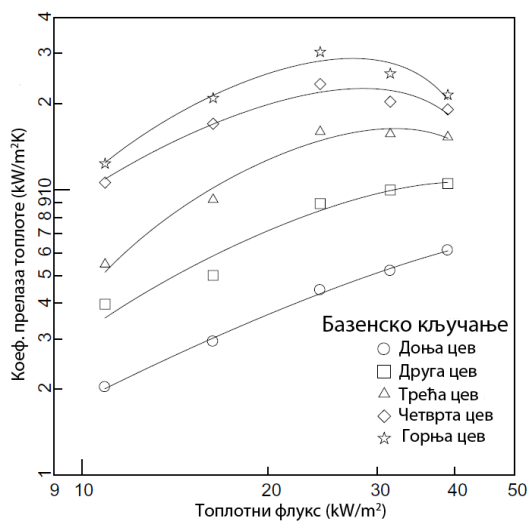


Слика 2.10. Шематски приказ експерименталног постројења: 1-тестирани суд; 2-тестиране цеви; 3-стаклени прозор; 4-индикатор нивоа течности; 5-кондензатор; 6-пријемник; 7-пумпа; 8-ротомертар; 9-предгрејач; 10-грејач; 11-манометар; 12-резервоар за расхладну воду; 13-пумпа расхладне воде; 14-бајпас; 15-цев за одвод вишка течности

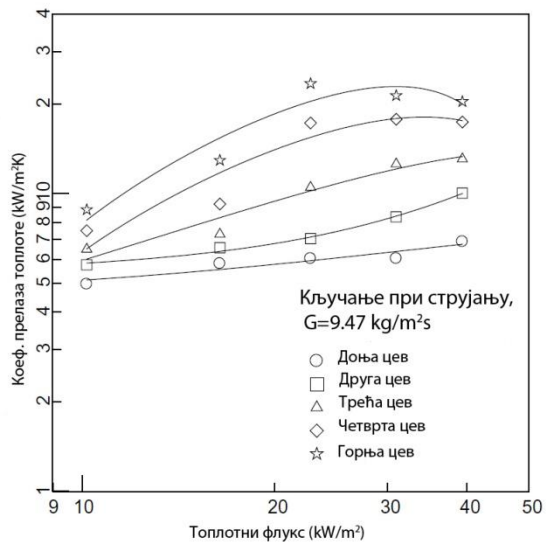


Слика 2.11. Коефицијент прелаза топлоте за цеви на дну централне и леве секције цевног снопа [28]

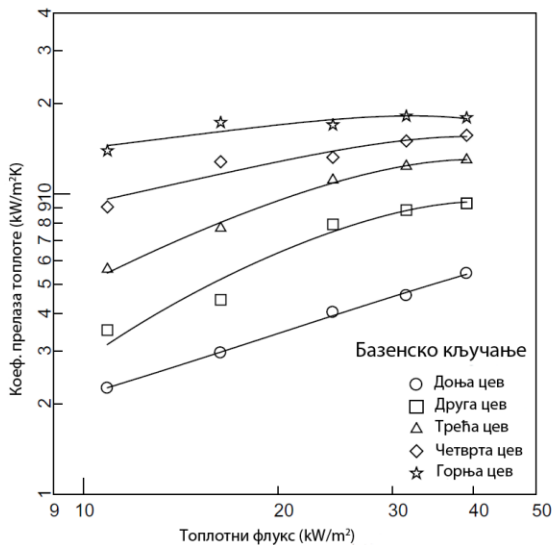
Коефицијенти прелаза топлоте на горњим цевима централне и леве секције цевног снопа у условима базенског кључања и максималних вредности попречне компоненте брзине су приказане на слици 2.12.



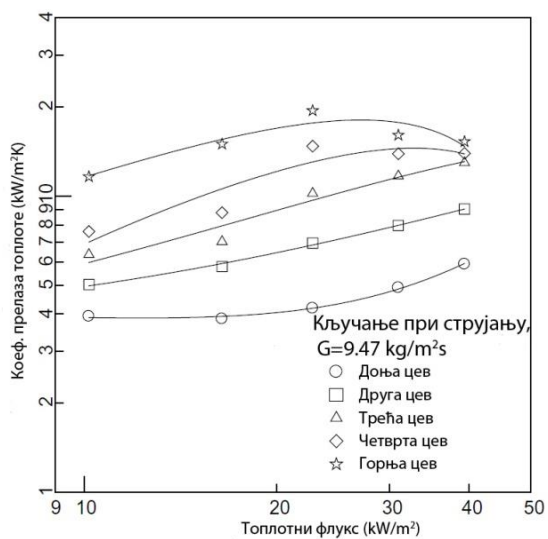
а) централна секција



б) централна секција



в) лева секција



г) лева секција

Слика 2.12. Поређење коефицијента прелаза топлоте за различите цеви у условима кључања у великој запремини и кључања при струјању [28]



Може се уочити да коефицијент прелаза топлоте расте од доњих ка горњим цевима. Део мехурова генерисаних на доњим цевима доспевају до површине горњих цеви и поспешују турбуленцију што доводи до повећања коефицијента прелаза топлоте на горњим цевима. Уколико је виша позиција цеви у цевном снопу у правцу струјања, већа ће бити и количина мехурова који доспевају до те цеви, стога ће бити виши и коефицијент прелаза топлоте. Такође се може уочити да од треће цеви одоздо коефицијент прелаза топлоте најпре расте са порастом топлотног флукса и након достизања максималне вредности почиње да опада. Као што се може видети на слици 2.12.a), максимални коефицијент прелаза топлоте одговара топлотном флуксу од  $23 \text{ kW/m}^2$  што је седам пута више од оног на доњим цевима при истом топлотном флуксу. Максималну вредност коефицијент прелаза топлоте достиже при вишој вредности топлотног флукса у случају доње секције и топлотни флукс који одговара максимуму опада ка горњим секцијама у правцу струјања. Након достигнуте максималне вредности, коефицијент прелаза топлоте почиње да опада а разлог његовог опадања би могао да буде тај да су при вишим вредностима топлотног флукса цеви горње секције окружене великим бројем мехурова и да течност не може да доспе до њих. Поређење коефицијента прелаза топлоте леве и централне секције цеви показује да је коефицијент прелаза топлоте виши на централној секцији у односу на одговарајуће цеви леве секције. Разлог је што више мехурова стиже до цеви централне секције у односу на бочне цеви па је турбуленција много већа на цевима централне секције што доводи до виших вредности коефицијента прелаза топлоте.

**М. Mann и др.** [30] су изучавали утицај кондукције у зиду на процес размене топлоте при мехурастом кључању на основу модела размене топлоте једног мехура. Топлотна проводност зида је мењана, док су остали параметри, посебно густина мехурова остали константни. Кондуктивност зида је узета за бакар, нерђајући челик и керамички материјал. Резултати параметарске студије су показали да чак и велике варијације коефицијента кондукције имају незнатан утицај на процес размене топлоте растућег мехура.

У њиховој симулацији занемарен је пренос топлоте између појединих мехурова. Стога је модел погодан за симулацију процеса преноса топлоте при мехурастом кључању у

опсегу од малих до средњих вредности топлотног флукса, када се интеракције између мехурова могу занемарити. Њихов модел не узима у обзир конвекцију до које долази при расту мехурова што даје значајан допринос размени топлоте на хоризонталним цевима.

У моделу, неиспаравајући течни филм између зида и мехура је адсорбован. Испаравање се одвија у микрообласти у непосредној близини овог адсорбованог филма. Процес размене топлоте и испаравања у микрообласти су описани сетом од четири нелинеарне диференцијалне једначине које су интегрисане како би се добила укупна размењена количина топлоте у микрообласти. Конвективна размена топлоте у макрообласти настаје услед две врсте механизма:

- слободне конвекције у течности;
- поспешене конвекције услед раста мехурова и њиховог одвајања.

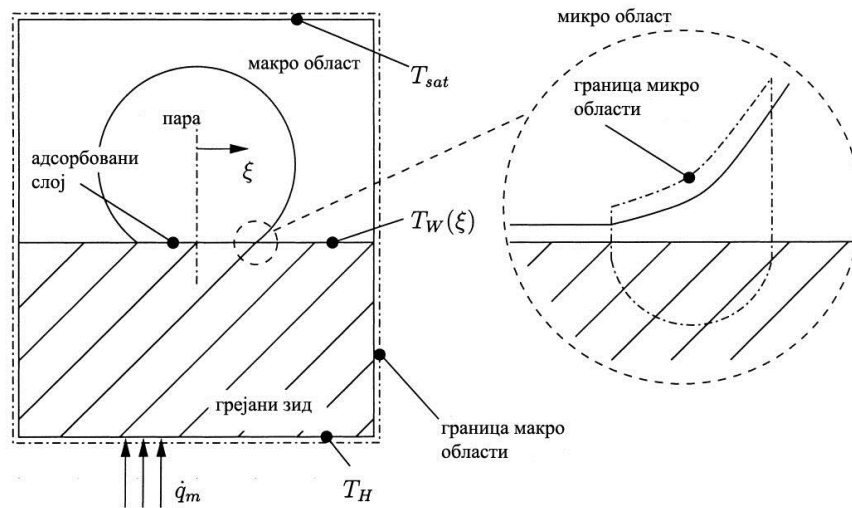
Уведене су следеће претпоставке у моделу преноса топлоте на мехур, слика 2.13.:

- претпостављен је квазистационаран пренос топлоте, што значи да су топлота садржана у зиду и танак течни гранични слој занемарени у поређењу са топлотом размењеном испаравањем. Промене температуре са временом у енергетском билансу су стога занемарене. Температурско поље је ипак нестационарно због померања границе између паре и течности.
- температура зида је дуж микрообласти узета да буде константна. То значи, да је мали градијент температуре у зиду који је паралелан са грејном површином занемарен у микрообласти. За веома малу дебљину микрообласти, чија је дужина мања од  $1\mu\text{m}$  и за зидове са високом вредношћу коефицијента топлотне проводљивости ова претпоставка се чини оправдана. Међутим, ван микрообласти температура зида није константна већ је функција одређене позиције и времена.
- температура зида  $T_H$  на граници макрообласти наспрам оквашене површине је узета константном. Топлотни флукс  $\dot{q}_m$  на овој граници је добијен из анализе.

Коефицијент прелаза топлоте је дефинисан изразом:

$$h_m = \frac{\dot{q}_m}{\Delta T} = \frac{\dot{q}_m}{T_{W,m} - T_{sat}} \quad (2.37)$$

где је  $\dot{q}_m$  усредњени топлотни флуks, а  $T_{W,m}$  средња температура зида од почетка нуклеације до откидања мехура.



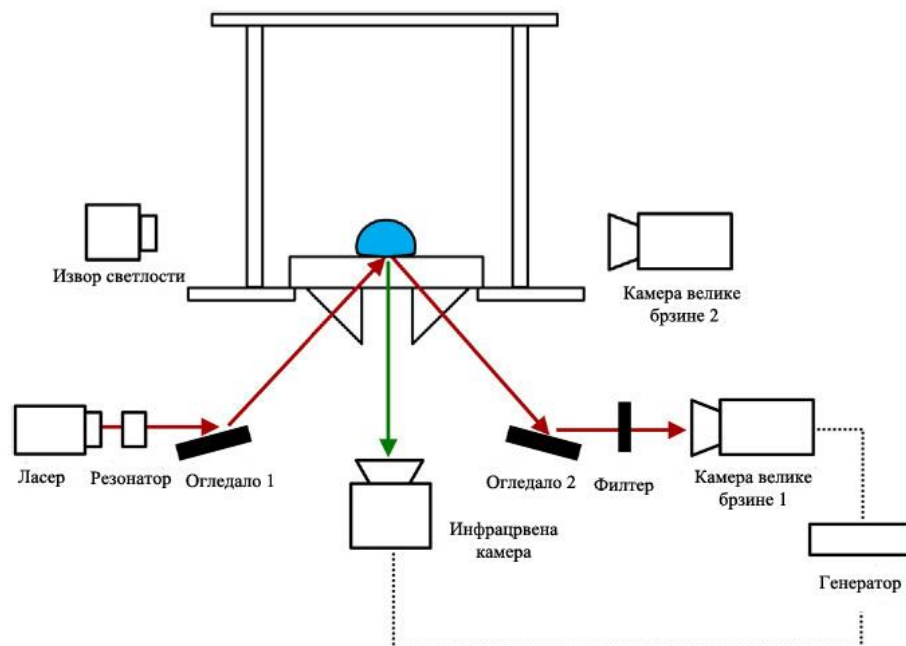
Слика 2.13. Модел појединачног мехура [30]

Како би се модел верификовао, упоређени су коефицијенти прелаза топлоте различитих флуида добијени експериментално са резултатима добијеним из модела. Материјал зида је био бакар. Коефицијенти прелаза топлоте при мехурастом кључању за R114, i-пентан, пропан и воду на бакарном и челичном зиду израчунати помоћу модела се добро слажу са онима добијеним из експеримената. Одступање између симулације и експеримента је од 13% до 17%. У хипотетичном случају да се густина нуклеације  $N_B$ , површинска микроструктура и карактеристике оквашености не мењају за зидове са различитом вредношћу коефицијента топлотне проводљивости, коефицијенти прелаза топлоте на челичним и бакарним зидовима се не разликују много. Однос  $h_{m,st} / h_{m,co}$  се креће између 0,88 и 0,98 за супстанце разматране у овом раду, док су у експериментима пронађене ниже вредности, 0,5-0,6. Ово указује на то да укупан пренос топлоте више

зависи од густине центара нуклеације, која сама зависи од различитих параметара као што су коефицијент топлотне проводљивости зида, микроструктуре површине и карактеристика оквашености.

**Jung и др.** [31], су коришћењем експерименталне методе одредили границу фаза течности и паре, расподелу температуре, и расподелу топлотног флуksа на грејној површини. Експериментална метода обухвата три мерне технике (инфрацрвену термографију, тоталну рефлексију и ласерску интерферометрију) које су просторно и временски раздвојене како би се изучили узајамни ефекти расподеле температура, парних и течних фаза, укључујући оне у микрослоју, на грејној површини.

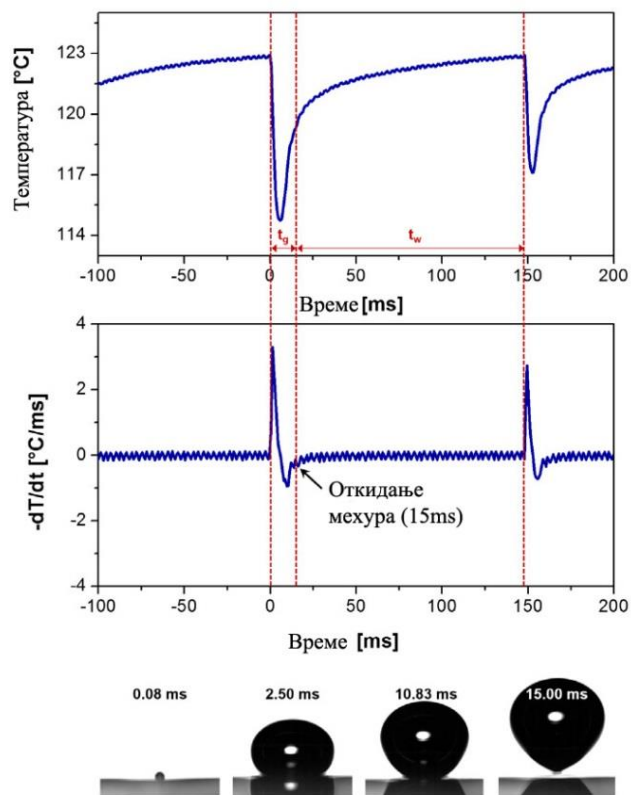
На слици 2.14. је приказан шематски дијаграм експерименталне апаратуре која је коришћена за експерименте са појединачним мехуром при мехурастом кључању. Узорак-плоча од  $\text{CaF}_2$  пречника 50 mm и дебљине 10 mm, је коришћен као подлога. Камера велике брзине (Phantom v7.3) и HeNe ласер су коришћени за истовремена мерења тоталном рефлексијом и ласерском интерферометријом.



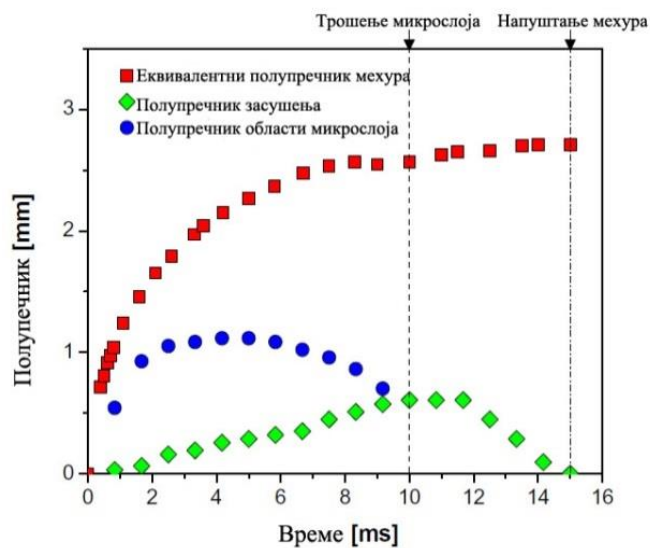
Слика 2.14. Шематски приказ експерименталне апаратуре [31]

Инсталирана су два блока призми на дну плоче од  $\text{CaF}_2$  да би се обезбедило да се тотална рефлексија упадне светлости јави на горњој површини. Комбинација резонатора, два огледала, и две призме је коришћена за емисију ласерске светлости и њено усмеравање на површину кључања и до камере. Друга камера велике брзине (Phantom v310) је инсталирана да би се визуализовала динамика мехура. Инфрацрвена камера велике брзине (FLIR SC6000MWIR) је коришћена за мерење расподеле температуре на грејној површини у центру узорка где блокови призми нису инсталирани. Метода тоталне рефлексије омогућава визуализацију расподеле течне и парне фазе на површини. Упадни угао светлосног снопа је пажљиво изабран тако да ће вода или пара присутне на површини променити тоталну рефлексију. Светлост је тотално рефлектована или не, зависно од тога да ли су течност или пара присутни на површини. Тотална рефлексија настаје када је присутна парна фаза, али не и течна, тако да на добијеним сликама има светлијих делова за суве површине и тамнијих за влажне површине. Сви подаци су добијени за мехурасто кључање воде са  $\Delta T_{\text{sub}}=3^\circ\text{C}$  и при  $q''_{\text{average}}$  у атмосферским условима. На слици 2.15. је приказана средња расподела температуре на површини зида и брзина промене температуре грејне површине испод једног мехура током мехурастог кључања. Када је средња температура достигла  $120^\circ\text{C}$ , нуклеација се јавља при  $t=0\text{ms}$ . Температура површине на месту нуклеације изненада почиње да пада, и континуално опада до  $6\text{ms}$ . Затим температура почиње да расте због испаравања (трошења) микрослоја. Коначно, мехур се откида са површине у  $t=15\text{ms}$ . Време од нуклеације до откидања се састоји од времена раста  $t_g$ , и времена откидања  $t_d$ . Након откидања мехура, средња температура расте монотонно током периода  $t_w$ , док температура површине и прегрејани слој течности на грејачу поново формира нестационарном кондукцијом са зида.

На слици 2.16. приказан је период раста и време откидања мехура, укључујући позицију тројне контактне линије и профила микрослоја. Иако су сви подаци представљени на дијаграму, профил микрослоја не може бити одређен због значајних разлика у димензијама микрослоја (неколико микрометара) и због макроскопског облика мехура (неколико милиметара).

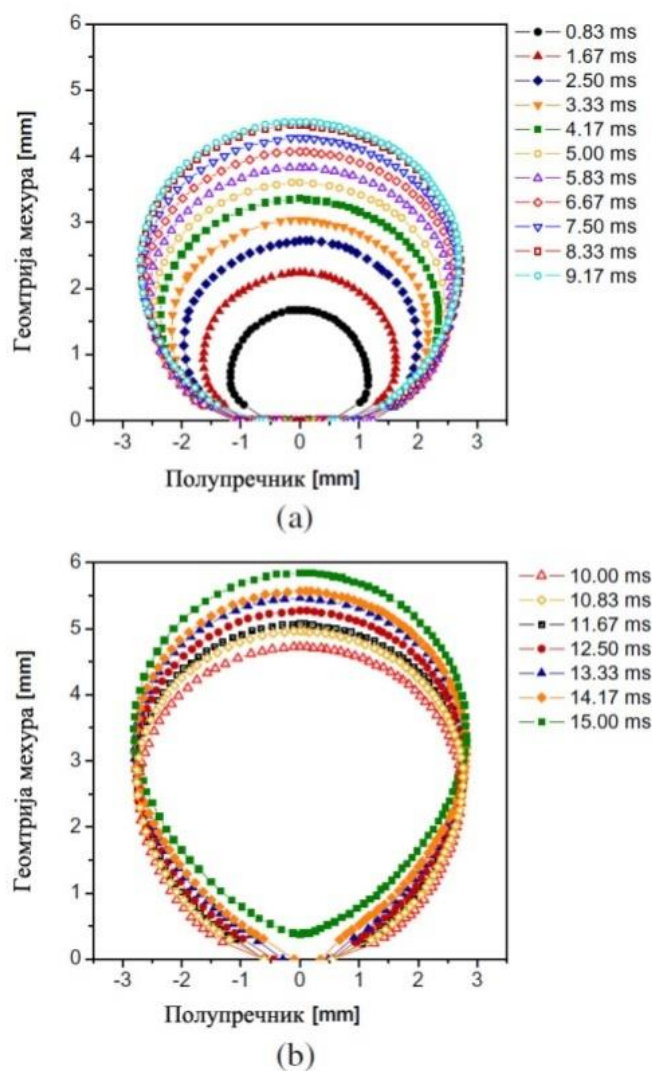


Слика 2.15. Дијаграми средње температуре места нуклеације током времена и први извод по времену ове температуре; облик мехура током раста [31]



Слика 2.16. Поређење пречника мехура, места засушења и области микрослоја [31]

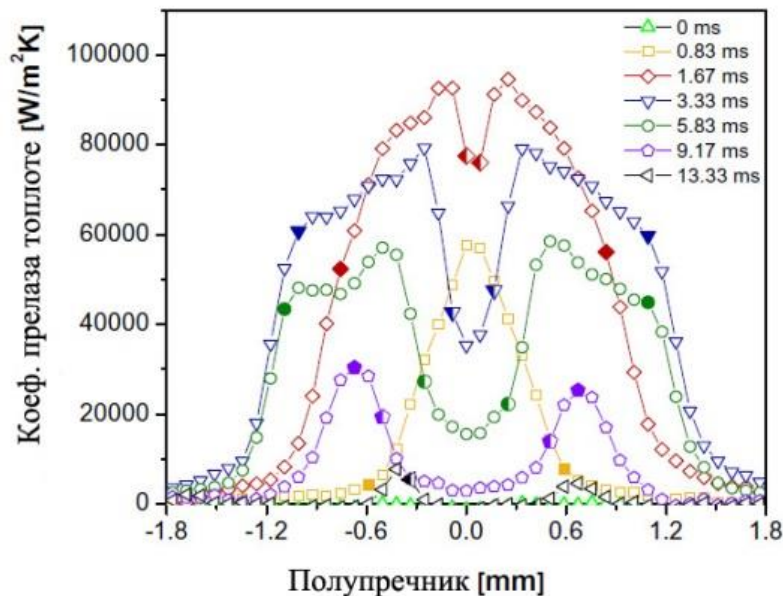
Ради систематичније дискусије о расту мехура и о понашању микрослоја, на слици 2.17. скицирани су еквивалентни пречници мехура заједно са пречником засушене површине и крајњег пречника микрослоја. Током фазе раста, мехур брзо расте а микрослој се формира испод мехура; он се засушује почевши од средине, формирајући суву површину. Након што се микрослој потпуно осуши, еквивалентни пречник мехура остаје скоро непромењен. Међутим, трострука контактна линија почиње да опада према центру док се облик мехура мења од сферичног до елипсастог, тако што се издужује у вертикалном правцу, као што је приказано на сл 2.17.б). Коначно, мехур се одваја од зида.



Слика 2.17. Приказ геометрије мехура током  
 а) раста мехура;  
 б) периода откидања мехура [31]

На слици 2.18. је приказан локални коефицијент прелаза топлоте. Локални коефицијент прелаза топлоте у сувој области на 5,83ms је реда величине  $\sim 10^4 \text{W/m}^2\text{K}$ . Ово се чини супротним општим очекивањима да је пренос топлоте веома слаб у сувој области. Међутим, овако велики коефицијент прелаза топлоте у засушеној области, показује разумно слагање са резултатима добијеним у другим скорашњим истраживањима у којима се користила инфрацрвена камера високе резолуције.

Веома је тешко јасно објаснити појаву високог локалног коефицијента прелаза топлоте на засушеној површини испод растућег мехура, који је био виши у односу на коефицијент прелаза топлоте при једнофазној конвекцији. Потребна су даља истраживања како би се разјаснили физички механизми.



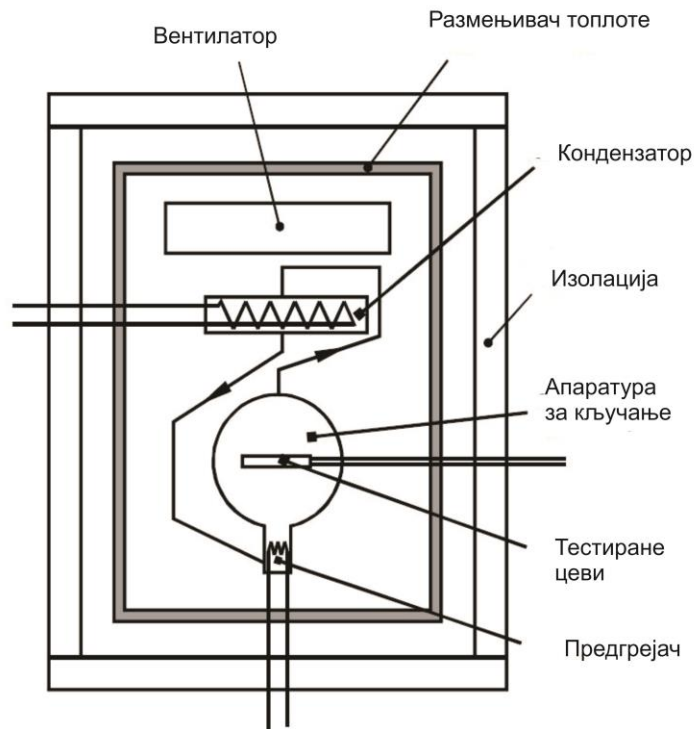
Слика 2.18. Профил коефицијента прелаза топлоте испод мехура при кључању [31]

**Нанне и др. [32, 33]** су у циљу проналажења узајамне зависности између механизма размене топлоте и процеса формирања мехурова на грејној површини, истраживали процес преноса топлоте на великим броју цеви од различитог материјала, различитог пречника и



површинске обраде, а одређени су и коефицијенти прелаза топлоте. Поред средњег коефицијента прелаза топлоте, одређени су и локални коефицијенти прелаза топлоте по ободу цеви.

На слици 2.19. је приказана експериментална апаратура. Тестови су извођени на хоризонталним цевима од бакра пречника 8 и 15 mm и на цевима од нерђајућег челика (15mm). Ове цеви су брушене, пескиране или галванизоване. Имале су дужину од 150mm и

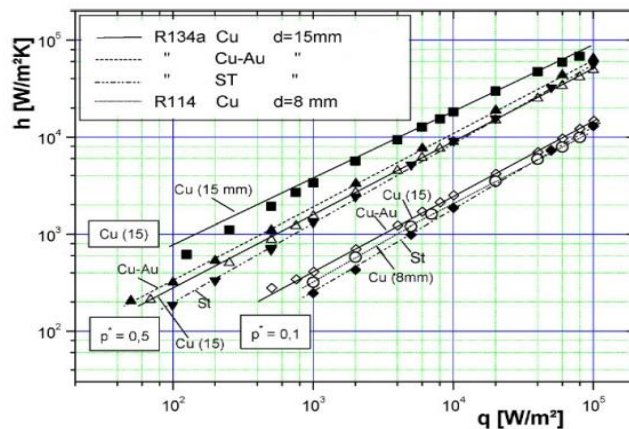


Слика 2.19. Експериментална апаратура [33]

200mm и биле загреване електричном енергијом. Коефицијенти прелаза топлоте су мерени у опсегу притисака од 4,1bar до 28,4bar (тј.  $0,1 \leq p^* \leq 0,7$ ) за R134a и 1,5 bar до 2,47 bar за R114. Резултати су приказани на слици 2.20. за опсег притисака  $p^* = 0,1, 0,5$  и  $0,7$ . Највиши

коэффициент прелаза топлоте је за галванизоване цеви (пескиране) за  $p^* = 0,5$ , тј. виши је за 20-30% у односу на брушене цеви.

Најмањи коэффициент прелаза топлоте је био код цеви од нерђајућег челика. У поређењу са галванизованим цевима за мале вредности топлотног флукса, вредности коэффициента прелаза топлоте код позлаћених цеви од нерђајућег челика су ниже за око 30%, док су за више топлотне флуксе ниже за 15%.



Слика 2.20. Коэффициент прелаза топлоте у зависности од топлотног флукса за различите конфигурације цеви [33]

**Theofanous и др. [34]** су експериментално истраживали мехурасто кључање у великој запремини. Ови експерименти су спроведени под изузетно добро контролисаним условима. Коришћена је брза инфра црвена камера, са високом резолуцијом за посматрање термичких карактеристика грејне површине за различите топлотне флуксе, почев од почетка нуклеације до појаве кризе кључања. Испитивани су електрични грејачи од материјала различитих храпавости. Наноморфологија и хемијске карактеристике грејне површине су снимљене електронским микроскопом и спектроскопски X зрацима. Добијени су експериментални резултати нуклеације и преноса топлоте кључањем за високе вредности топлотног флукса и показана је јасна разлика утицаја грејача различите

храпавости површине на појаву кризе размене топлоте. Јасно су представљени настанак, развој и динамика процеса засушења, који касније доводи до прегревања.

У експерименту под именом БЕТА је коришћена хоризонтална равна плоча која је униформно загревана. Спроведени су експерименти базенског кључања у контролисаним условима. Услови експеримента омогућавају следеће:

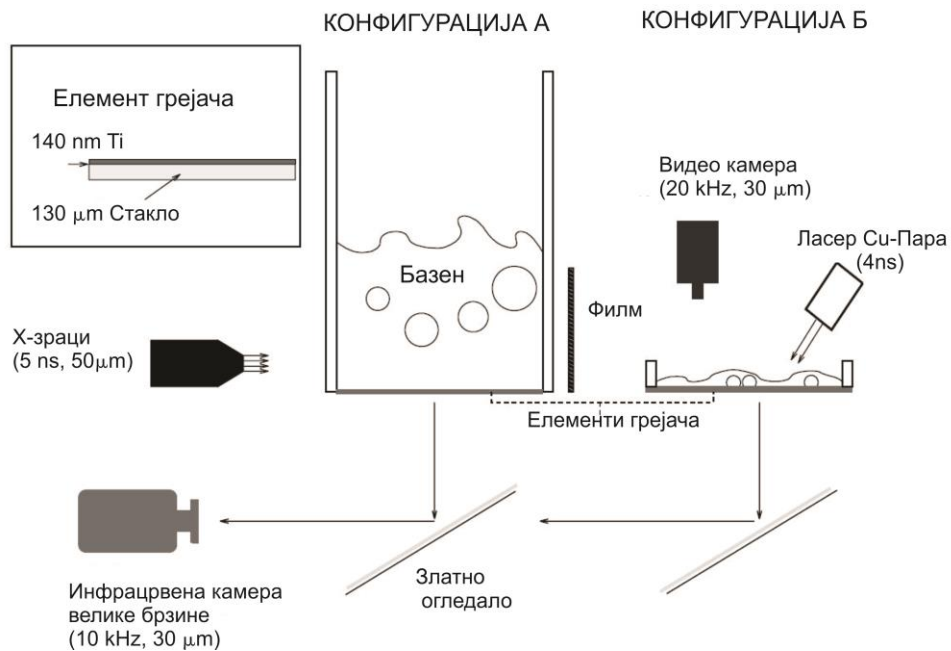
- константан топлотни флуks на загрејачком зиду,
- директно посматрање термичког и динамичког поља на загрејачкој површини, укључујући стварање и ширење засушења - ово је постигнуто брзим инфрацрвеним сликањем нано филма грејача са доње стране посуде са кључалом водом,
- директно посматрање поља запреминског удела парне фазе и следствено пратећих кретања течности, што је било могуће уз помоћ радиографије са X зрацима.

Експериментална апаратура је приказана на слици 2.21. Тест посуда је направљена од оптичког Pyrex стакла, а загрева се пролазом електричне струје контролисаног напона кроз грејач дебљине 140 nm.

Експерименти су спроведени за две конфигурације тест секције. За конфигурацију А, слика 2.21., тест секција је стаклена четвртаста посуда, затворена на дну са загрејачким елементом са димензијама попречног пресека од 20x40 mm. Базен који се налази непосредно изнад грејача има димензије које су 8 и 16 пута веће од дужине капилара, тако да тест секција представља бесконачну равну плочу која се униформно загрева. Димензије посуде тест секције која се налази изнад грејача су 8 и 16 пута веће у односу на дужину капиларе,  $L_c$ , где је  $L_c = \{\sigma / g(\rho_l - \rho_v)\}^{1/2}$  [35]. Према Gogonin-у и Kutateladze-у [36] ове димензије су значајно веће од минималних ( $2\delta$ ). Дужина капиларе износи око 2,5 mm за кључање воде при атмосферском притиску.

Тест посуда (конфигурација А) је приказана на слици 2.21., заједно са ИР камером. Коришћена је Кодакова дигитална камера са брзином од 20000 слика у секунди за резолуцију 34x128 пиксела. Две камере морају бити синхронизоване. Специјална оптика је

коришћена у експерименту. Много боља просторна резолуција је омогућена са специјалним додатним сочивима.



Слика 2.21. Шематски приказ тест апаратуре за БЕТА експеримент [34]

Грејачи су изложени старењу пулсним загревањем у ваздушном или парном окружењу. Под термином „старење“ се подразумева побољшање карактеристика површине тако да оне могу издржати високе вредности топлотног флукса, што утиче на густину нуклеације. Испитивање загрејачке површине после старења показује појаву делова са нехомогеном структуром. Показана је лоша кондуктивност на овим деловима материјала. Ови делови су оксиди који се формирају током процеса загревања. Храпавије површине захтевају дужи период кључања, који доводи до оксидације и до нечистоће у води која се користи за експерименте. Контактни угао је мерен и за глатке и за храпаве загрејаче у опсегу од  $60^\circ$  до  $75^\circ$ . Ове карактеристике су константне током експеримента, све до отказа грејача.

Густина нехомогености се повећава са повећањем броја поновљених циклуса загревања и њиховог трајања. Познато је из литературе, а то показују и БЕТА експерименти, да парна околина значајно убрзава оксидацију титанијумског танког филма и изазива формирање острва од оксида и хидроксилних група. Чак и пулсно загревање ваздуха утиче на присутни ниво влаге. Поновљено кључање и пулсно загревање доводи загрејач у стање тешког старења, са веома великом густином нехомогене површине. Ови загрејачи дају веће вредности критичног топлотног флукса.

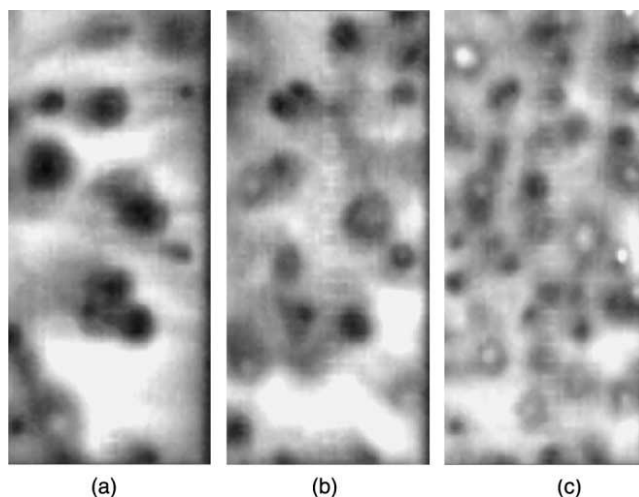
Као додатак нанофилму, користи се 5 cm дебео загрејач од бакра, који се снабдева струјом и смештен је у малој тест секцији. Тешко старење ове бакарне површине се добија од делова алуминијум оксида на исполираној бакарној површини.

На основу добро задатих почетних услова, загрејачи су третирани различитим методама до различитих степена храпавости. Најефектнији начин повећања храпавости површине је периодично загревање до  $(350-400)^{\circ}\text{C}$ , у периодима од 2s, затим нагло хлађење. Пре пуњења водом тест секција се одређени временски период оставља сува. Експерименти су изведени са водом велике чистоће. Коришћена је IR камера за мониторинг присуства и одвајања парних мехурова, преко њихових отисака на загрејачу, који се лако идентификују као светле тачке. Грејач је комплетно квашен и експеримент је рађен за различите вредности топлотног флукса, који одговара напону грејача. Када се сваки ниво топлотног флукса стабилизује одређени временски период, IR камера се активира.

Број центара нуклеације је битна карактеристика процеса кључања за дефинисање топологије и микрохидродинамике. Значајни параметри су још и величина мехура, динамика раста мехура и термичке карактеристике грејне површине у одсуству и између појаве настанка мехура. Резултати снимања добијених БЕТА експериментом су дати на сликама 2.22. и 2.23. за површине различите старости материјала. Ово су комплетни оригинални резултати, са комплетном температурском скалом и целом грејном површином. Температурско поље су представљено сивом скалом, где светлије боје одговарају вишим температурама (око  $150^{\circ}\text{C}$ ) на слици, а тамније боје одговарају нижим

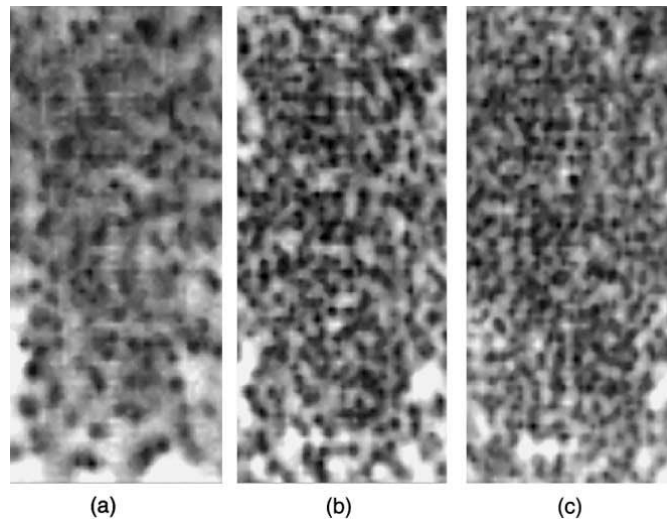
температурама (око  $100^{\circ}\text{C}$ ). На покретним сликама се могла видети динамика раста мехура, од нуклеације, преко раста мехура и одвајања и нестајања. Бројење ових тамних делова је рађено аутоматски уз помоћ одговарајућег софтвера, који је развијен приликом овог истраживања. На слици 2.24. је приказана зависност густина центара нуклеације од топлотног флуksа за три загрејача са глатком површином (F1, F4, F9), као и за три загрејача са храпавом површином (A1, A3, A4) и примећују се много веће вредности густине на храпавим површинама него на глатким. Разлика у густини центара нуклеације између храпавих и глатких површина је око један ред величине. Такође се примећује линеарна зависност топлотног флуksа, ефеката квалитета воде и ефеката старења површине.

Остале значајне карактеристике које се могу уочити са слике 2.22. и 2.23. су: униформност повећања нуклеације са топлотним флуksом како прегревање постаје интензивније. За изузетно високе вредности топлотног флуksа, близу критичне вредности топлотног флуksа, постоје спорадично дистрибуиране области које су веома прегрејане у одсуству нуклеације.



Слика 2.22. Слика површине глатког грејача за три вредности топлотног флуksа,  $q=406 \text{ kW/m}^2$  (а),  $536 \text{ kW/m}^2$  (б) и  $807 \text{ kW/m}^2$  (с)

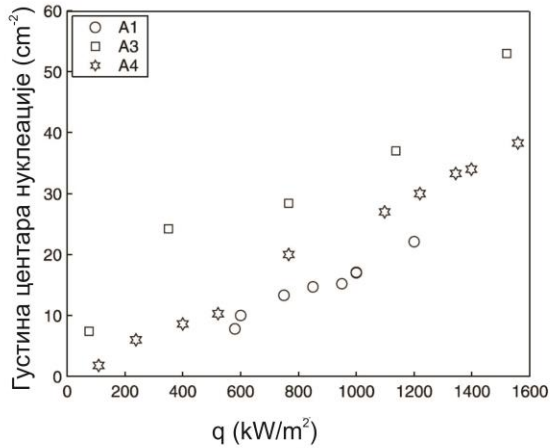
У сваком фрејму постоји распрострањен спектар мехурасто хлађених области, које су много веће за свеже загрејаче. Генерално, храпаве површине загрејача се понашају много униформније него глатке површине.



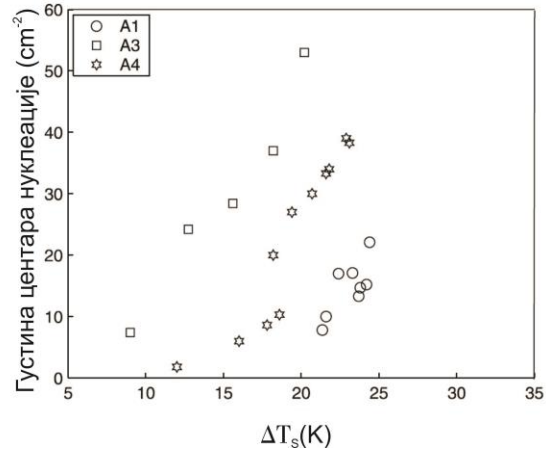
Слика 2.23. Слика површине храпавог грејача за три вредности топлотног флуksа,  $q=348 \text{ kW/m}^2$  (а),  $1051 \text{ kW/m}^2$  (б), и  $1517 \text{ kW/m}^2$  (с)

Исти подаци за број центара нуклеације само изражени у односу на средње прегрејање зида су приказани на сликама 2.24.б и 2.24.г. За храпаве загрејаче (слика 2.24.а и в), зависност је скоро линеарна, и са истим нагибом, али постоји значајна разлика кад је у питању степен храпавости. За глатке загрејаче, може се уочити са слике да након постепеног, линеарног раста броја центара нуклеације у почетку, пораст постаје скоро вертикалан (слика 2.24.г); то значи да процес нуклеација настаје у оквиру веома малих разлика прегрејања-од једног до само неколико степена Келвинова. Међутим, значајно је запазити да температурски ниво при коме мехурасто кључање настаје је различит за три, номинално иста загрејача. Коефицијент преноса топлоте при мехурастом кључању јако зависи од услова на грејној површини: облика, величине и њене конфигурације. Ефекат оријентације грејне површине при мехурастом кључању у великој запремини је проучавао Nishikawa [37]. Nishikawa је спровео експеримент мехурастог кључања воде у великој

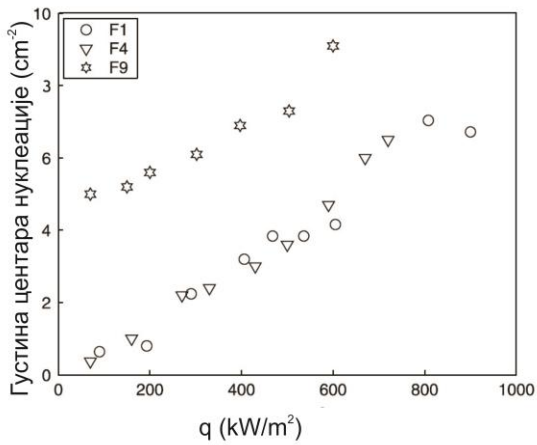
запремини при атмосферском притиску на грејној површини чији је положај вариран од  $0^\circ$  до  $175^\circ$  у односу на хоризонталну раван.



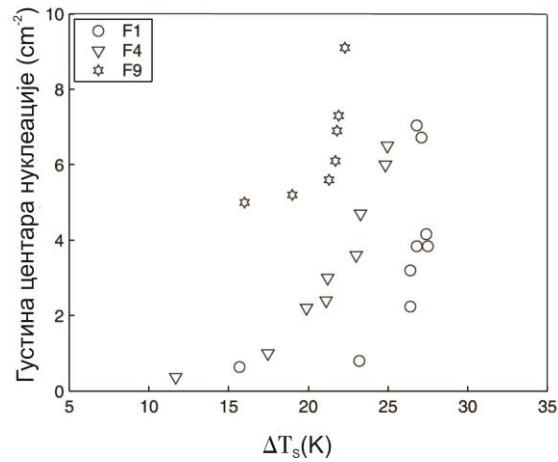
а)



б)



в)



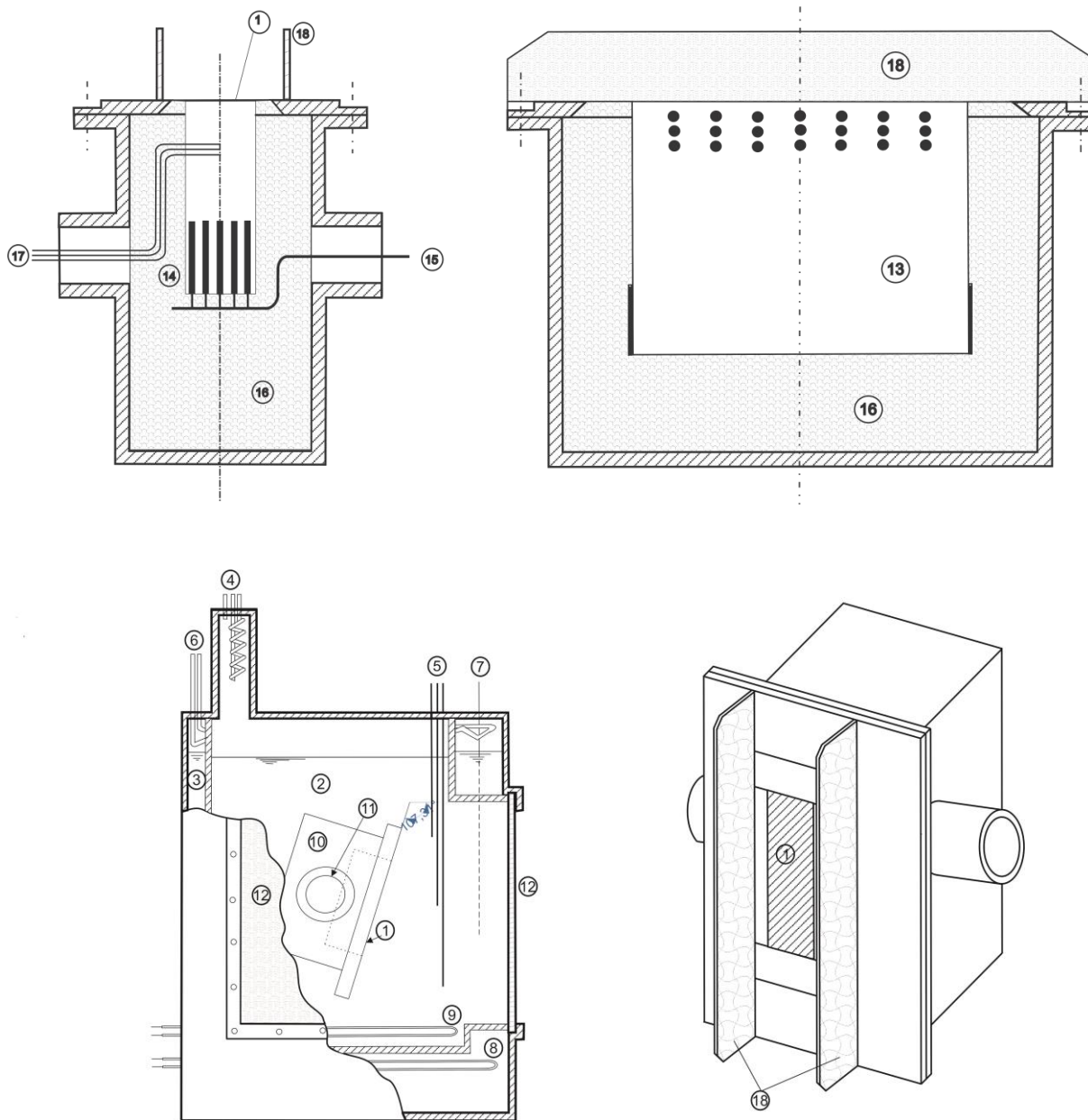
г)

Слика 2.24. Зависност густине центара нуклеације од топлотног флуksа и прегрејања зида за а) и в) хрпаве; б) и г) глатке загрејаче

Експериментално постројење је приказано на слици 2.25. Загрејачки део је инсталиран у средишту котла тако што су постављене хоризонталне потпорне цеви које пролазе кроз унутрашњи и спољашњи део котла. Ове потпорне цеви се могу ротирати око



горизонталне осе како би се грејна површина поставила у жељеном правцу. Оне се такође користе како би спровеле каблове за струју и термопарове до и од унутрашњег суда.



Слика 2.25. Шематски приказ експерименталног постројења; 1-грејна површина; 2-унутрашњи суд; 3-спољашњи суд; 4-кондензатор; 5-термопарови; 6-кондензатор; 7-термопар; 8,9-помоћни грејачи; 10- монтажни склоп грејне површине; 11-помоћна цев; 12-стаклени прозор; 13-бакарни блок; 14-Ni/Cr грејач; 15-електрични кабл; 16-стаклена вуна; 17-термопарови; 18-потпорне плоче

Захваљујући овим потпорним структурама, једна иста грејна површина може бити тестирана при различитим оријентацијама, при томе задржавајући остале факторе који утичу на мехурасто кључање константним, посебно услове на површини. Унутрашњи суд се налази у спољашњем који служи да задржи систем на температури засићења. По један помоћни електрични грејач је смештен у оба суда. Један од њих служи да задржи температуру масе течности на температуру засићења током експеримента. Други грејач је искључен током експеримента а служи да подигне температуру тестиране течности на температуру засићења и да дегазира унутрашњи суд пре експеримента. Пара која се формирала у оба суда се кондензује у кондензаторима. Шематски приказ експерименталног постројења је приказан на слици 2.25. Грејна површина је правоугаона бакарна плоча, дужине 175mm и ширине 42mm, која је изолована ребрима како би се смањили топлотни губици. Две потпорне плоче су инсталиране паралелно уздужним ивицама грејне површине како би се остварило једнодимензионално мехурасто струјање и занемарио крајњи ефекат. Топлотни флуks на грејној површини се преноси кондукцијом кроз бакарни блок електричних грејача који се налазе у прорезима на супротном крају блока. Двадесет један термопар је уграђен дуж централне линије бакарног блока на седам уздужних локација на подједнаком растојању од 25mm, слика 2.25. Мале тачке на бакарном блоку (13) указују на позиције термопарова. Њихово растојање од грејне површине на свакој од позиција је: 5, 13 и 21mm, следствено. Три термопара су лоцирана на унутрашњем суду како би измерили температуру у маси течности на три различите вертикалне позиције.

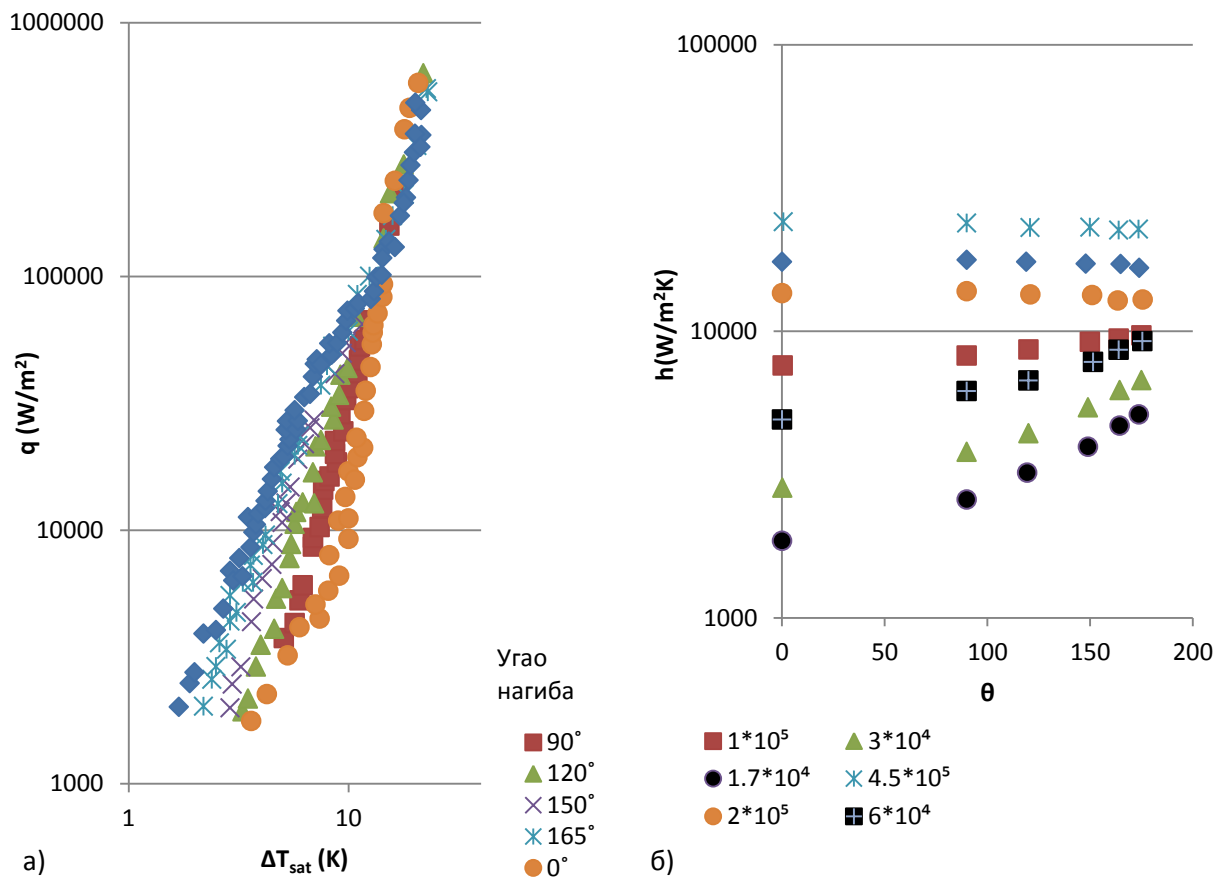
Топлотни флуks је срачунат уз помоћ температурног градијента измереног термопаровима. Температура грејне површине је измерена екстраполацијом измереног температурног градијента на површини. Усредњене вредности за седам уздужних локација су коришћене као репрезентативне вредности за топлотни флуks и температуру грејне површине. А усредњене вредности за три вертикалне локације у течности су коришћене као репрезентативне температуре кључајуће течности.

Експерименти су извођени у условима засићеног кључања дестиловане воде на атмосферском притиску. Пре почетка сваког експеримента, грејна површина је полирана а

затим добро испрана етил алкохолом како би се задржали исти услови површине за све тестове. Положај грејне површине се мењао без ремећења кључања током низа експеримената. Коришћени углови нагиба током експеримента измерени у односу на хоризонталну раван су  $0^\circ$  (хоризонтална површина окренута ка горе),  $90^\circ$  (вертикална површина),  $120^\circ$ ,  $150^\circ$ ,  $165^\circ$  и  $175^\circ$  (површина под нагибом окренута ка доле). Мерења преноса топлоте су изведена при порасту топлотног флука као и при његовом смањивању. Али није пронађена разлика између њих.

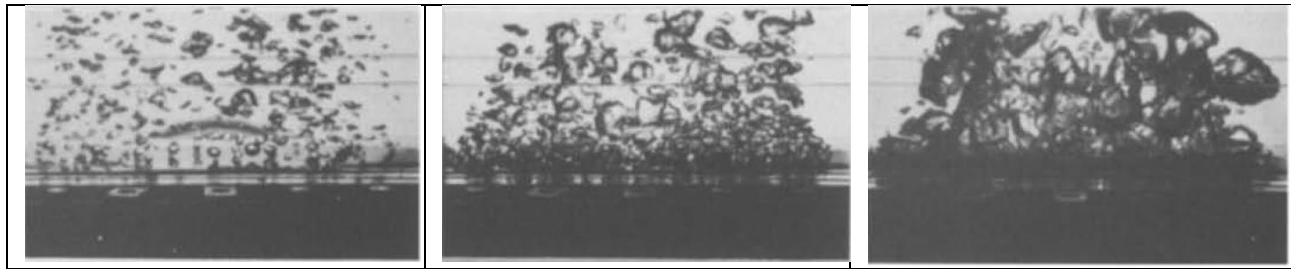
Криве кључања, тј. зависност топлотног флука  $q$  од температурне разлике  $\Delta T_{sat}$  између грејне површине и масе течности су приказане на слици 2.26.(а), за кључање воде на површини под нагибом при атмосферском притиску, при чему је угао нагиба  $\theta$  мерен у односу на хоризонталну раван. Занимљиво својство података који су представљени на слици 2.26.(а) је да се при нижим топлотним флуковима криве кључања померају навише са повећањем угла нагиба од положаја када је површина окренута навише до положаја када је површина окренута наниже, што је ускладу са резултатима других истраживања. Међутим, исто је значајно приметити да како топлотни флука расте делује као да се криве спајају у једну заједничку криву кључања, иако се благо одступање може приметити у супротном правцу у односу на ниже топлотне флукове. Уочена промена утицаја оријентације грејне површине у области мехурастог кључања је због промене у понашању мехура и такође вероватно због промене механизма преноса топлоте.

Како би се боље проучио утицај оријентације грејне површине на процес размене топлоте, област мехурастог кључања је подељена на три области, иако није било могуће да се одреди тачан положај сваке од њих. Прва је област нижег топлотног флука при чему се ефекат оријентације површине значајно примећује за топлотне флукове мање од  $7 \times 10^4 \text{ W/m}^2$ . Друга је област вишег топлотног флука у којој утицај оријентације површине ишчезава при топлотним флуковима вишим од  $17 \times 10^4 \text{ W/m}^2$ . Трећа је област средњег топлотног флука у којој утицај оријентације ишчезава асимптотски при топлотним флуковима између  $7 \times 10^4 \text{ W/m}^2$  и  $17 \times 10^4 \text{ W/m}^2$ . На слици 2.27. су приказане фотографије понашања мехура на грејној површини за ове три области. Карактеристике мехура за сваку од области су описане у следећем пасусу.

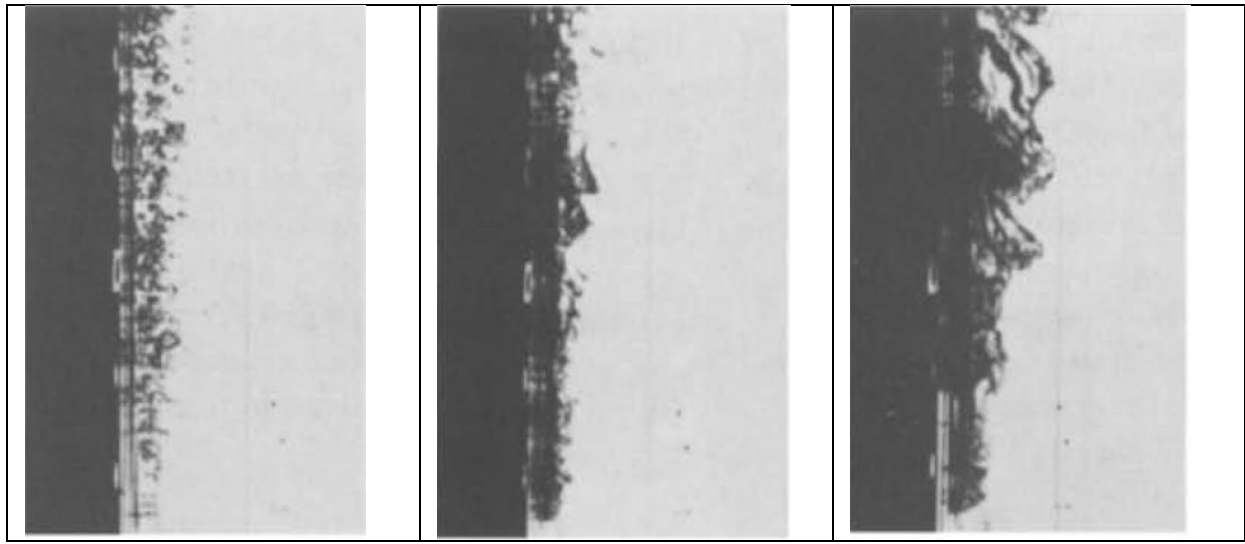


Слика 2.26. Утицај конфигурације грејне површине [37]

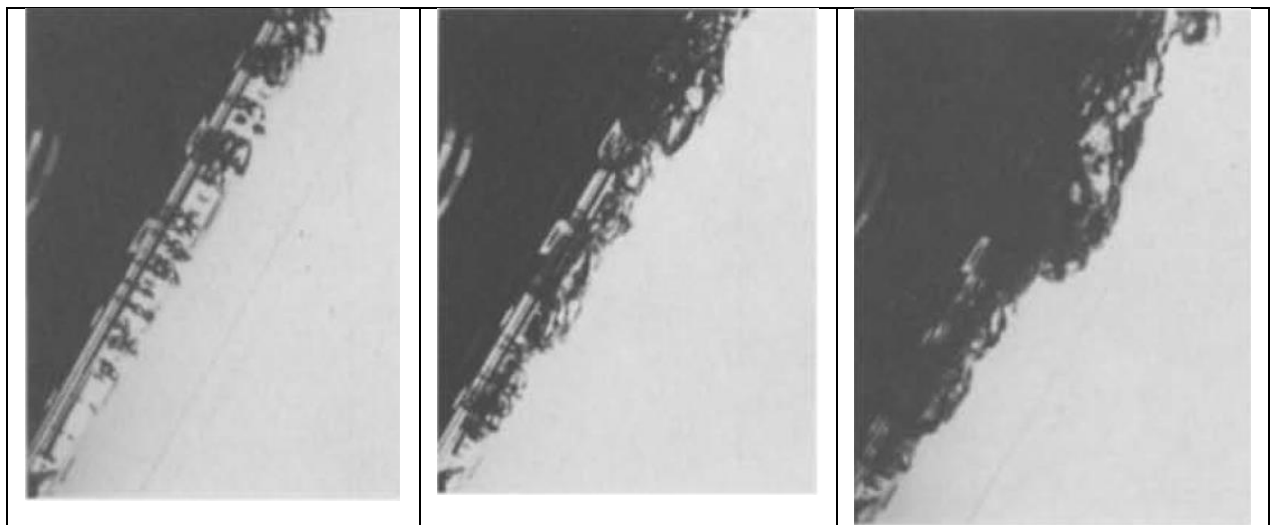
У области ниже вредности топлотног флукса, са порастом угла нагиба густина нуклеације на грејној површини опада док пречник мехура расте. При углу нагиба од  $0^\circ$ , генерација мехурова са хомогено распоређених места клијања је скоро периодична док мехур напушта грејну површину као изоловани мехур. Ове карактеристике остају исте све док грејна површине не заузме угао од  $120^\circ$ . При углу нагиба који је већи од  $150^\circ$  мехур расте брзо на месту клијалишта одмах након његове генерације а затим се увећани мехур уздиже од грејне површине. Као резултат, изоловани мехурови нестају постепено са порастом угла нагиба. Са порастом топлотног флукса повећава се и фреквенца генерације мехурова и увећани мехурови се чешће уздижу.



$\theta = 0^\circ$



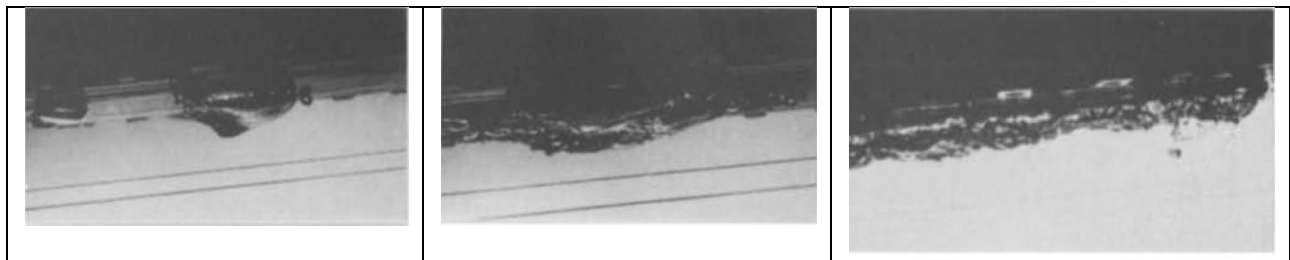
$\theta = 90^\circ$



$\theta = 120^\circ$



$\theta = 150^\circ$



$\theta = 175^\circ$

**Област нижег  
топлотног  
флуksа**

$(q = 4.0 \times 10^4 \text{ W} / \text{m}^2)$

**Област средњег  
топлотног  
флуksа**

$(q = 1.2 \times 10^5 \text{ W} / \text{m}^2)$

**Област вишег  
топлотног  
флуksа**

$(q = 3.7 \times 10^5 \text{ W} / \text{m}^2)$

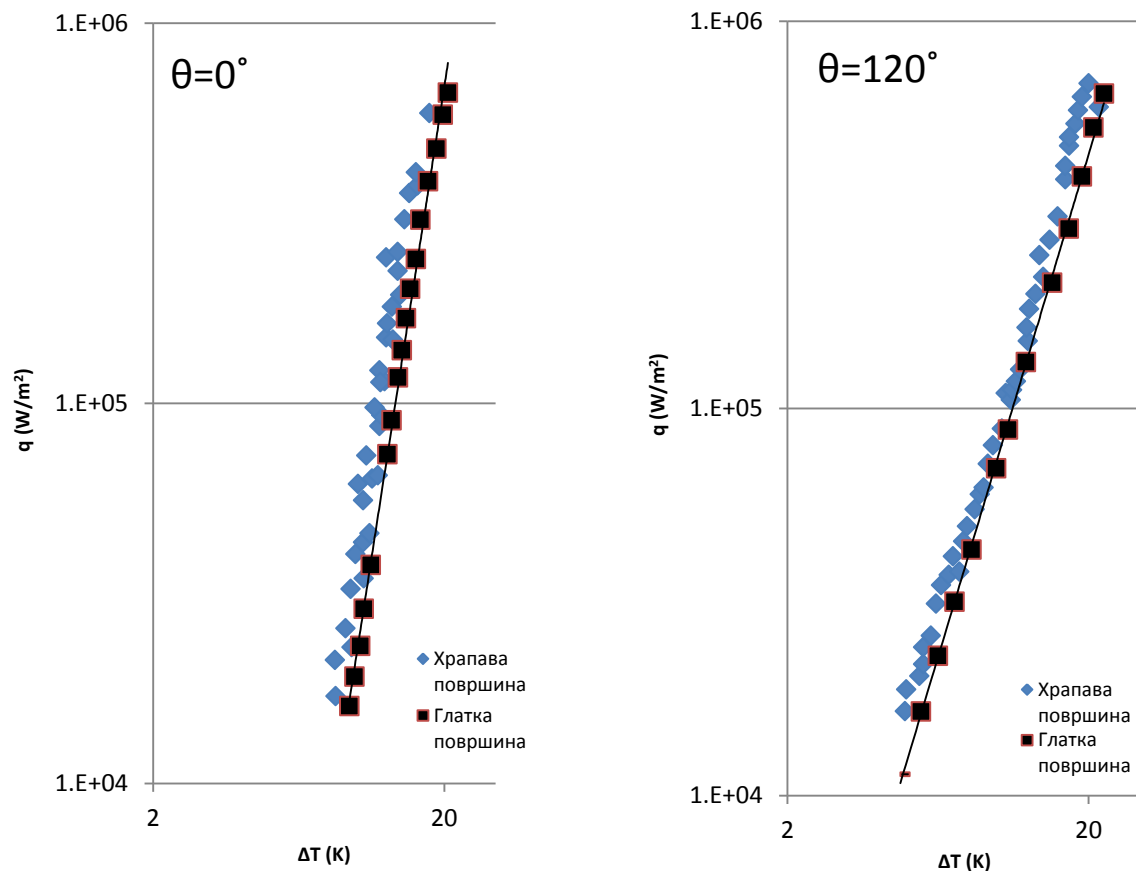
Слика 2.27. Фотографије карактеристика мехурова на грејној површини

У области средњег топлотног флуksа, чак и за углове нагиба мање од  $120^\circ$  спојени мехурови почињу да се појављују локално на загрејаној површини, иако је већи део површине прекривен изолованим мехуровима. За углове нагиба веће од  $150^\circ$  групе мањих мехурова се примећују између већих. Дакле, мањи мехурови се могу уочити заједно са већим у овој области.

У области виших топлотних флуksева, генерација мехурова је учестала тако да спојени мехурови преовлађују по целој загрејаној површини за било који угао нагиба. Посебно за углове веће од  $150^\circ$  велики издужени мехур настаје континуално и прекрива скоро целу грејну површину.

Коефицијент прелаза топлоте  $\alpha$  је дат у зависности од угла нагиба  $\theta$  за селектоване топлотне флуksеве на слици 2.28.(а) и (б). На слици 2.28.(а) су приказане криве кључања

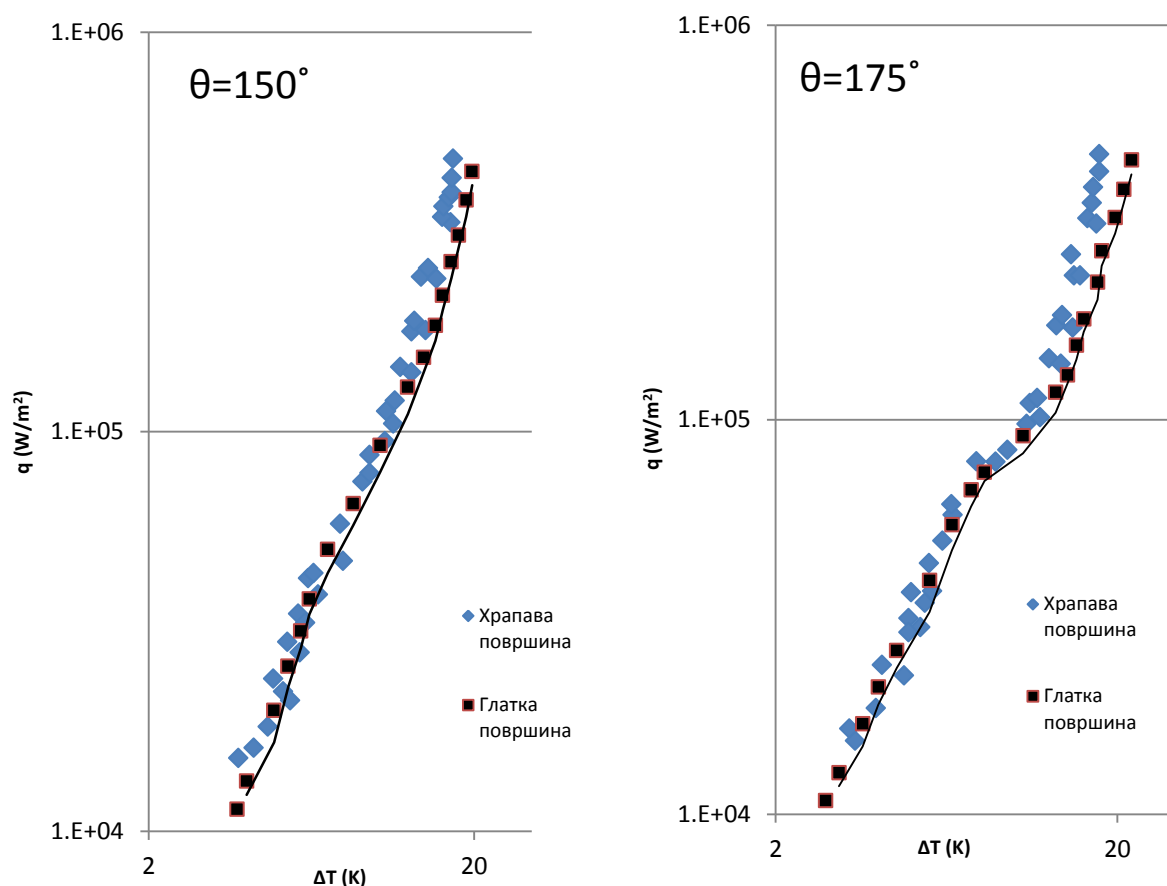
са којих се може уочити да са порастом угла нагиба у овој области експеримента коефицијент прелаза топлоте расте при нижим топлотним флуксевима, док је скоро константан при вишим флуксевима када је и независан од угла нагиба. Уколико се угао нагиба повећа преко  $175^\circ$ , коефицијент прелаза топлоте ће брзо опасти на одређену минималну вредност зато што је тада померање мехурова ограничено.



Слика 2.28. (а) Утицај површинске храпавости на пренос топлоте [37]

Ефекат оријентације грејне површине није подједнак на целој области мехурастог кључања. Овоме је можда узрок промена механизма преноса топлоте при нижим и вишим флуксевима. На основу визуелног посматрања кључања, о вези између оријентације грејне површине и механизма преноса топлоте се може закључити следеће. У области нижих вредности топлотног флуksа, при углу нагиба који је мањи од  $120^\circ$ , пренос топлоте је углавном контролисан међусобним мешањем изолованих мехурова. Као последица,

коэффициент прелаза топлоте постаје велики када се густина нуклеације повећа толико да изоловани мехурови преовладавају на грејној површини. Међутим, за углове нагиба који су већи од  $150^\circ$  пренос топлоте је контролисан помоћу следећа два механизма: један је транспорт осећајне топлоте принудним померањем прегрејаног граничног слоја са грејне површине у исто време када и издужени мехур расте на грејној површини; други механизам је пренос латентне топлоте испаравањем течног филма испод мехура у време када је површина прекривена увећаним мехуровима. Сматрајући ова два механизма исправним, коэффициент прелаза топлоте не зависи од густине нуклеације на грејној површини као ни од нуклеационих карактеристика грејне површине.



Слика 2.28.б) Утицај површинске храпавости на пренос топлоте [37]

У области виших топлотних флукса, услови струјања у близини грејне површине постају важни за пренос топлоте, формирање и померање великих мехурова али не утичу



на пренос топлоте у области нижих флуксева. С обзиром да нуклеација у течном филму који се налази испод спојених мехурова управља условима струјања у непосредној близини грејне површине, нуклеационе карактеристике површине утичу на пренос топлоте у области високих флуксева независно од угла нагиба.

Из литературе се може уочити да су истраживачи уложили значајан напор у развој нумеричких метода за симулацију двофазног струјања са променом фазе као и анализу динамике мехура. Welch и др. [38] је спровео CFD симулацију (Computational Fluid Dynamics) раста мехура. Коришћена је дводимензионална, покретна троугаона мрежа у оквиру које је представљена разделна површина течност-пара. Метод је био ограничен на дводимензионалне симулације без тополошке промене облика разделне површине. У циљу симулирања великих деформација разделне површине течности и паре, уведен је метод за праћење кретања разделне површине заснован на прорачуну запремине флуида VoF (Volume of Fluid method). Welch and Wilson [39] су искористили овај метод у спрези са моделом преноса масе и моделом за прорачун површинског напона, да би предвидели ниво разделне површине код хоризонталног филмског кључања. Sussman и др. [40] су користили метод за предвиђање нивоа течности (Level Set approach) како би прорачунали некомп्रेसибилни двофазни ток. Овај метод су такође користили Son и др. [41] како би изучили филмско кључање у близини критичних притисака. Juric и др. [42] су презентovali метод (Front tracking method) који је заснован на уграђеној, независној троугаоној мрежи којом се описује разделна површина. У свим овим истраживањима, спроведене су дводимензионалне симулације филмског кључања. Модел промене фазе у комбинацији са моделом за предвиђање нивоа течности је унапређен од стране Dhir-а и сарадника [43] и примењен је на процесе мехурастог кључања [44], процесе спајања мехурова током мехурастог кључања [45, 46], филмског кључања са хоризонталних, цилиндричних површина [47, 48], мехурастог кључања при високим топлотним флуксевима [49] и на потхлађено кључање у великој запремини [50]. У овим симулацијама, феномен промене фазе може бити симулиран под различитим условима променом угла квашења [42], додавањем модела микро-области [42], или метода (Immersed Boundary Method) којим се презентују чврсте површине [45]. Међутим, недостатак комбинованог метода за промену фазе и метода за предвиђање нивоа течности је да закони

конзервације нису задовољени, зато што метод за предвиђање нивоа течности није билансна метода [46]. Gibou и др. [51] су развили модел промене фазе базираног на методу за предвиђање нивоа течности користећи „ghost/fluid“ метод, при чему је симулирано дводимензионално филмско кључање. У моделу промене фазе који је комбинован са методом Front Tracking [38], разделна површина течности и паре је експлицитно представљена помоћу површинских сегмената. Esmaeeli и Tryggvason [52, 53] су изучавали тродимензионално филмско кључање са више хоризонталних цилиндара користећи метод (Immersed Boundary Conditions) [54]. Иако је Tryggvason са коауторима био у могућности да демонстрира значај методе при симулацији филмског кључања, имплементација алгоритма методе (Front Tracking) није једноставна, посебно што се тиче тополошких промена на разделној површини течности и паре.

Код модела промене фазе комбинованим са VoF (Volume of Fluid method), брзина преноса масе се рачуна директно преко топлотног флукса на разделној површини течност-пара. Коришћењем овог метода, Welch и Rachidi [55] су симулирали дводимензионално филмско кључање заједно са пратећом разменом топлоте, док су Agarwal и др. [56] прорачунали нестационарно, периодично уздизање мехура током филмског кључања у две димензије. Ghosh и др. [57, 58] су применили овај метод на сферичну, симетричну геометрију како би срачунали раст мехура. Yuan и др. [59] су проширили метод на координатни систем који одговара облику симулираног објекта како би срачунали филмско кључање на хоризонталним цилиндричним цевима. Међутим, у свим овим истраживањима, комбиновани метод фазне промене и прорачуна запремине флуида је ограничен на дводимензионални координатни систем или на сферичну, симетричну геометрију, и не може се применити на тродимензионалне ситуације као што је проблем раста мехура који је погодан за верификацију модела фазне промене. Један од главних разлога овог проблема је у дискретизацији; сферични мехур не може задржати овај облик током раста због нумеричке грешке код модела промене фазе. Користећи локално уситњену мрежу, Akhtar и Kleis [60] су спровели тродимензионалну симулацију раста мехура али су резултати показали деформисани облик мехура. Недавно су Ma и Bothe [61] предложили модел испаравања, базиран на комбинованом методу фазне промене и прорачуна запремине флуида, укључујући Марангонијев ефекат. Користећи два одвојена

температурска поља, аутори су показали да се пренос топлоте на разделној површини може срачунати веома прецизно.

Тотаг и др. [62] су користили комбинацију метода за предвиђање нивоа течности и прорачуна запремине флуида како би написали модел раста мехура при филмском кључању. Брзина преноса масе је срачуната директно преко топлотног флукса на разделној површини течности и паре. Са овим комбинованим методом, био је испуњен закон одржања масе; дискретизација код метода за предвиђање нивоа течности не задовољава закон о одржању масе тако да је уведена посебна претпоставка: пара која се налази у мехуру се налази на температури сатурације за мехурасто кључање док је у случају филмског кључања претпостављено да је течност на температури сатурације. Сон и др. [63] су извршили потпуну нумеричку симулацију растућег и уздижућег мехура на хоризонталној површини. Абарџитх и др. [64] су користили модел који су предложили Сон и др. [63] да би изучили ефекат угла квашења на раст и уздизање мехура на хоризонталној грејној површини код кључања у великој запремини под уобичајеним гравитационим условима.

Sato и др. [65] су предложили тродимензионални модел промене фазе (sharp-interface phase change model) са којим је задовољен закон одржања масе тако што је брзина преноса масе срачуната директно преко топлотног флукса на разделној површини, на исти начин као код комбиноване методе прорачуна запремине флуида са моделом промене фазе, при чему је он проширен на све три димензије. Промена фазе се одвија само у оним ћелијама (контролним запреминама) које садрже разделну површину течности и паре, са наглим порастом брзине. Модел је формулисан у Декартовом правоугаоном координатном систему. За верификацију предложеног модела, извршена је симулација мехурастог кључања у великој запремини и упоређена је са експерименталним подацима. Уочена је периодична асимптотска промена топлотног флукса за предвиђене облике мехура и време уздизања мехура. У свим симулираним случајевима, закон одржања масе је задовољен.

Lal и др. [66] су симулирали конвективно мехурасто кључање користећи CFD метод за праћење кретања разделне површине. Овај нумерички метод је заснован на моделу промене фазе разделне површине који су оригинално увели Sato и др. [65] за кључање у

великој запремини. Увели су следеће претпоставке: (1) да је температура на разделној површини течност-пара једнака температури сатурације; (2) да је температура грејног зида константна; (3) промена угла квашења је занемарена. Није коришћен модел турбуленције зато што је мрежа довољно густа да може симулирати све величине кретања, што је последица малих улазних брзина при принудној конвекцији. Топлотни флуks у близини разделне површине је срачунат директно из температурског поља без коришћења било каквог модела. Феномени који настају у близини микро-слоја су моделирани помоћу модела микро области, зато што је дебљина микро-слоја много мања у поређењу са димензијама ћелије мреже. Претпостављајући да је пренос масе узрокован једино топлотном енергијом, брзина промене фазе је поједностављена као:  $\dot{m} = \Gamma S_{iso} / V$ , где је  $\Gamma$  брзина промене фазе на разделној површини,  $S_{iso}$  величина разделне површине унутар ћелије,  $V$  запремина ћелије. Вискозни некомп्रेसибилни ток је описан помоћу Навије-Стоксових једначина које су дискретизоване полу-имплицитном методом у времену. За просторну дискретизацију је коришћена ортогонална мрежа методе контролних запремина са помереним распоредом променљивих.

Sanna и др. [67] су коришћењем хибридног нумеричког програма, у коме је комбиновано потпуно решење тродимензионалне, нестационарне енергетске једначине за чврсти супстрат и полуемпиријског модела који представља физичке феномене са стране течности, скратили рачунско време извршења симулација. Они су методом контролних запремина са Декаратовим координатама симулирали понашање појединачног мехура на разним врстама супстрата као и локално прегрејање зида у близини места нуклеације мехура. За моделирање процеса преноса топлоте су користили две врсте модела: модел микро-слоја и модел контактне линије. За први модел, се претпоставља да се танак слој течности налази између мехура и супстрата што доводи до кондукције у течности. Крива расподеле коефицијента преноса топлоте има врх у центру контактне површине (тј. претпоставља се да микрослој има своју минималну дебљину). Други модел претпоставља да интензивно испаравање настаје на разделној линији (линија која раздваја течну, чврсту и гасовиту фазу), док је претпостављено да је на унутрашњој површини коефицијент преноса топлоте једнак нули. Модел контактне линије условљава веома велики коефицијент преноса топлоте, што одговара обиму контактне површине полупречника

$R_c(t) = R_b(t) \sin \varphi$  . У овој области, једино се јавља кондукција у течном микрослоју дебљине  $\delta_{ML}$  . Валидација нумеричког програма резултатима раста мехура на танким металним фолијама показује да програм може врло прецизно да симулира раст мехура и варијације локалног прегрејања грејног зида у близини клијалишта мехура.

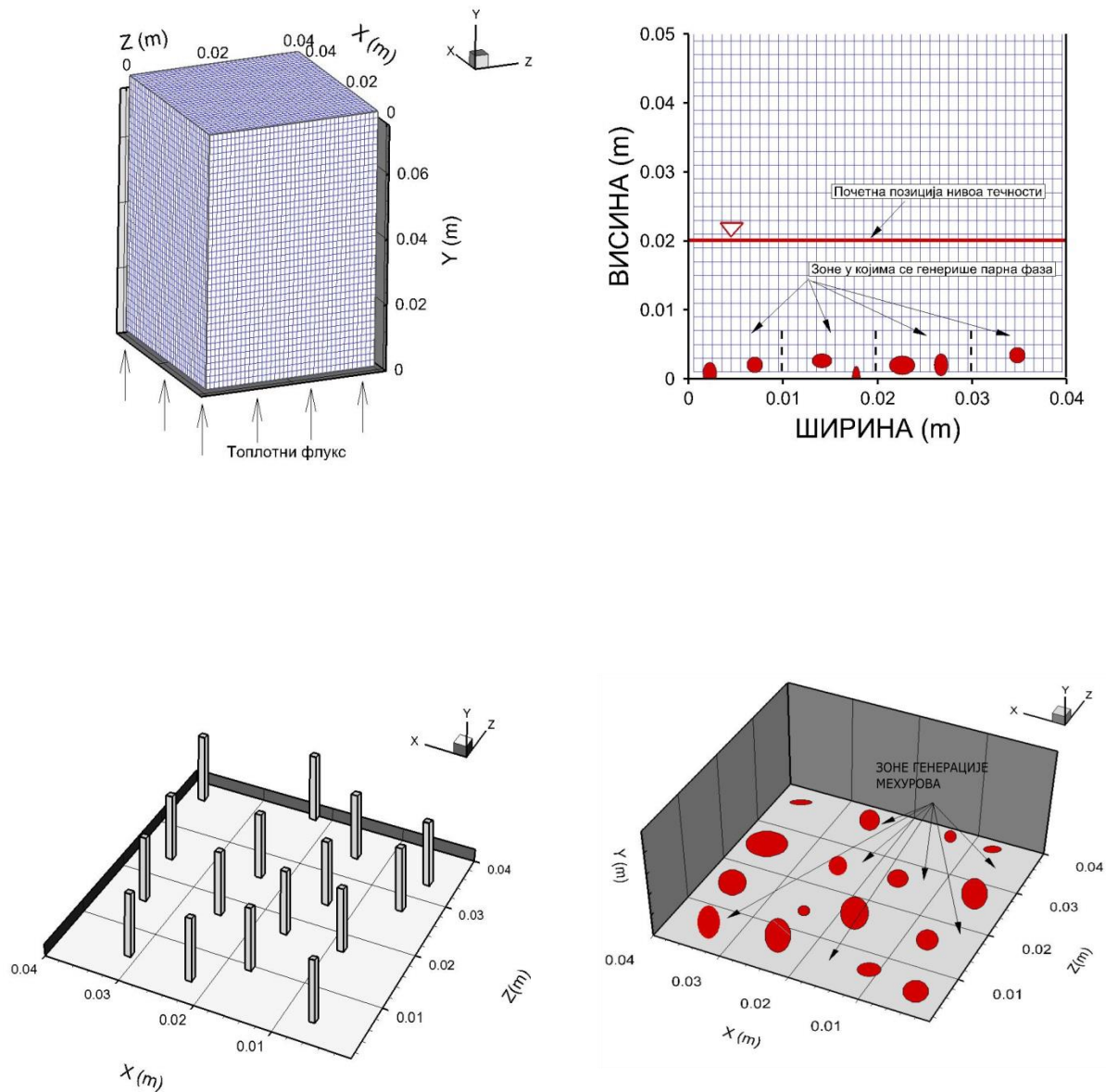
### 3. Приказ нумеричке методе решавања модела

Физички механизам двофазног тока је сложен. Стога се потпуно разумевање механизма двофазног тока као и његов теоретски опис суочава са великим изазовима због потешкоћа да се укључе сви аспекти овог процеса, као на пример, транспортни процеси на међуфазној површини и тополошка промена разделне површине између фаза. Предвиђање кључања у великој запремини течности захтева моделирање и нумеричку симулацију феномена раста мехура на микро нивоу, као и понашање двофазне мешавине на грејној површини на макро нивоу. У овом раду је спроведена тродимензионална нумеричка симулација кључања у великој запремини за различите вредности топлотног флуksа. На микро нивоу феномен на грејној површини је моделиран помоћу кључних параметара генерације паре на загрејаном зиду, као што су густина мехура, време раста мехура на загрејаном зиду и одређени стохастички избор места центара нуклеације, тј. места појаве мехурова. Претпоставља се да је топлотни флуks са загрејаног зида на двофазну мешавину неуниформно распоређен на грејној површини са максималним вредностима на местима нуклеације мехурова. Места нуклеације су одређена функцијом случајних бројева, при чему густина центара нуклеације зависи од карактеристика материјала и храпавости грејне површине. Примењена нумеричка мрежа може да репрезентује центре нуклеације и за глатке полиране грејне површине и за храпаве површине за услове атмосферског кључања у великој запремини. Феномен макро нивоа је моделиран применом модела два флуида за течну и парну фазу. Међуфазно трење је моделирано применом одговарајућих конститутивних корелација. На основу примењеног модела је представљено понашање двофазне мешавине на грејној површини при чему је укључено предвиђање нивоа течне фазе. На овај начин су симулирани услови нуклеације кључања у великој запремини са појавом прегревања и предвиђање критичног топлотног флуksа. Такође је нумерички симулирана промена температурског поља унутар загрејаног зида. На тај начин је спроведена нумеричка симулација и анализа сложеног процеса кључања узимајући у обзир микроскопске процесе генерације паре и макроскопске природне циркулације двофазне мешавине на грејној површини.

### 3.1. Опис модела

Кључање у великој запремини је симулирано у четвртастој посуди са непомићном водом на притиску и температури сатурације висине од 2cm, слика 3.1. Почетна висина воденог стуба је одређена у зависности од физичких услова спроведеног експеримента. Посуда је отворена ка атмосфери. Ниво течности одговара нивоу двофазне мешавине у БЕТА експерименту, Theofanous [34, 68]. За време генерисања парне фазе ниво течности се динамички помера и његова позиција је предвиђена овим моделом. Запремина изнад овог нивоа, па до врха посуде је испуњена паром, слика 3.1. Током симулације кључања не додаје се вода у посуду, што доводи до сталног пражњења воде током испаравања. Да би вода тотално испарила из посуде за топлотни флуks од  $1500\text{kW/m}^2$  потребно је око 27 s. Пражњење воде из посуде услед кључања нема никакав утицај на овде представљени модел, јер је нумеричка симулација вршена за временски период од 3 секунде после почетног стања, што се показало као довољан временски интервал за успостављање квазистационарног стања, а за то време је смањење масе воде занемарљиво.

Дно посуде је направљено од бакра, који има велику температурску проводност и загрева се униформним топлотним флуksом на доњој површини грејног зида. Загревање доњег зида почиње 0,1 s после почетка нумеричке симулације и циљ прорачуна током овог периода је да се постигне одговарајуће поље притиска у посуди. Дно посуде је подељено на зоне, слика 3.1. Димензије зоне зависе од хрпавости зида и одговарају густини центара нуклеације (4x4 зоне, квадратног облика димензија  $0,00577\text{m} \times 0,00577\text{m}$  које одговарају густини нуклеације од  $3\text{cm}^{-2}$ ,  $0,003162\text{m} \times 0,003162\text{m}$  за густину нуклеације  $10\text{cm}^{-2}$ ,  $0,00258\text{m} \times 0,00258\text{m}$  за густину нуклеације  $15\text{cm}^{-2}$ ,  $0,00169\text{m} \times 0,00169\text{m}$  које одговарају густини нуклеације од  $35\text{cm}^{-2}$ ). У свакој зони се јавља центар нуклеације и свака зона се састоји од сто (10x10) или већег броја контролних запремина (у зависности од густине примењене мреже).



Слика 3.1. Примењена нумеричка мрежа са зонским распоредом на грејном зиду

Локација на којој се генерише мехур унутар зоне зависи од функције случајних бројева, која је коришћена да би се одредио положај мехура. Претпостављено је да се током времена само један мехур генерише унутар једне зоне. Топлота се преноси на центар нуклеације који се посматра као топлотни понор, док се на местима где нема нуклеације претпоставља конвективна размена топлоте између зида и двофазне мешавине.



### 3.1.1. Параметри микро нивоа

Димензије посуде су узете тако да представе бесконачну равну геометрију. Дужина капиларе воде је узета за скалирање бесконачне геометрије и дата је са [69, 70]:

$$L_c = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_1 - \rho_2)}} \quad (3.1)$$

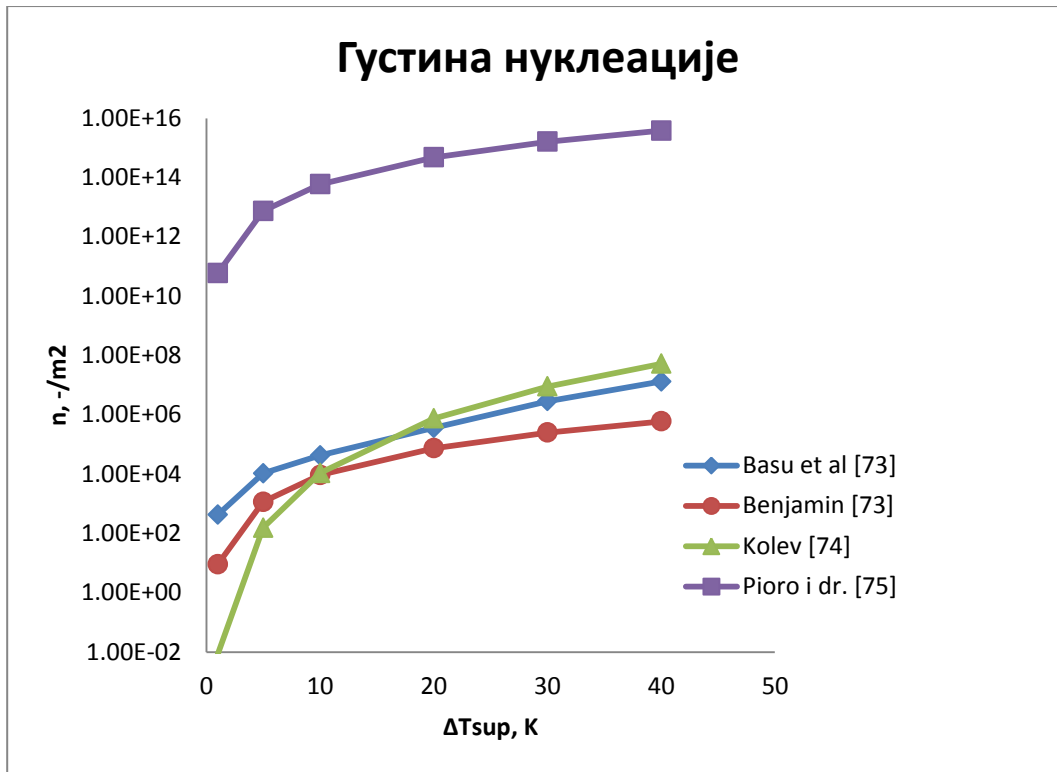
Вредност за  $L_c$  је  $2,5 \cdot 10^{-3}$  m за атмосферске услове. То је неколико пута мање од ширине посуде која се симулира у овом случају. Дно је подељено на зоне. Ширина зоне зависи од густине центара нуклеације. Однос између густине центара нуклеације  $n$  и ширине зоне  $b$  је дат следећим изразом:

$$b = \frac{1}{\sqrt{n}} \quad (3.2)$$

Ширини од 0,01m, одговара густина нуклеације од  $10^4$  центара/m<sup>2</sup>. Густина центара нуклеације зависи од топлотног флукаса, храпавости грејне површине, контактеног угла квашења и термо-физичких карактеристика радног флуида и грејног зида. Резултати директног мерења густине нуклеације су дати на слици 3.2. Приказано је повећање густине центара нуклеације са повећањем топлотног флукаса.

Вредности за густину центара нуклеације су између  $10^3$ m<sup>-2</sup> и  $10^7$ m<sup>-2</sup> за атмосферске услове. Ако је храпавост површине мања, број центара нуклеације је мањи и мања је густина центара нуклеације. На контактни угао квашења утичу храпавост површине и услови површине (старост површине). Пречник мехура у тренутку одвајања од зида се рачуна на следећи начин [71]:

$$D_b = 0,0208 \cdot \theta \cdot L_c \quad (3.3)$$



Слика 3.2. Зависност густине нуклеације од прегрејања зида за експерименталне податке из литературе

У табели 3.1 су дати типични параметри микро нивоа на грејној површини на којој кључа флуид: контактни угао, пречник мехура и густина центара нуклеације за површине различите храпавости. Храпавост глатке површине је мала; отуда, кључање на глаткој површини се карактерише са малим вредностима густине центара нуклеације. Површинска храпавост утиче и на контактни угао  $\theta$ . На пример, контактни угао квашења се повећава за глатке загрејаче. За грубе површине контактни угао износи приближно 5 степени [34]. На атмосферском притиску пречник мехура који се одваја од грејне површине је према једначини (3.3)  $2,6 \cdot 10^{-4} m$ .

Табела 3.1. Типични параметри микро нивоа

	$\theta$	$D_b$	$n$
гладак загрејани зид	40	$2.08 \cdot 10^{-3}$	$2.3 \cdot 10^5$
храпав загрејани зид	5	$2.6 \cdot 10^{-4}$	$1.5 \cdot 10^7$

Други параметар који одређује динамику кључања у великој запремини, је време боравка мехура на грејној површини. Оно се може одредити помоћу једначине (3.3) и следеће једначине која даје зависност пречника мехура током његовог раста у зависности од Јакобсовог броја  $Ja$ , емпиријских параметара  $\beta$  и  $\gamma$ , коефицијента топлотне дифузивности  $a$  и времена боравка мехура на грејној површини  $\tau$  [69]:

$$D_b = 2 \left( \gamma Ja + \sqrt{\gamma^2 Ja^2 + 2\beta Ja} \right) \sqrt{a\tau} \quad (3.4)$$

где је  $Ja$  Јакобсов број:

$$Ja = \frac{c_p \Delta T}{r_{12}} \frac{\rho_1}{\rho_2} \quad (3.5)$$

где су  $\rho_1$  и  $\rho_2$  густина течне и парне фазе,  $r_{12}$  латентна топлота испаравања течне фазе и  $c_p$  специфични топлотни капацитет материјала грејне површине. За контактни угао од  $40^\circ$  и  $90^\circ$  је следствено  $\gamma=0,1$  и  $\gamma=0,49$ . Емпиријски параметар  $\beta=6$ .

Дакле, према једначинама (3.3) и (3.4) добија се да је време настанка мехура у функцији од угла квашења и Jacobs-овог броја:

$$\tau = \frac{(0,0208 \cdot \theta)^2 L_c^2}{4a \left( \gamma Ja + \sqrt{\gamma^2 Ja^2 + 2\beta Ja} \right)^2} \quad (3.6)$$

Усвајајући да је коефицијент прелаза топлоте при кључању воде одређен Thom-овом корелацијом [72]:

$$h = 1,9712 e^{(2p/8687)} (T_w - T_{sat}), \quad (3.7)$$

може се време раста и одвајања мехура на месту нуклеације одредити директно у зависности од топлотног флукса,  $Ja$  броја и контактног угла.

## 3.2. Једначине одржања

Моделирана су два различита региона: двофазни ток у базену и кондукција у грејном зиду са конвекцијом на граничној површини грејног зида и двофазне мешавине. Двофазно струјање је моделирано коришћењем модела два флуида [76, 77]. Решаване су једначине одржања масе, количине кретања и енергије за обе фазе посебно, а транспортни процеси на разделним површинама су моделирани помоћу конститутивних корелација. Двофазно струјање је моделирано као полукомпресибилно, занемарен је акустички ефекат. Површински напон је занемарен и исти је притисак за обе фазе унутар контролне запремине.

Динамика флуида:

Једначина одржања масе:

$$\frac{\partial(\alpha_k \rho_k)}{\partial t} + \frac{\partial(\alpha_k \rho_k u_{k,i})}{\partial x_i} = (-1)^k (\Gamma_e - \Gamma_c) \quad (3.8)$$

Једначина одржања количине кретања:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\alpha_k \rho_k u_{k,i})}{\partial t} + \frac{\partial(\alpha_k \rho_k u_{k,i} u_{k,j})}{\partial x_i} = & -\alpha_k \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \alpha_k \left( \rho_k v_k \frac{\partial u_{k,i}}{\partial x_j} \right) \right] + \\ & \alpha_k \rho_k g_i + (-1)^k (\Gamma_e - \Gamma_c) u_{ik,i} + F_{21,i} \end{aligned} \quad (3.9)$$

Једначина одржања енергије:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\alpha_k \rho_k T_k)}{\partial t} + \frac{\partial(\alpha_k \rho_k u_{k,i} T_k)}{\partial x_i} = & \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{\lambda_k}{c_{p,k}} \frac{\partial T_k}{\partial x_i} \right) + (-1)^k (\Gamma_e - \Gamma_c) T_k \\ & + (2 - \lambda) \dot{q}_b / c_{p,k} \end{aligned} \quad (3.10)$$

где је  $k=1$  за течност и  $k=2$  за пару. Параметри  $u$ ,  $p$  и  $T$  су усредњене брзине, притисак и температура, следствено. Турбулентни ефекти су занемарени и претпостављено је ламинарно струјање. Изворни чланови за масу, количину кретања и енергију су дати на десним странама билансних једначина. Брзине испаравања и кондензације су представљене са  $\Gamma_e$  и  $\Gamma_c$ . Сила међуфазног трења је дата са  $F_{21,i}$ . Члан  $\dot{q}_b$  представља запремински топлотни флуks са зида на одговарајућу фазу по јединици запремине у произвољно изабраној контролној запремини у оквиру сваке зоне уколико је запремински удео парне фазе мањи од 1.

Да би се затворио горњи систем једначина потребно је додати и

$$\alpha_1 + \alpha_2 = 1 \quad (3.11)$$

Енергетска једначина за грејни зид:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \nabla^2 T + \frac{\dot{q}_h}{(\rho c)_w} - \frac{\dot{q}_b}{(\rho c)_w} \quad (3.12)$$

где је  $\dot{q}_h$  запремински извор топлоте у зиду, тј. електрични грејач, док је  $\dot{q}_b$  топлотни понор у контролној запремини на грејном зиду, који се јавља због раста мехура (у исто време ова вредност представља и топлотни извор у контролној запремини флуида на зиду кад се појави раст мехура). Претпоставља се да се нуклеација мехура не јавља, тј. топлотни извор је једнак нули, ако запремински удео парне фазе на грејној површини пређе 0,99.

### 3.3. Конститутивне корелације

Да би се систем једначина могао решити потребно је дефинисати изразе за следеће величине: изворни члан који потиче од међуфазног трења, брзина испаравања, брзина кондензације.

Изворни члан који потиче од међуфазног трења се дефинише на следећи начин [76]:

$$F_{21,i} = \frac{3}{4} \alpha_2 \rho_1 \frac{C_D}{D_p} \sqrt{\sum_{j=1}^3 (u_{2,j} - u_{1,j})^2} (u_{2,i} - u_{1,i}), \quad (3.13)$$

где је  $C_D$  коефицијент међуфазног трења, а  $D_p$  је пречник мехура. Коефицијент међуфазног трења је задат следећим изразом [76]:

$$C_D = 1,487 D_p \left( \frac{g \Delta \rho}{\sigma} \right)^{1/2} (1 - \alpha_2)^3 (1 - 0,75 \alpha_2)^2. \quad (3.14)$$

Процес испаравања, односно кондензације зависи од термодинамичких величина стања двофазне мешавине. Прелазак течне фазе у парну одређен је брзином испаравања, а прелазак парне у течну брзином кондензације. Брзине кондензације и испаравања на разделној површини парне и течне фазе су одређене једноставним емпиријским моделом који узима у обзир време релаксације при промени фазе  $\tau$ . Овај емпиријски модел је потврђен при прорачуну нестационарне промене притиска за нестационарни случај испаравања и кондензације при акумулацији паре [78].

Прелазак из течне у парну фазу ће настати када је енталпија течне фазе већа од енталпије на линији засићења, односно на доњој граничној кривој. Интензитет испаравања износи [77]:

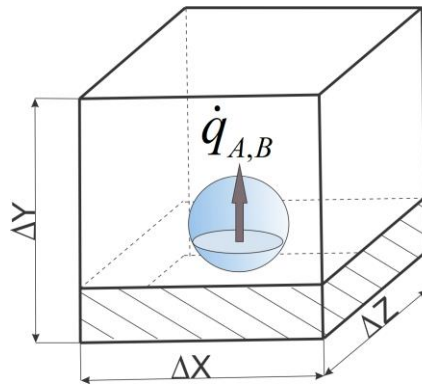
$$\Gamma_e = \frac{\alpha_1 \rho_1}{\tau} \frac{\mathbf{h}_1 - \mathbf{h}'}{\mathbf{h}'' - \mathbf{h}'} \quad (3.15)$$

До кондензације унутар контролне запремине долази када се пара нађе у контакту са потхлађеним флуидом, када је енталпија течне фазе нижа од енталпије сатурације. Брзина кондензације [77]:

$$\Gamma_c = \frac{\alpha_1 \rho_1}{\tau} \frac{\mathbf{h}' - \mathbf{h}_1}{\mathbf{h}'' - \mathbf{h}'} \quad (3.16)$$

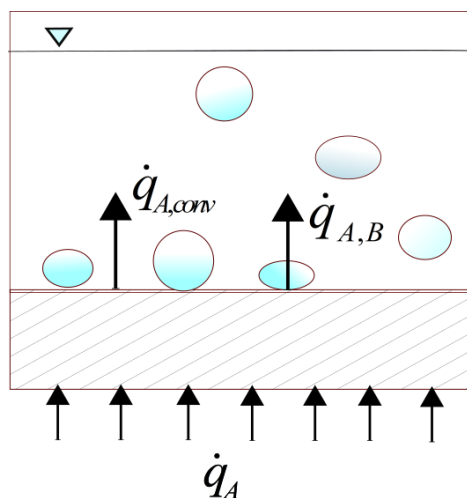
Пренос топлоте на грејној површини на местима клијања мехурова (слика 3.7., 3.8.) се може изразити једначином:

$$\dot{q}_{A,B} \cdot \Delta x \cdot \Delta z = \frac{\frac{4}{3} \pi \left(\frac{D}{2}\right)^3 \cdot \rho_2 \cdot r}{\tau} = \dot{q}_{V,B} \cdot \Delta x \Delta y \Delta z, \quad (3.17)$$



Слика 3.7. Контролна запремина на месту раста мехура

где је  $\dot{q}_{A,B}$  флуks који се преда мехуру са грејне површине;  $\dot{q}_{V,B}$  запремински топлотни флуks у контролној запремини;  $D$  пречник мехура;  $\tau$  време раста мехура;  $\rho_2$  густина паре;  $r$  латентна топлота испаравања;  $\Delta x, \Delta y, \Delta z$  димензије контролне запремине.



Слика 3.8. Пренос топлоте између грејног зида и двофазне мешавине

Ако је запремински удео течности у двофазној мешавини на грејној површини  $\alpha_1 > 2 \cdot 10^{-6}$ , претпостављамо да је течност у облику филма који кваси грејну површину, тада је грејна површина у контакту са течним филмом и на том делу грејне површине имамо конвективно хлађење загрејане површине течним филмом. Тада је провођење топлоте кроз зид једнако провођењу топлоте кроз течност која кваси грејну површину и може се изразити једначином:

$$\dot{q}_{A,conv} = -\lambda_w \left( \frac{\Delta T_z}{\Delta y} \right)_w = -\lambda_1 \left( \frac{\Delta T}{\Delta y} \right)_1, \quad (3.18)$$

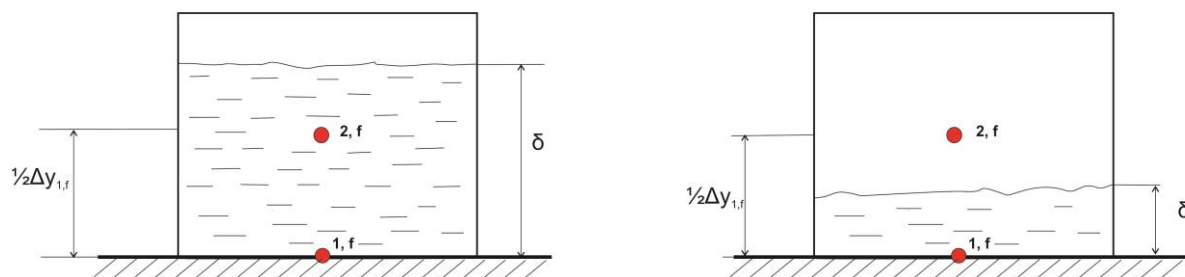


$$\lambda_w \frac{T_{w,N+1} - T_{w,N}}{\Delta y_{w,N}} = \lambda_1 \frac{T_{1,2} - T_{1,1}}{\Delta y_{1,1}} \quad (3.19)$$

где су  $\lambda_w$  и  $\lambda_1$  коефицијенти провођења топлоте за зид и воду,  $T_{w,N+1}$  и  $T_{w,N}$  температуре зида у N+1 и N-тој контролној запремини на граници са двофазном мешавином;  $T_{1,2}$  и  $T_{1,1}$  температура течности у првој и другој контролној запремини на граничној површини у контакту са двофазном мешавином;  $\Delta y_{w,N}$  и  $\Delta y_{1,1}$  су апсолутне вредности одговарајућих растојања у правцу вертикалне у-осе између два суседна чвора, следствено на горњој граници грејног зида и доњој граници двофазне мешавине.

До конвективне размене топлоте долази у контролној запремини на самој граничној површини између зида и двофазне мешавине (слика 3.9.); контролна запремина је у контакту са зидом и при томе разликујемо два случаја:

(1) дебљина течног филма ( $\delta$ ) у контролној запремини је мања од половине њене висине ( $\delta < \frac{\Delta y_{1,f}}{2}$ ) и у том случају усвајамо да је  $\Delta y_{1,1} = \delta$  ;



Слика 3.9. Контролна запремина на граничној површини између грејног зида и двофазне мешавине

(2) дебљина течног филма у контролној запремини је већа од половине њене висине (  $\delta > \frac{\Delta y_{1,f}}{2}$  ) и у том случају усвајамо да је  $\Delta y_{1,1} = \frac{\Delta y_{1,f}}{2}$ .

У случају да је  $\alpha_1 < 2 \cdot 10^{-6}$ , тј. да у граничној контролној запремини немамо течност, занемарује се конвективна размена топлоте са загрејаног зида на пару с обзиром да је пара знатно лошији хладилац од течности, и у том случају је  $\dot{q}_{A,B} = 0$ .

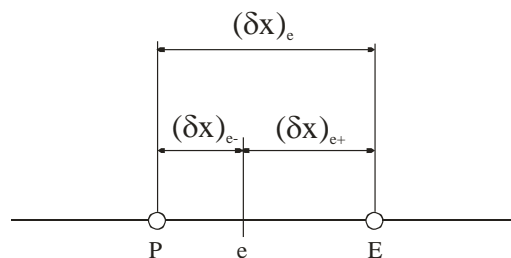
### 3.3.1. Еквивалентни коефицијент провођења топлоте

Најчешће коришћена процедура за одређивање кондукције између различитих фаза је да се претпостави линеарна зависност између тачака Р и Е, слика 3.10 [79]:

$$\lambda_e = f_e \lambda_p + (1 - f_e) \lambda_E, \quad (3.20)$$

где се фактор интерполације дефинише на следећи начин:

$$f_e = \frac{\delta x_{e^+}}{(\delta x)_e}. \quad (3.21)$$



Слика 3.10. Прелаз топлоте између зида и двофазне мешавине

Неопходно је добити добро предвиђање топлотног флукса на површини:

$$q_e = \frac{\lambda_e(T_P - T_E)}{(\delta x)_e}, \quad (3.22)$$

који се користи у дискретизованим једначинама.

Контролна површина која окружује тачку Р је попуњена материјалом униформног коефицијента кондукције  $\lambda_p$ , а око тачке Е је материјал коефицијента кондукције  $\lambda_E$ . Добија се:

$$q_e = \frac{T_P - T_E}{(\delta x)_{e^-} / \lambda_p + (\delta x)_{e^+} / \lambda_E}, \quad (3.23)$$

и  $\lambda_e = \left( \frac{1-f_e}{\lambda_p} + \frac{f_e}{\lambda_E} \right)^{-1}$  и ако је граница постављена на средини између тачака Р и Е:

$$\lambda_e^{-1} = 0.5(\lambda_p^{-1} + \lambda_E^{-1}), \quad (3.24)$$

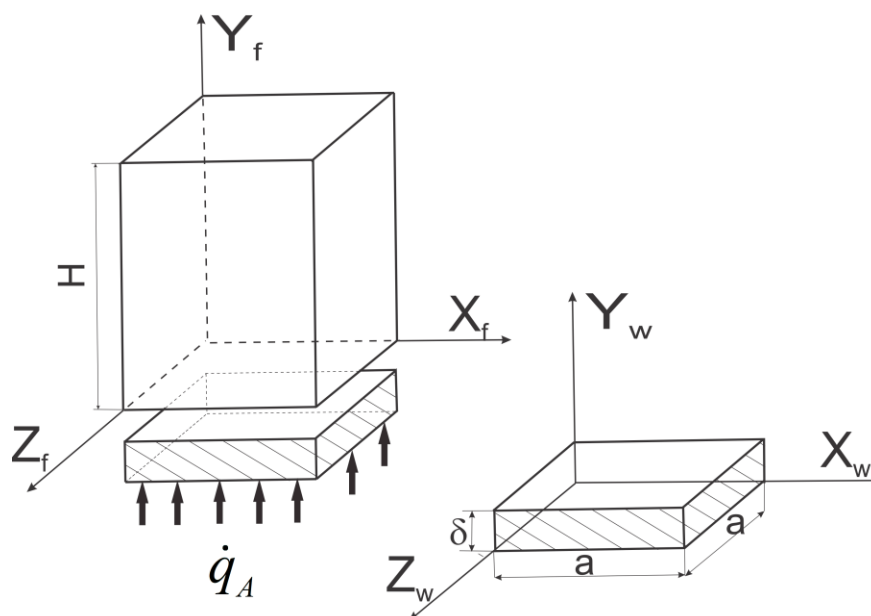
или

$$\lambda_e = \frac{2\lambda_p\lambda_E}{\lambda_p + \lambda_E}. \quad (3.25)$$

### 3.4. Гранични услови

Претпоставља се да је посуда адијабатски изолована и да је на излазу атмосферски притисак. Компоненте брзине управне на бочне зидове су једнаке нули и нема њихове промене у осталим правцима. Такође, брзина је једнака нули на горњој површини грејног зида (слика 3.11.). Претпостављени су адијабатски гранични услови за температуру на бочним зидовима и на горњем зиду посуде. На доњој површини грејног зида задат је

униформни топлотни флуks  $\dot{q}_A$ , док су бочне стране грејног зида адијабатски изоловане. На горњој површини грејног зида је претпостављена случајна генерација мехурова у свакој од  $4 \times 4$  зона функцијом случајних бројева у коду програма. Ове случајно изабране контролне запремине на горњој површини грејног зида представљају топлотне поноре, док одговарајуће контролне запремине у двофазној мешавини представљају топлотне изворе за процес испаравања. У области грејног зида где нема генерације мехурова узета је у обзир конвективна размена топлоте са зида на двофазну мешавину.



Слика 3.11. Гранични услови за флуидну запремину и за грејни зид

## Гранични услови за флуидну запремину

- Бочна страна – лево:

$$\begin{aligned}x &= 0, & 0 \leq y \leq H, & & 0 \leq z \leq a, \\u &= 0, & \frac{\partial v}{\partial x} &= 0, & \frac{\partial w}{\partial x} &= 0, & \frac{\partial T}{\partial x} &= 0\end{aligned}\tag{3.26}$$

- Бочна страна – десно:

$$\begin{aligned}x &= a, & 0 \leq y \leq H, & & 0 \leq z \leq a, \\u &= 0, & \frac{\partial v}{\partial x} &= 0, & \frac{\partial w}{\partial x} &= 0, & \frac{\partial T}{\partial x} &= 0\end{aligned}\tag{3.27}$$

- Бочна страна – позади:

$$\begin{aligned}0 \leq x \leq a, & & 0 \leq y \leq H, & & z = 0, \\ \frac{\partial u}{\partial z} &= 0, & \frac{\partial v}{\partial z} &= 0, & w &= 0, & \frac{\partial T}{\partial z} &= 0\end{aligned}\tag{3.28}$$

- Бочна страна – напред:

$$\begin{aligned}0 \leq x \leq a, & & 0 \leq y \leq H, & & z = a, \\ \frac{\partial u}{\partial z} &= 0, & \frac{\partial v}{\partial z} &= 0, & w &= 0, & \frac{\partial T}{\partial z} &= 0\end{aligned}\tag{3.29}$$

- Доња страна на граници са грејним зидом:

$$\begin{aligned}
 &0 \leq x \leq a, \quad y = 0, \quad 0 \leq z \leq a \\
 &u = v = w = 0, \quad \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right)_w = \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right)_1
 \end{aligned} \tag{3.30}$$

- Горња страна:

$$\begin{aligned}
 &0 \leq x \leq a, \quad y = H, \quad 0 \leq z \leq a \\
 &\frac{\partial u}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial v}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial w}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial y} = 0
 \end{aligned} \tag{3.31}$$

### Гранични услови за грејни зид:

- Бочна страна – лева:

$$\begin{aligned}
 &x = 0, \quad 0 \leq y \leq \delta, \quad 0 \leq z \leq a, \\
 &u = 0, \quad \frac{\partial v}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial w}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial x} = 0
 \end{aligned} \tag{3.32}$$

- Бочна страна – десна:

$$\begin{aligned}
 &x = a, \quad 0 \leq y \leq \delta, \quad 0 \leq z \leq a, \\
 &u = 0, \quad \frac{\partial v}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial w}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial x} = 0
 \end{aligned} \tag{3.33}$$

- Бочна страна – предња

$$\begin{aligned}
 &0 \leq x \leq a, \quad 0 \leq y \leq \delta, \quad z = a, \\
 &\frac{\partial u}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial v}{\partial z} = 0, \quad w = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial z} = 0
 \end{aligned}
 \tag{3.34}$$

- Бочна страна – задња

$$\begin{aligned}
 &0 \leq x \leq a, \quad 0 \leq y \leq \delta, \quad z = 0, \\
 &\frac{\partial u}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial v}{\partial z} = 0, \quad w = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial z} = 0
 \end{aligned}
 \tag{3.35}$$

- Доња страна:

$$\begin{aligned}
 &0 \leq x \leq a, \quad y = 0, \quad 0 \leq z \leq a, \\
 &q_A = \text{const} = -\lambda \frac{\partial T}{\partial y}
 \end{aligned}
 \tag{3.36}$$

- Горња страна:

✓ за конвективну размену:

$$\begin{aligned}
 &0 \leq x \leq a, \quad y = \delta, \quad 0 \leq z \leq a, \\
 &\left( \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right)_w = \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right)_1
 \end{aligned}
 \tag{3.37}$$

✓ на местима раста мехурова:

$$0 \leq x \leq a, \quad y = \delta, \quad 0 \leq z \leq a,$$

$$\dot{q}_{A,B} = \frac{\frac{4}{3}\pi\left(\frac{D}{2}\right)^3 \cdot \rho_2 \cdot r}{\tau} \quad (3.38)$$

## 3.5. Примена методе контролних запремина и методе SIMPLE за нумеричко решавање кључања двофазне мешавине

### 3.5.1. Подела струјног простора на контролне запремине

За решавање једначина којима је описана нестационарна природна конвекција двофазне мешавине у великој запремини примењен је метод контролних запремина. Струјни простор је посматран у оквиру нумеричке мреже, односно простор је издељен на већи број мањих рачунских домена тј. контролних запремина у којима се рачунају термохидраулички параметри двофазне мешавине. Центри контролних запремина се називају чворовима, а контролне запремине се обележавају индексним променљивим  $i, j, k$  чије се вредности повећавају дуж  $x, y$  и  $z$  координата Декартовог координатног система.

Положај контролних запремина мора бити такав да покривају цео струјни простор, а да се не преклапају међусобно док њихове димензије зависе од конкретног проблема који се решава, што омогућава да оне могу бити међусобно различитих димензија. При избору димензија контролних запремина треба имати у виду интензитет промене величине која се израчунава у неком делу струјног простора, тј. у оном делу струјног простора где се величина брже мења, мрежа треба да буде финија и обрнуто, где се величина спорије мења мрежа може бити грубља. Прорачун може бити бржи уколико су све контролне запремине међусобно једнаке.



### 3.5.2. Дискретизација парцијалних диференцијалних једначина

Струјање двофазне мешавине у великој запремини је описано билансним једначинама масе и количине кретања написаним за течну и парну фазу, и билансом енергије за течну фазу. Ови закони формирају систем парцијалних диференцијалних једначина елиптичког типа које се решавају нумерички применом методе контролних запремина. Дискретизација ових парцијалних диференцијалних једначина је извршена њиховом интеграцијом по контролним запреминама различитих димензија у Декартовом координатном систему.

Како би се нумерички решио систем парцијалних диференцијалних једначина, континуална информација садржана у егзактном решењу диференцијалне једначине се замењује дискретним вредностима [79]. Зато што се расподела променљиве  $\Phi$  дискретизује, ова врста нумеричких метода се назива дискретизационим методама. Према томе, нумерички метод је сличан експерименталном приступу одређивања дистрибуције физичких величина, јер се и у једном и у другом случају као резултат добија коначан број нумеричких вредности посматране физичке величине  $\Phi$ . Да би се добило дискретно решење потребно је систем парцијалних диференцијалних једначина превести у алгебарски еквивалент чије је решавање нумерички могуће. Дискретизација и алгоритам решавања зависе од изабране нумеричке методе. Генерална алгебарска једначина, или како се често назива диференцна једначина, добија се дискретизацијом диференцијалне једначине, за унапред дефинисане – изабране тачке простора и дате – изабране временске тренутке. Општи облик дискретизоване једначине за тродимензијски проблем изгледа овако :

$$\begin{aligned} a_{i,j,k} \Phi_{i,j,k} = & a_{i-1,j,k} \Phi_{i-1,j,k} + a_{i+1,j,k} \Phi_{i+1,j,k} + a_{i,j-1,k} \Phi_{i,j-1,k} \\ & + a_{i,j+1,k} \Phi_{i,j+1,k} + a_{i,j,k-1} \Phi_{i,j,k-1} + a_{i,j,k+1} \Phi_{i,j,k+1} + b \end{aligned} \quad (3.39)$$

где су:

$a_{i,j,k} [-]$  - множител којим се множи величина  $\Phi$

$b[-]$  - слободан члан у једначини

$\Phi_{i,j,k}$  - зависно променљива величина.

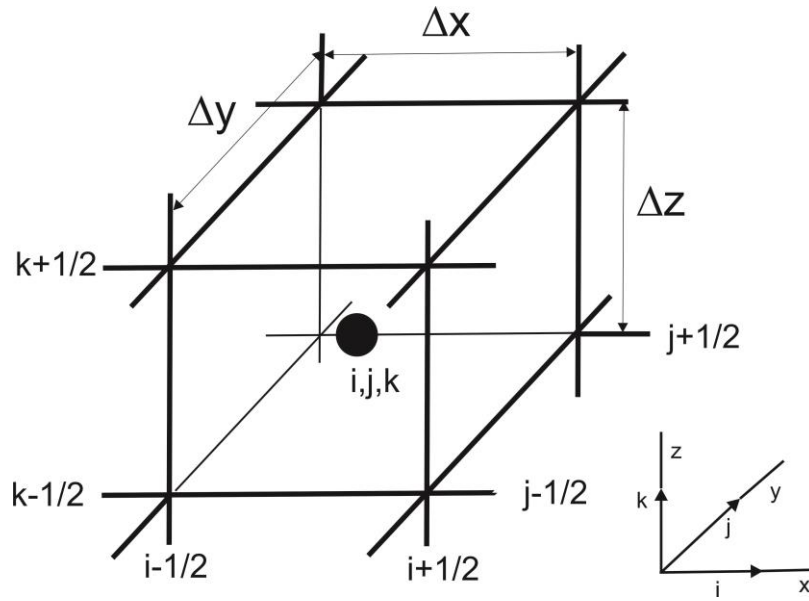
Дискретизацијом биланса масе за течну фазу добија се [77]:

$$\begin{aligned}
 & \frac{(\alpha_1 \rho_1 - \alpha_1^0 \rho_1^0)_{i,j,k} \Delta x_i \Delta y_j \Delta z_k}{\Delta t} + \left[ (\alpha_1 \rho_1 u_1)_{i+1/2,j,k} - (\alpha_1 \rho_1 u_1)_{i-1/2,j,k} \right] \Delta y_j \Delta z_k + \\
 & + \left[ (\alpha_1 \rho_1 v_1)_{i,j+1/2,k} - (\alpha_1 \rho_1 v_1)_{i,j-1/2,k} \right] \Delta x_i \Delta z_k + \\
 & + \left[ (\alpha_1 \rho_1 w_1)_{i,j,k+1/2} - (\alpha_1 \rho_1 w_1)_{i,j,k-1/2} \right] \Delta x_i \Delta y_j \\
 & = \left[ -\Gamma_e + \Gamma_c + \dot{M}_{FW} \right]_{i,j,k} \Delta x_i \Delta y_j \Delta z_k
 \end{aligned} \tag{3.40}$$

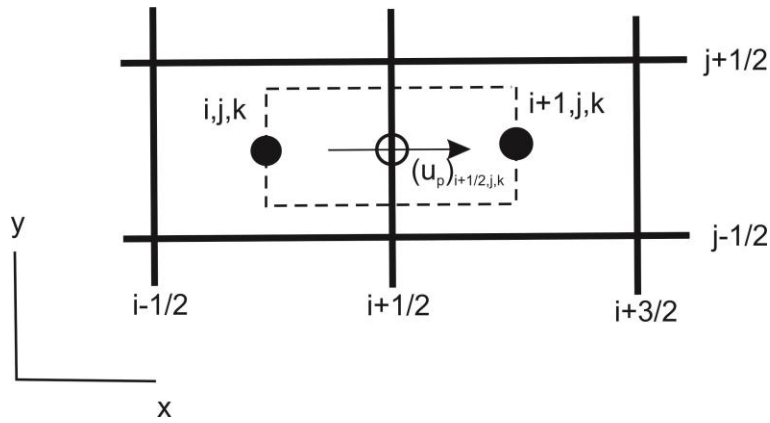
где је експонентом 0 обележена вредност у претходном тренутку, док величине без експонента представљају вредности у новом тренутку. Помоћу узводне диференце шеме (upwind) извршено је одређивање запреминског удела парне фазе и густине у контролним запреминама нпр.

$$(\alpha_1)_{i+1/2,j,k} = \left\{ \begin{array}{l} (\alpha_2)_{i,j,k}, \text{ ако је } (u_2)_{i+1/2,j,k} > 0 \\ (\alpha_2)_{i+1,j,k}, \text{ ако је } (u_2)_{i+1/2,j,k} < 0 \end{array} \right\} \tag{3.41}$$

Приликом дискретизације билансних једначина количине кретања интеграција је вршена по помереним контролним запреминама. Типична контролна запремина и померена контролна запремина у хоризонталном правцу су приказане на сликама 3.4. и 3.5.



Слика 3.4. Типична контролна запремина коришћена за интеграцију једначина конзервације скаларних параметара тока [77]



Слика 3.5. Померена контролна запремина коришћена за интеграцију једначине одржања кретања [77]

Дискретизовани облик билансне једначине количине кретања пројектоване на x-осу гласи [77]:

$$\begin{aligned}
& \left[ (u_p)_{i+1/2,j,k} - (u_p)_{i+1/2,j,k}^0 \right] \frac{(\alpha_p^0 \rho_p^0)_{i+1/2,j,k} \Delta x_{i+1/2} \Delta y_j \Delta z_k}{\Delta t} + \\
& \left\{ (\alpha_p \rho_p u_p)_{i+1,j,k} \left[ (u_p)_{i+1,j,k} - (u_p)_{i+1/2,j,k} \right] + \right. \\
& + (\alpha_p \rho_p u_p)_{i,j,k} \left[ (u_p)_{i+1/2,j,k} - (u_p)_{i,j,k} \right] \left. \right\} \Delta y_j \Delta z_k + \\
& \left\{ (\alpha_p \rho_p v_p)_{i+1/2,j+1/2,k} \left[ (u_p)_{i+1/2,j+1/2,k} - (u_p)_{i+1/2,j,k} \right] + \right. \\
& \left. (\alpha_p \rho_p v_p)_{i+1/2,j-1/2,k} \left[ (u_p)_{i+1/2,j,k} - (u_p)_{i+1/2,j-1/2,k} \right] \right\} \Delta z_k \Delta x_{i+1/2} + \\
& \left\{ (\alpha_p \rho_p w_p)_{i+1/2,j,k+1/2} \left[ (u_p)_{i+1/2,j,k+1/2} - (u_p)_{i+1/2,j,k} \right] + \right. \\
& \left. (\alpha_p \rho_p w_p)_{i+1/2,j,k-1/2} \left[ (u_p)_{i+1/2,j,k} - (u_p)_{i+1/2,j,k-1/2} \right] \right\} \Delta x_{i+1/2} \Delta y_j \\
& = -(\alpha_p)_{i+1/2,j,k} (p_{i+1,j,k} - p_{i,j,k}) \Delta y_j \Delta z_k + (S_{m,p})_{i+1/2,j,k} \Delta x_{i+1/2} \Delta y_j \Delta z_k
\end{aligned} \tag{3.42}$$

Изворни члан за течну фазу  $S_{m,p}$  на десној страни једначине (3.42) се дефинише као:

$$S_{m,1} = \alpha_1 \rho_1 g_x + F_{21,x} + \dot{M}_{FW}(u_{FW} - u_1) \tag{3.43}$$

и за парну фазу

$$S_{m,2} = \alpha_2 \rho_2 g_x + F_{21,x} + (\Gamma_e - \Gamma_c)(u_1 - u_2) \tag{3.44}$$

где се димензија померене контролне запремине дуж  $x$  осе рачуна као  $\Delta x_{i+1/2} = x_{i+1} - x_i$

Дискретизацијом биланса енергије за течну фазу према методи SIMPLE добијено је:

$$\begin{aligned}
& \left[ (\mathbf{h}_p)_{i,j,k} - (\mathbf{h}_p)_{i,j,k}^0 \right] \frac{(\alpha_p^0 \rho_p^0)_{i,j,k} \Delta x_i \Delta y_j \Delta z_k}{\Delta t} + \\
& \left\{ (\alpha_p \rho_p u_p)_{i+\frac{1}{2},j,k} \left[ (\mathbf{h}_p)_{i+\frac{1}{2},j,k} - (\mathbf{h}_p)_{i,j,k} \right] + \right. \\
& + (\alpha_p \rho_p u_p)_{i-\frac{1}{2},j,k} \left[ (\mathbf{h}_p)_{i,j,k} - (\mathbf{h}_p)_{i-1/2,j,k} \right] \left. \right\} \Delta y_j \Delta z_k + \\
& \left\{ (\alpha_p \rho_p v_p)_{i,j+1/2,k} \left[ (\mathbf{h}_p)_{i,j+1/2,k} - (\mathbf{h}_p)_{i,j,k} \right] + \right. \\
& \left. (\alpha_p \rho_p v_p)_{i,j-1/2,k} \left[ (\mathbf{h}_p)_{i,j,k} - (\mathbf{h}_p)_{i,j-1/2,k} \right] \right\} \Delta z_k \Delta x_i +
\end{aligned} \tag{3.45}$$

$$\begin{aligned} & \{(\alpha_p \rho_p w_p)_{i,j,k+\frac{1}{2}} [(\mathbf{h}_p)_{i,j,k+\frac{1}{2}} - (\mathbf{h}_p)_{i,j,k}] + \\ & (\alpha_p \rho_p w_p)_{i,j,k-\frac{1}{2}} [(\mathbf{h}_p)_{i,j,k} - (\mathbf{h}_p)_{i,j,k-\frac{1}{2}}]\} \Delta x_i \Delta y_j \\ & = (S_{e,p})_{i,j,k} \Delta x_i \Delta y_j \Delta z_k \end{aligned}$$

где је  $p=1$  означава течност а  $p=2$  пару. Изворни члан  $S_{e,p}$  на десној страни једначине (3.45) се дефинише као:

$$\begin{aligned} S_{e,1} &= -(\Gamma_e - \Gamma_c)(\mathbf{h}'' - \mathbf{h}_1) + \dot{M}_{FW}(\mathbf{h}_{FW} - \mathbf{h}_1) \\ S_{e,2} &= (\Gamma_e - \Gamma_c)(\mathbf{h}'' - \mathbf{h}_2) \end{aligned} \quad (3.46)$$

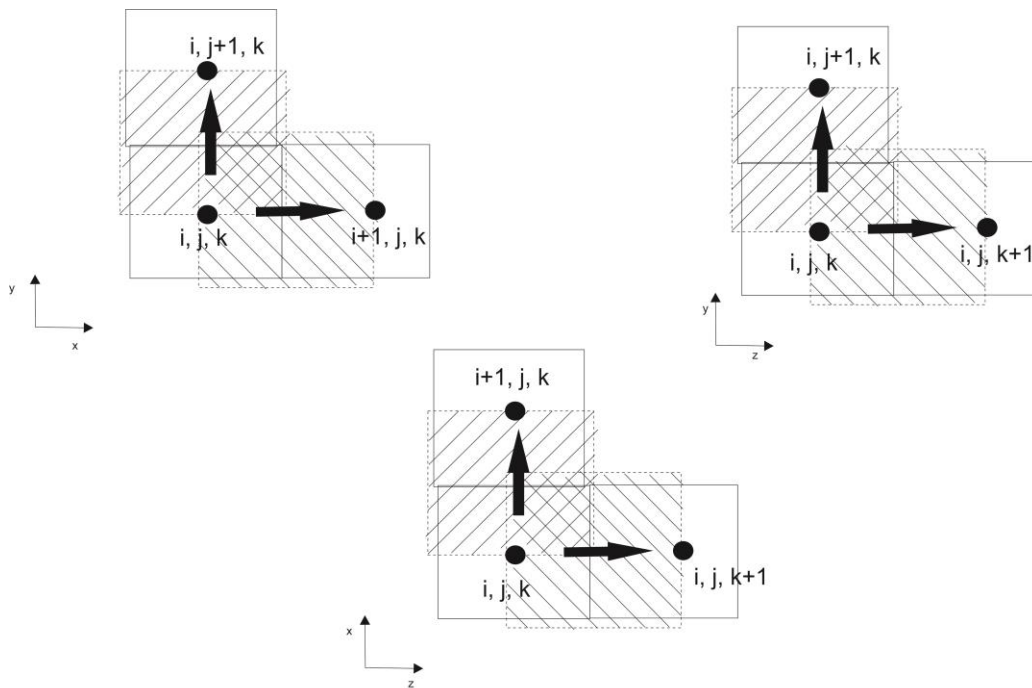
Енталпија течне фазе унутар контролне запремине је одређена диференцном шемом узводног утицаја, тј.:

$$(\mathbf{h}_p)_{i+\frac{1}{2},j,k} = \begin{cases} (\mathbf{h}_p)_{i,j,k} , & \text{ако је } (u_p)_{i+\frac{1}{2},j,k} > 0 \\ (\mathbf{h}_p)_{i+1,j,k} , & \text{ако је } (u_p)_{i+\frac{1}{2},j,k} < 0 \end{cases} \quad (3.47)$$

### 3.5.3. Примена методе SIMPLE за израчунавање поља притиска

Поље притиска се израчунава применом нумеричке методе SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations) [79], која је модификована за потребе прорачуна двофазних струјања моделом два флуида. Код модификоване методе се једначина корекције притиска добија сабирањем билансних једначина масе за сваку од фаза, а затим се у добијеној билансној једначини за двофазну мешавину компоненте брзина сваке од фаза замењују одговарајућим апроксимативним изразима изведеним упрошћавањем биланса количине кретања. Поље брзина се добија решавањем једначина биланса количине кретања, а поље притиска решавањем једначине корекције притиска. Прорачун се спроводи итеративно. За претпостављено поље притиска се решавају билансне једначине количине

кретања по пројекцијама брзина сваке од фаза, а затим се нове вредности брзина користе при решавању једначине корекције притиска и одређивању нових вредности притиска. Нове вредности притиска се затим користе за срачунавање нових вредности брзина и поступак се итеративно понавља све док се не задовољи биланс масе двофазне мешавине унутар сваке контролне запремине са задатом грешком. Притисак се одређује за исте контролне запремине које су коришћене за одређивање енталпије, док се брзине рачунају у помереним контролним запреминама, слика 3.6. Следи детаљнији опис поступка решавања поља притиска и брзина.



Слика 3.6. Скица коначних запремина у помереној мрежи

На основу претпостављеног поља притиска се добијају брзине, које неће задовољити биланс масе уколико поље притиска није тачно. Ако се са  $p^*$  означи претпостављено поље притиска, брзине добијене на основу овог поља ће бити  $u_k^*$ ,  $v_k^*$  и  $w_k^*$ , где индекс  $k = 1, 2$  означава течну

односно парну фазу. Да би се добило тачно поље брзина, односно притиска, притисак се у свакој наредној итерацији коригује за  $p'$ , тако да је:

$$p = p^* + p' \quad (3.48)$$

где се  $p'$  назива корекција притиска.

Аналогно овоме и брзине ће мењати вредност, па ће важити:

$$\begin{aligned} u_k &= u_k^* + u_k' \\ v_k &= v_k^* + v_k' \\ w_k &= w_k^* + w_k' \end{aligned} \quad (3.49)$$

Једначина корекције притиска у дискретизованом облику се може написати на следећи начин [77]:

$$\begin{aligned} a_{i,j,k} p'_{i,j,k} &= a_{i-1,j,k} p'_{i-1,j,k} + a_{i+1,j,k} p'_{i+1,j,k} + a_{i,j-1,k} p'_{i,j-1,k} + \\ & a_{i,j+1,k} p'_{i,j+1,k} + a_{i,j,k-1} p'_{i,j,k-1} + a_{i,j,k+1} p'_{i,j,k+1} + b_{i,j,k} \end{aligned} \quad (3.50)$$

где је:

$$\begin{aligned} b &= \dot{M}_{FW} \Delta x_i \Delta y_j \Delta z_k - \frac{(\alpha_1 \rho_1 + \alpha_2 \rho_2 - \alpha_1^0 \rho_1^0 - \alpha_2^0 \rho_2^0)_{i,j,k} \Delta x_i \Delta y_j \Delta z_k}{\Delta t} - \\ & - \left[ (\alpha_1 \rho_1 u_1 + \alpha_2 \rho_2 u_2)_{i+1/2,j,k} - (\alpha_1 \rho_1 u_1 + \alpha_2 \rho_2 u_2)_{i-1/2,j,k} \right] \Delta y_j \Delta z_k - \\ & - \left[ (\alpha_1 \rho_1 v_1 + \alpha_2 \rho_2 v_2)_{i,j+1/2,k} - (\alpha_1 \rho_1 v_1 + \alpha_2 \rho_2 v_2)_{i,j-1/2,k} \right] \Delta x_i \Delta z_k - \\ & - \left[ (\alpha_1 \rho_1 w_1 + \alpha_2 \rho_2 w_2)_{i,j,k+1/2} - (\alpha_1 \rho_1 w_1 + \alpha_2 \rho_2 w_2)_{i,j,k-1/2} \right] \Delta x_i \Delta y_j \end{aligned} \quad (3.51)$$

$\Delta x_i = x_{i+1/2} - x_{i-1/2}$ ,  $\Delta y_j = y_{j+1/2} - y_{j-1/2}$  и  $\Delta z_k = z_{k+1/2} - z_{k-1/2}$  су димензије контролне запремине.

За одређивање коефицијената  $a$  према методи SIMPLE коришћено је нпр.

$$a_{i+1,j,k} = (\alpha_1 \rho_1 d_1 + \alpha_2 \rho_2 d_2)_{i+1/2,j,k} \Delta y_j \Delta z_k, \quad (3.52)$$

где је:

$$(d_1)_{i+1/2,j,k} = \frac{(\alpha_1)_{i+1/2,j,k}}{(a_1)_{i+1/2,j,k}} \Delta y_j \Delta z_k, \quad (3.53)$$

а  $(a_1)_{i+1/2,j,k}$  је коефицијент брзине течне фазе и  $(u_1)_{i+1/2,j,k}$  компонента брзине у пројекцији на  $x$ -осу једначине закона промене количине кретања.

Поступак решавања поља притиска и поља брзина је:

1. претпоставити поље притиска  $p^*$ ;
2. решити билансне једначине количине кретања тако да се добију вредности за  $u_k^*$ ,  $v_k^*$  и  $w_k^*$ ;
3. решити једначину корекције притиска;
4. израчунати стварно поље притиска преко једначине која даје везу између  $p'$  и  $p^*$
5. израчунати стварне вредности брзина  $u_k$ ,  $v_k$  и  $w_k$  применом једначина корекције брзина;
6. новодобијено поље притиска  $p$  усвојити за  $p^*$  и поновити поступак од тачке 2 све до конвергенције решења, када је задовољено ( $b \rightarrow 0$ ).

### 3.5.4. Основни принципи који обезбеђују физикалност решења

Да би се обезбедила физикалност решења проблема, према методи SIMPLE, морају бити задовољена четири основна правила:

- Флукс на разделној површини између две суседне контролне запремине мора бити изражен на исти начин у дискретизованим једначинама за обе контролне запремине,



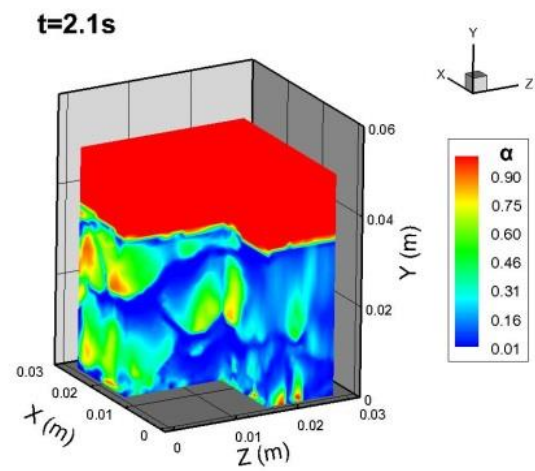
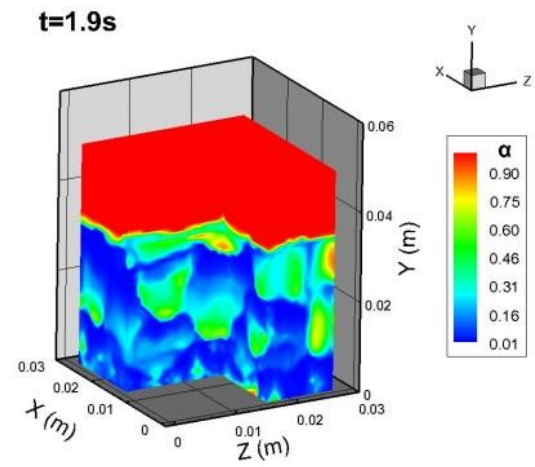
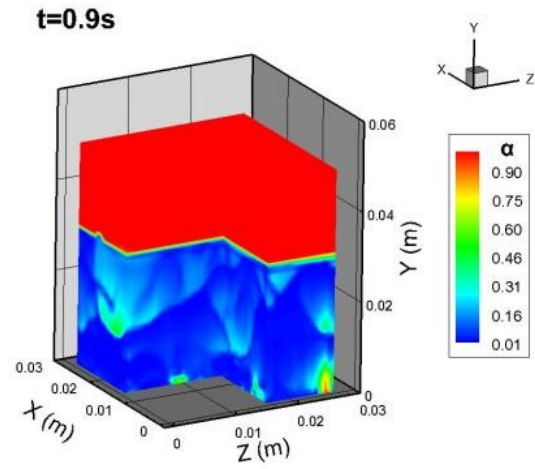
нпр. јасно је да топлотни флуks који напушта граничну површ једне контролне запремине мора бити једнак топлотном флуksу који улази у суседну контролну запремину, у супротном би дошло до нарушавања биланса енергије;

- Сви коефицијенти опште дискретизоване једначине морају бити позитивни. На вредност зависно променљиве величине у неком чвору мреже утичу њене вредности у свим околним чворовима. Промена вредности величине  $\Phi$  у чвору  $(i-1, j, k)$  ће утицати на вредност за  $\Phi$  у суседном чвору дуж  $x$  правца. Повећање вредности  $\Phi_{i-1, j, k}$  изазваће повећање вредности  $\Phi_{i, j, k}$  само ако су коефицијенти уз ове величине истог знака;
- Када се у дискретизованој једначини налази линеаризовани члан извора у облику  $\bar{S} = S_C + S_P \Phi_{i, j, k}$ , члан  $S_P$  мора бити увек мањи или једнак нули да би члан  $a_{i, j, k}$  из једначине (3.39) био позитиван;
- Да би особина диференцијалне једначине да је она задовољена и када се произвољна константа  $C$  дода променљивој  $\Phi$ , која представља решење посматране диференцијалне једначине, важила и за дискретизовану једначину, члан  $a_{i, j, k}$  (једначина 3.39) треба да буде једнак суми свих суседних коефицијената  $a$ .

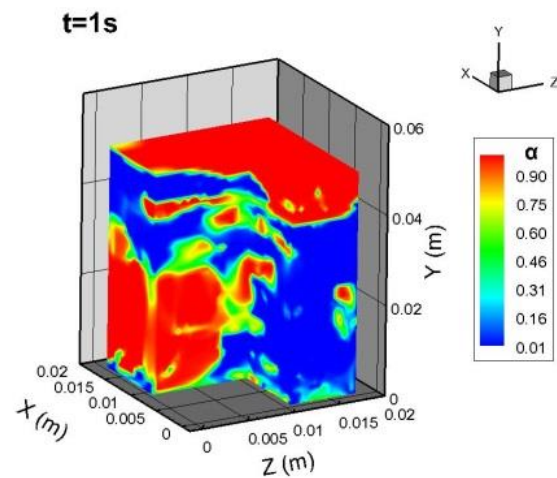
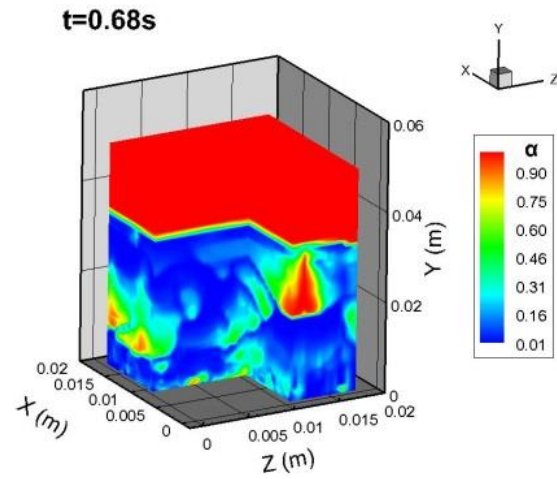
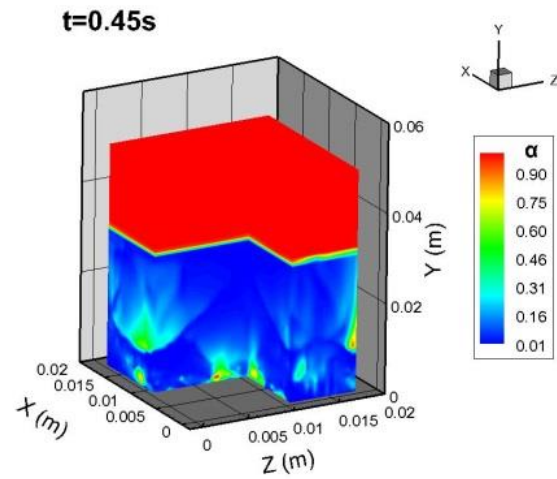
## 4. Спровођење нумеричких експеримената кључања двофазне мешавине у великој запремини

При спровођењу нумеричких симулација мехурастог кључања у великој запремини, коришћена су својства воде на притиску и температури сатурације, при атмосферском притиску. Током прорачуна мехурастог кључања, расподела активних центара нуклеације је одређена густином нуклеације која је узета као гранични услов који показује храпавост грејне површине и њен утицај на микро-феномене појаве критичног топлотног флуksа. У моделу за нумеричку симулацију кључања узет је у обзир утицај густине нуклеације која зависи од храпавости, физичко-хемијских карактеристика течно-парне фазе као и од прегрејања зида [67], и неколико других фактора укључујући и начин обраде грејне површине и својства самог материјала загрејача. У зависности од густине нуклеације варирана је и величина контролне запремине у у-правцу.

На слици 4.1. је приказана расподела запреминског удела паре при кључању у великој запремини на просторном пресеку за вредност топлотног флуksа од  $100\text{kW/m}^2$ . Може се уочити да су се у почетном тренутку за  $t=0,9\text{s}$  формирали мехурови паре и да се ниво воде незнатно променио. Након  $t=1,9\text{s}$  уочавамо формирање већине мехурова и промењен горњи ниво двофазне мешавине. У крајњем тренутку за  $t=2,1\text{s}$ , када је успостављено квазистационарно стање, уочавамо да је целокупна двофазна мешавина приближно равномерно испуњена мехуровима. Квазистационарно стање је успостављено онда када се осредњене температуре у грејном зиду више не мењају, а у двофазној мешавини се не мењају локације генерације паре, јер су вредности запреминског удела паре константне. Горњи ниво двофазне мешавине је усталасан. Са повећањем вредности топлотног флуksа, као што је приказано на слици 4.2. за  $q=200\text{kW/m}^2$ , мења се и облик мехурова који се непрекидно спајају. Брже се успоставља квазистационарно стање, тј. након  $1\text{s}$ , јер је већа количина размењене топлоте између грејног зида и двофазне мешавине. Са слике се може уочити да је двофазна мешавина испунила готово целокупну запремину суда и да се горњи ниво течности значајно подигао ка врху суда.



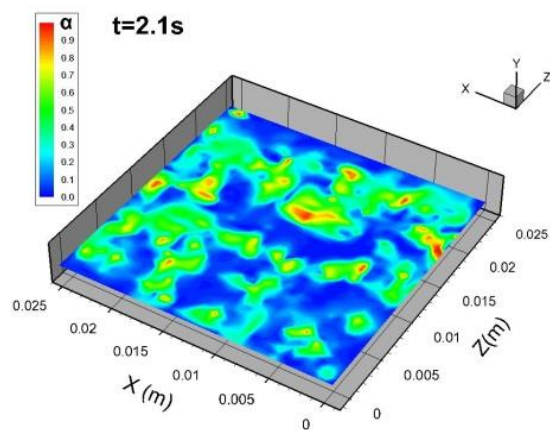
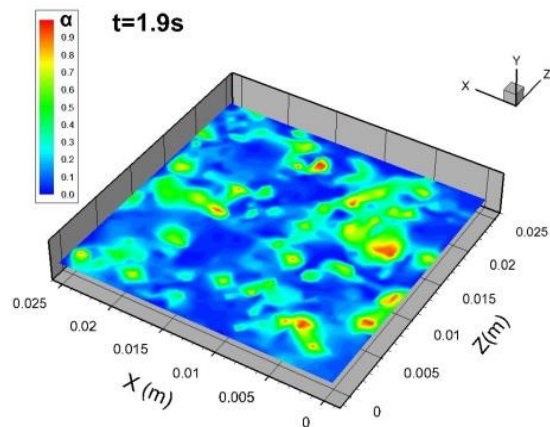
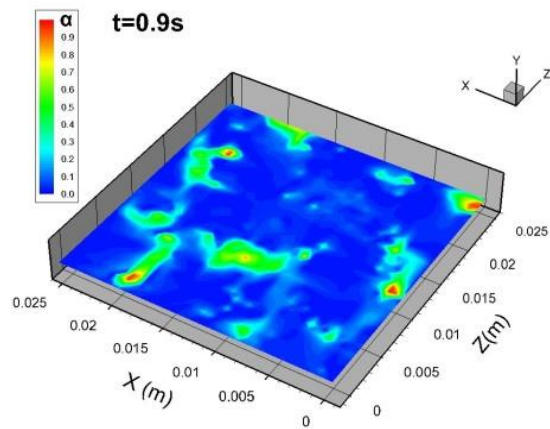
Слика 4.1. Расподела запреминског удела паре за вредност топлотног флуksа од  $100kW/m^2$  за три различита временска тренутка



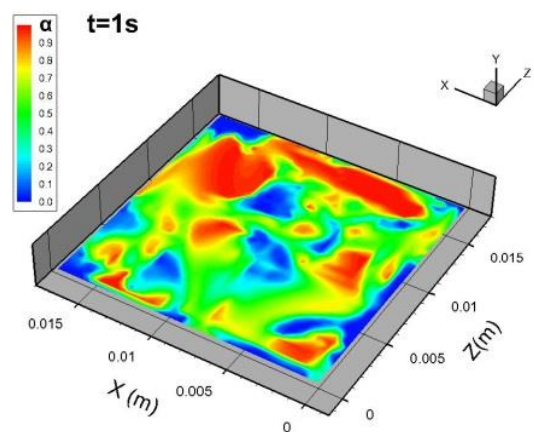
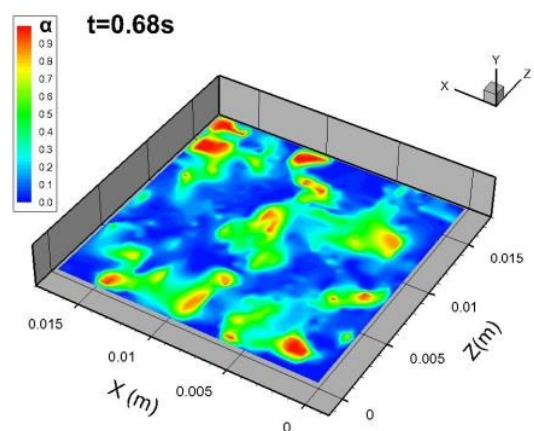
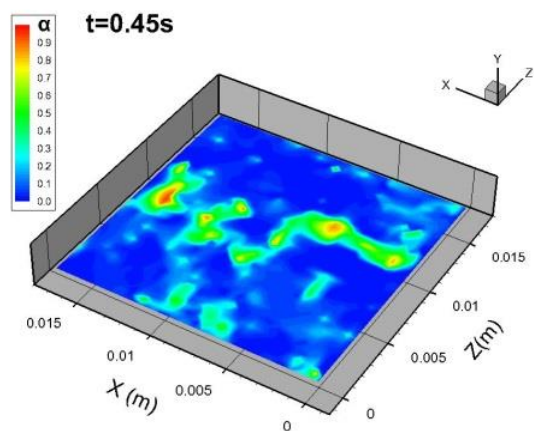
Слика 4.2. Расподела запреминског удела паре у двофазној мешавини за вредност топлотног флукса од  $200kW/m^2$  за три различита временска тренутка

На сликама 4.3. и 4.4. су приказани хоризонтални пресеци кроз двофазну мешавину непосредно изнад грејне површине за три различита временска тренутка. Може се уочити да су у почетку формиран мали мехурови који су насумично распоређени на грејној површини. Њихов број и величина се повећавају током времена, да би при достизању квазистационарног стања за  $t=2,1s$ , на слици 4.3. почели да се спајају. За вредност топлотног флуksа од  $200 \text{ kW/m}^2$  је добијена већа густина нуклеације у односу на случај са нижом вредношћу топлотног флуksа када је  $q=100 \text{ kW/m}^2$ . На слици 4.4. се јасно могу уочити места са већом вредношћу запреминског удела паре тј. места клијалишта мехурова као и њихов раст почевши од тренутка њиховог формирања до крајњег тренутка за  $t=1s$ , када је готово целокупна површина пресека прекривена паром за већу вредност топлотног флуksа. За нижу вредност топлотног флуksа од  $100 \text{ kW/m}^2$  се може уочити да при достизању квазистационарног стања, у крајњем тренутку, од  $2,1s$  још увек није целокупна површина прекривена мехуровима тј. нема формирања парног слоја на њему. При већој вредности топлотног флуksа долази до формирања парног слоја због интензивне генерације паре у произвољно изабраним центрима нуклеације, као и због спајања већих мехурова у један велики, како у вертикалним тако и у хоризонталним правцима. Овај ефекат показује механизам формирања парног филма на грејном зиду и његово приближавање условима кризе кључања. На слици 4.4. за  $t=1s$ , се јасно уочава парни слој на грејном зиду који спречава квашење површине зида течношћу и њено хлађење.

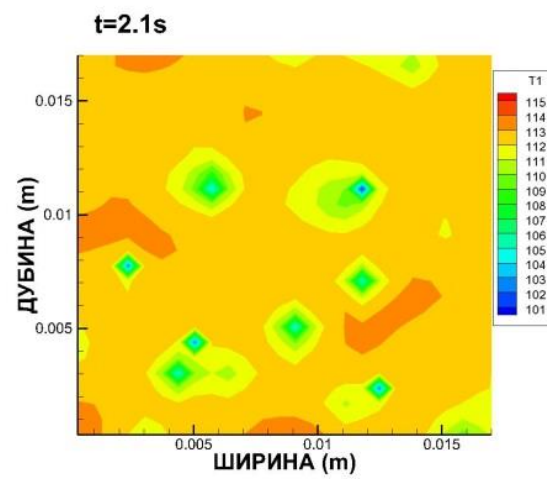
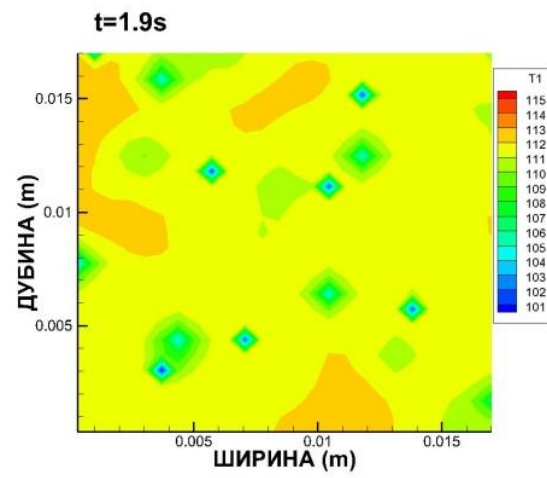
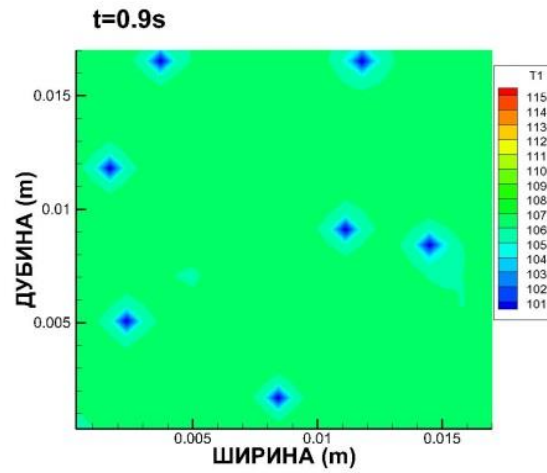
На сликама 4.5. и 4.6. је приказано температурско поље у грејном зиду на горњој, граничној површини у додиру са двофазном мешавином. Нумеричка симулација је извршена за две различите вредности топлотног флуksа, а приказани су резултати за три различита временска тренутка. Може се уочити да је за вишу вредност топлотног флуksа од  $200 \text{ kW/m}^2$  добијена већа густина нуклеације као и виша температура површине зида након успостављања квазистационарног стања. Дакле, при вишој вредности топлотног флуksа ће брже доћи до успостављања квазистационарног стања, формираће се већи број мехурова а касније због прегревања грејне површине доћи ће до формирања и парног филма. Уочава се да се са порастом прегрејања зида, генерише већи број мехурова који се касније спајају и стварају филм паре. Места клијалишта односно, места контакта паре, течности и грејне (чврсте) површине се понашају као топлотни понори и температура у



Слика 4.3. Расподела запреминског удела паре у хоризонталном пресеку двофазне мешавине на висини од  $0.008t$  изнад грејне површине за вредност топлотног флукса од  $100\text{kW/m}^2$  и три различита временска тренутка

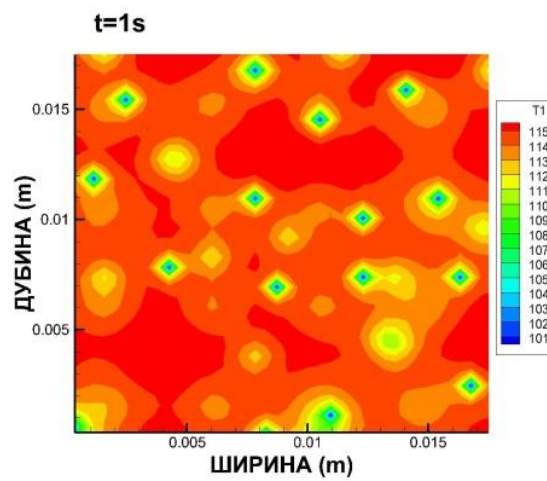
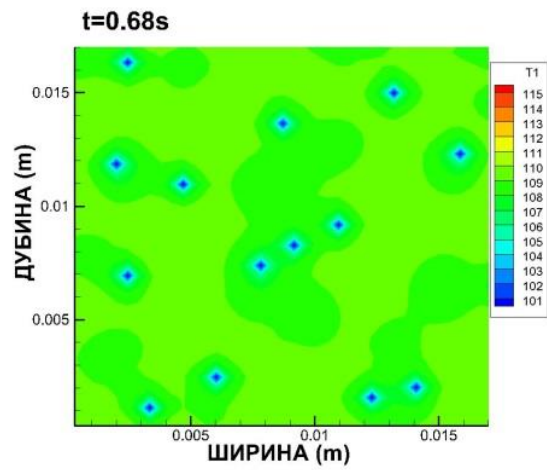
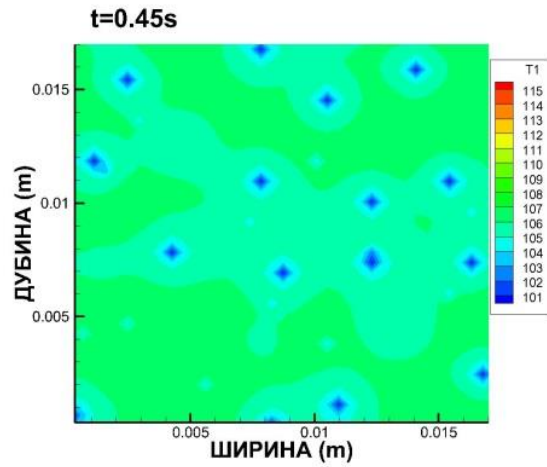


Слика 4.4. Расподела запреминског удела паре у хоризонталном пресеку двофазне мешавине на висини од  $0.008t$  изнад грејне површине за вредност топлотног флукса од  $200\text{kW/m}^2$  и три различита временска тренутка



Слика 4.5. Температурско поље на грејном зиду за три различита временска тренутка за топлотни флуks од  $100\text{kW/m}^2$

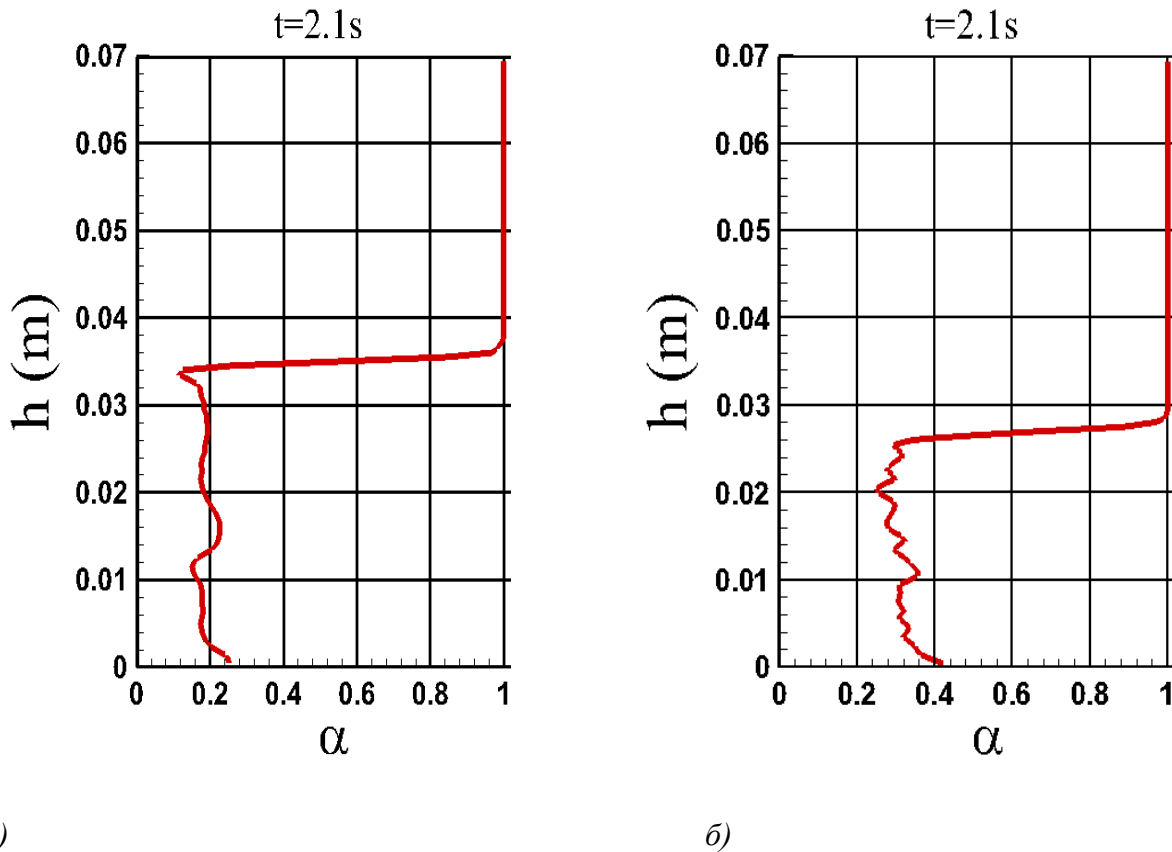




Слика 4.6. Температурско поље на грејном зиду за три различита временска тренутка за топлотни флуks од  $200\text{kW/m}^2$

овим тачкама је нешто нижа у односу на температуру околне површине. Она је нижа због ефикасности размене топлоте испаравањем, која се одвија на овим местима и њена вредност се креће око температуре сатурације.

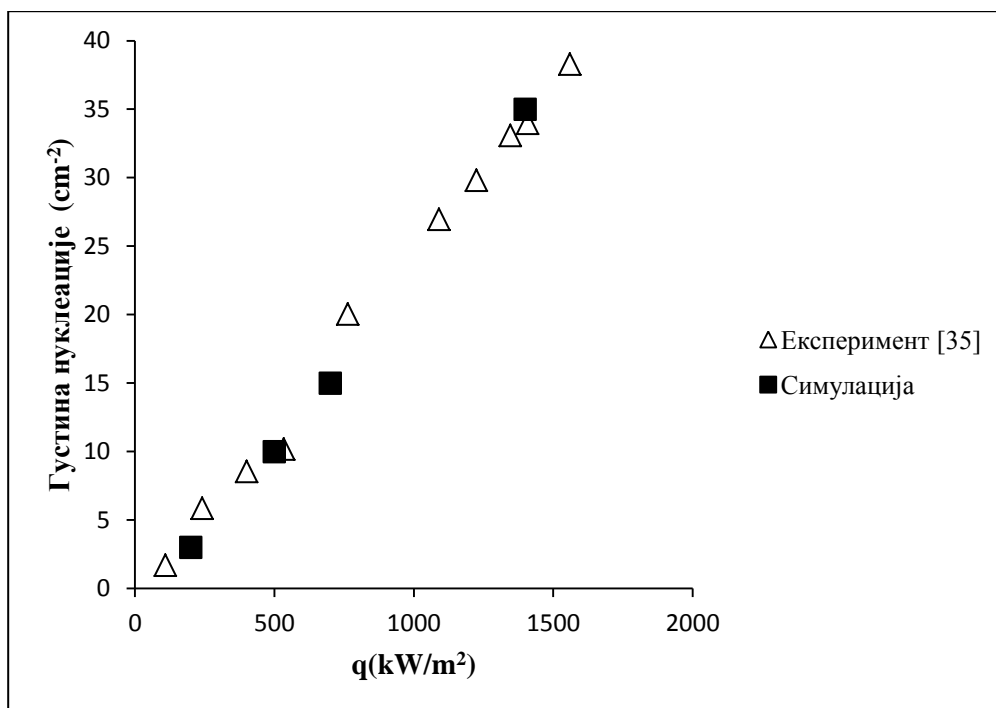
На слици 4.7. је приказана промена осредњеног запреминског удела паре по висини симулираног суда у коме се налази двофазна мешавина. Може се уочити да за вредност топлотног флукса од  $100 \text{ kW/m}^2$ , при дну суда, вредност запреминског удела паре износи око 0,2 затим расте до максималне вредности од 1 и даље задржава ту вредност. За вредност топлотног флукса од  $200 \text{ kW/m}^2$  вредност запреминског удела паре благо опада од 0,4 до 0,3 затим почиње да нагло расте до вредности од максималних 1. Поређењем ових резултата се може закључити да двофазна мешавина брже испарава при вишем топлотном флуксу од  $q=200 \text{ kW/m}^2$ .



Слика 4.7. Промена средње вредности запреминског удела паре по висини суда за топлотни флукс од а)  $q=100 \text{ kW/m}^2$  и б)  $q=200 \text{ kW/m}^2$

## 4.1. Поређење развијеног модела са експериментом из литературе

На слици 4.8 је приказана зависност топлотног флукса од густине нуклеације коришћена у спроведеним нумеричким експериментима. Приказане вредности су усвојене на основу експерименталних података Theofanus и др. [35] за хрпаве загрејаче. Са дијаграма се може уочити да са порастом топлотног флукса расте и број мехурава који се генеришу на грејној површини.

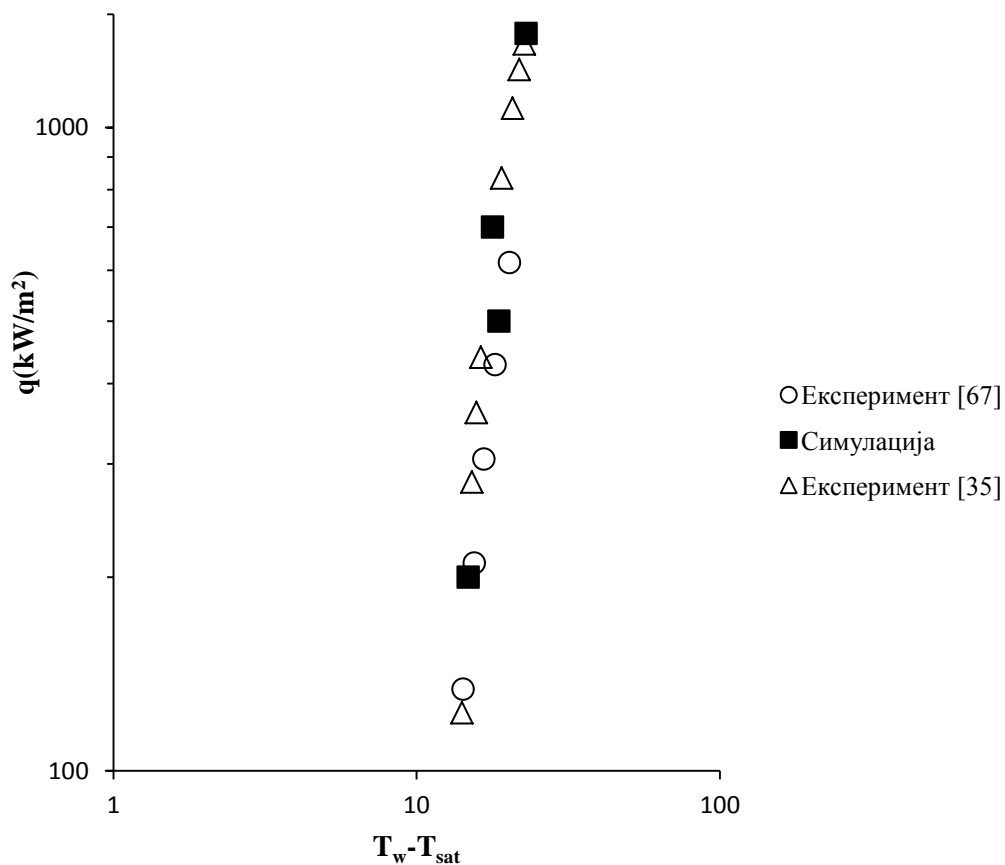


Слика 4.8. Зависност топлотног флукса од густине нуклеације на грејној површини

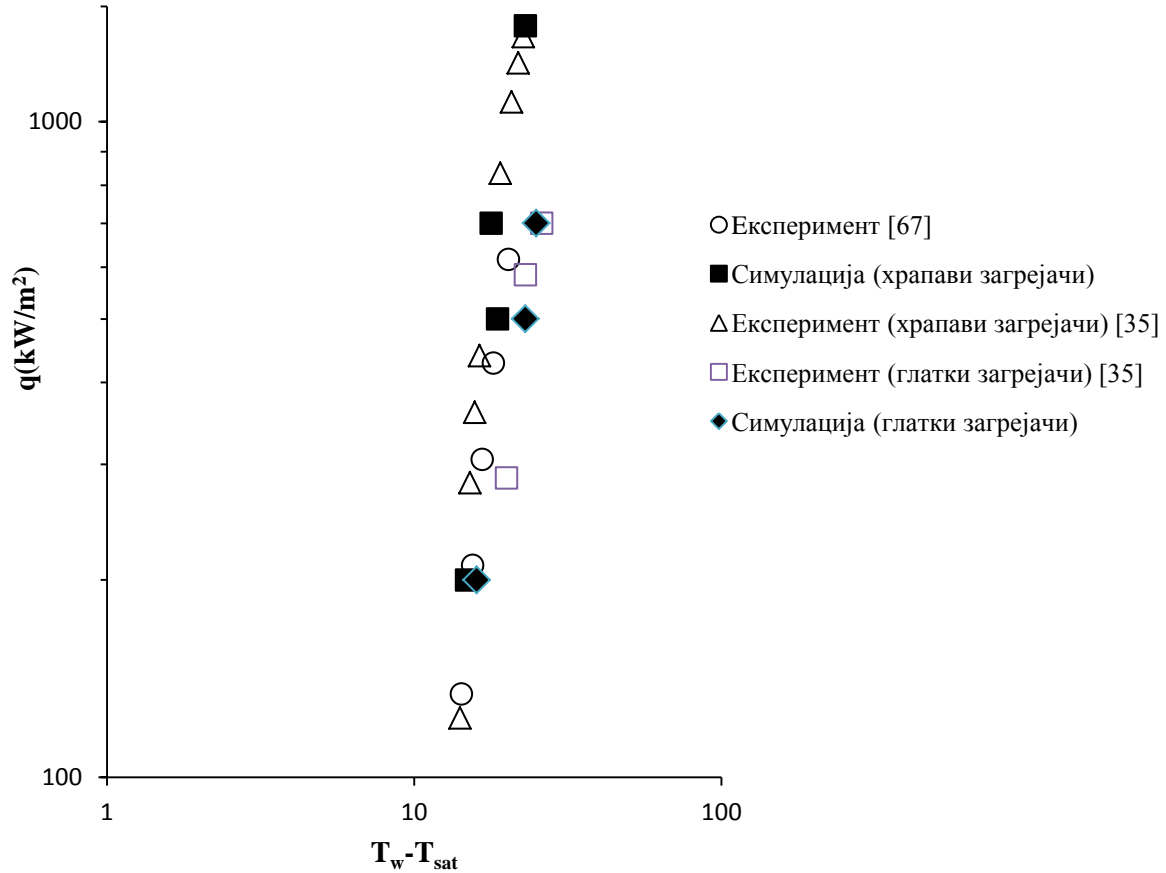
На слици 4.9. је приказана нумерички срачуната зависност прегрејања зида од топлотног флукса на грејној површини за различите вредности густине нуклеације, за хрпаве загрејаче. Резултати нумеричке симулације су упоређени са експерименталним

подацима Nishikawe [65] и Theofanus и др. [35] и показали су добро слагање. Са порастом прегрејања зида расте и вредност топлотног флукса.

С обзиром да карактеристике грејне површине утичу на ефикасност преноса топлоте са грејне површине, поред симулације за хрпаве површине, извршена је симулација мехурастог кључања и за глатке загрејаче. На слици 4.10 је приказано поређење зависности прегрејања зида од топлотног флукса резултата добијених симулацијом и експерименталних резултата за хрпаве и глатке загрејаче. Може се уочити незнатна разлика у вредностима прегрејања зида и топлотног флукса између глатких и хрпавих загрејача.



Слика 4.9. Зависност прегрејања зида од топлотног флукса за хрпаве загрејаче

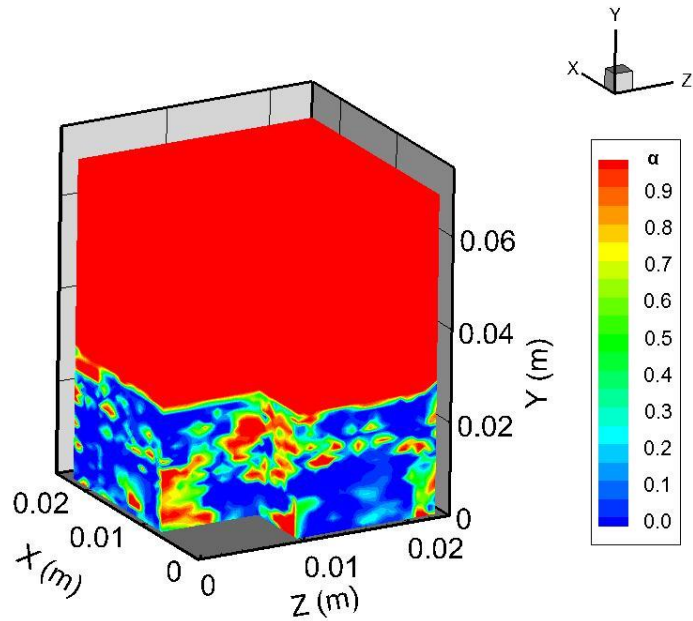


Слика 4.10. Поређење зависности прегрејања зида од топлотног флукса за хрпаве и глатке загрејаче

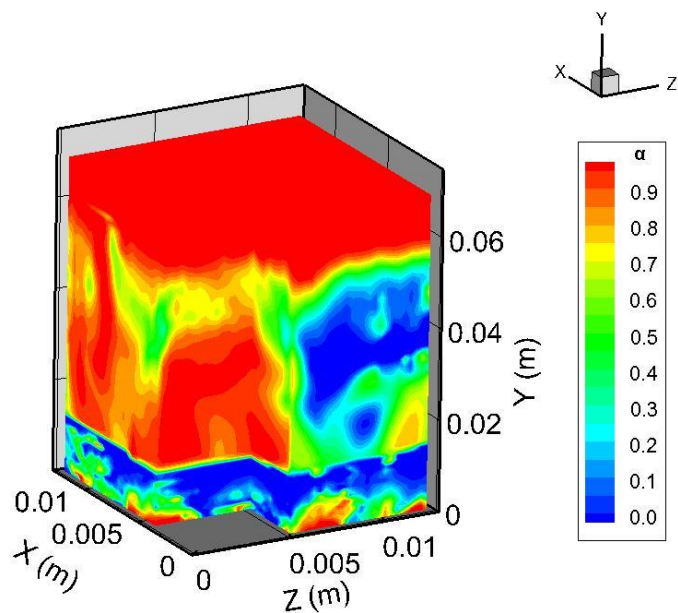
На слици 4.11. је приказана расподела запреминског удела паре при кључању у великој запремини на просторном пресеку за вредност топлотног флукса од  $200 \text{ kW/m}^2$  и густине нуклеације  $3 \text{ cm}^{-2}$ . Може се уочити формирање изолованих мехурова који се уздижу ка слободној површини течности. На слици 4.12. је приказана расподела запреминског удела паре при кључању у великој запремини на просторном пресеку за вредност топлотног флукса од  $500 \text{ kW/m}^2$  и густине нуклеације  $10 \text{ cm}^{-2}$ . Може се уочити да је већи део течности испарио тј. да пара сада испуњава већи део запремине суда. На слици 4.13. је приказана расподела запреминског удела паре при кључању у великој запремини на просторном пресеку за вредност топлотног флукса од  $700 \text{ kW/m}^2$  и густине

нуклеације  $15 \text{ cm}^{-2}$ . Квazистационарно стање је успостављено много брже него у претходна два случаја, тј. након 2,2 s када је прегрејање зида износило  $17,8^\circ\text{C}$ . То је последица вишег топлотног флуksа којим се грејна плоча загрева. На слици 4.14. је приказана расподела запреминског удела паре при кључању у великој запремини на просторном пресеку за вредност топлотног флуksа од  $1400 \text{ kW/m}^2$  и густине нуклеације  $35 \text{ cm}^{-2}$ . Може се уочити да је због високе вредности топлотног флуksа којим се загрева плоча готово целокупна течност у суду испарила. Ово стање када коефицијент прелаза топлоте нагло опада јер је целокупна површина за размену топлоте прекривена паром, претходи кризи кључања.

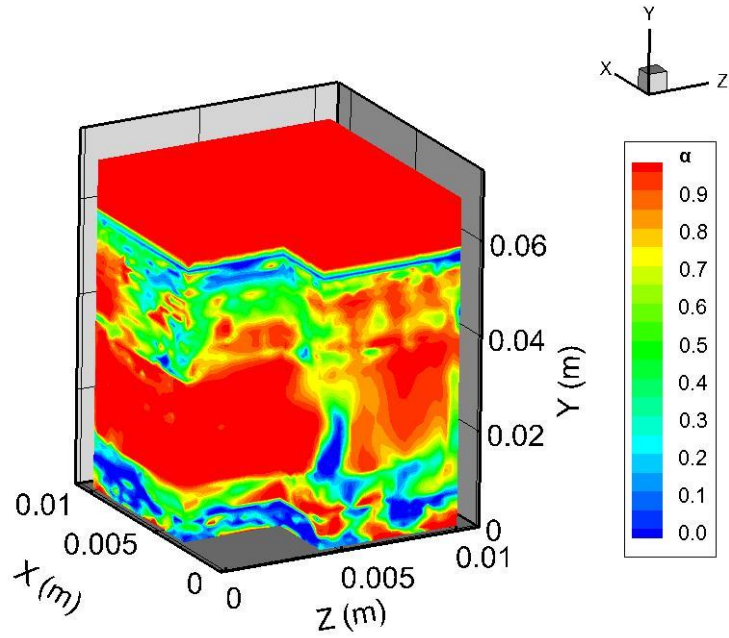
На следећим сликама је приказана дистрибуција запреминског удела паре за три различита вертикална пресека на  $1/4$ ,  $1/2$  и  $3/4$  дебљине запремине двофазне мешавине дуж  $z$  координате и четири различите вредности топлотног флуksа. На слици 4.15. је приказана дистрибуција запреминског удела паре по вертикалном пресеку за вредност топлотног флуksа од  $200 \text{ kW/m}^2$  и густине нуклеације  $3 \text{ cm}^{-2}$ ; на слици 4.16. је приказана дистрибуција запреминског удела паре по вертикалном пресеку за вредност топлотног флуksа од  $500 \text{ kW/m}^2$  и густине нуклеације  $10 \text{ cm}^{-2}$ ; на слици 4.17. је приказана дистрибуција запреминског удела паре за вредност топлотног флуksа од  $700 \text{ kW/m}^2$  и густине нуклеације  $15 \text{ cm}^{-2}$ ; на слици 4.18. је приказана дистрибуција запреминског удела паре по вертикалном пресеку за вредност топлотног флуksа од  $1400 \text{ kW/m}^2$  и густине нуклеације  $35 \text{ cm}^{-2}$ . Са слике се уочава да се после завршетка интензивног раста, мехурови спајају у велике нерегуларне форме чепастог облика. На карактер промене облика површине мехурова, осим брзине испаравања и поља притиска у струји утиче и температура течности. На слици 4.20. се може уочити раст мехурова за  $\Delta T = 18,7^\circ\text{C}$  и  $\Delta T = 17,8^\circ\text{C}$  током времена за две вредности топлотног флуksа од  $500 \text{ kW/m}^2$  и  $700 \text{ kW/m}^2$ . Уочава се да при вишој вредности топлотног флуksа долази до бржег испаравања двофазне мешавине.



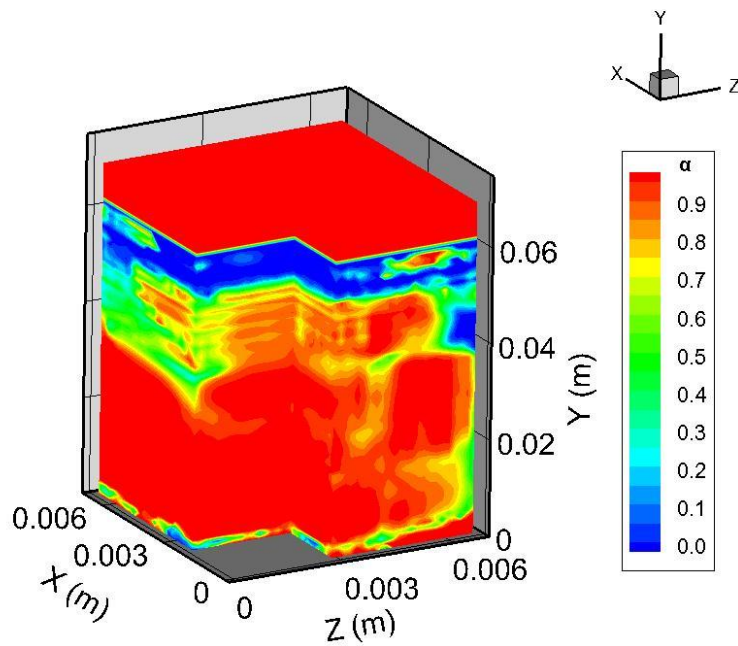
Слика 4.11. Тродимензионална расподела запреминског удела паре при кључању у великој запремини за  $q=200\text{kW/m}^2$



Слика 4.12. Тродимензионална расподела запреминског удела паре при кључању у великој запремини за  $q=500\text{kW/m}^2$

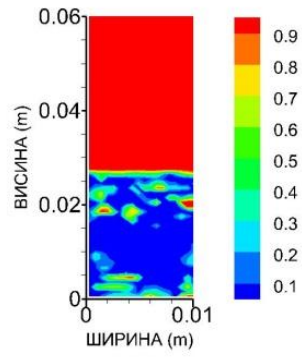


Слика 4.13. Тродимензионална расподела запреминског удела паре при кључању у великој запремини за  $q=700\text{kW/m}^2$

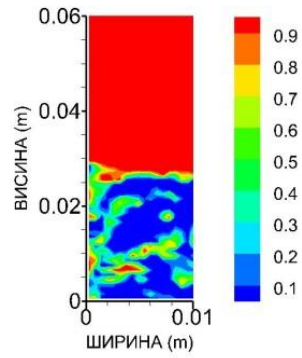


Слика 4.14. Тродимензионална расподела запреминског удела паре при кључању у великој запремини за  $q=1400\text{kW/m}^2$

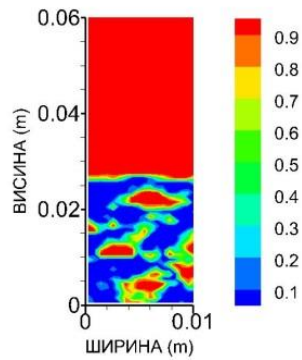




a)

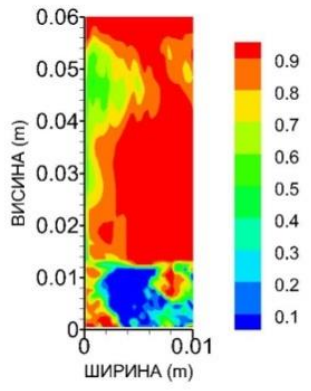


б)

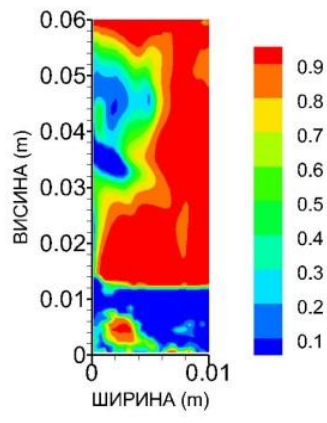


в)

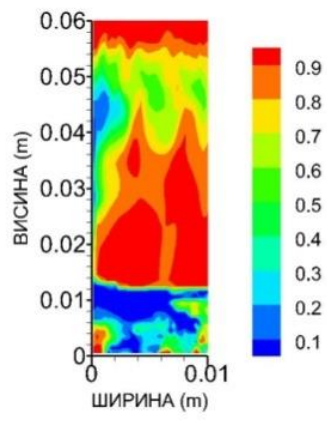
Слика 4.15. Дистрибуција запреминског удела паре за три различита вертикална пресека на а) 1/4, б) 1/2 и в) 3/4 дебљине запремине двофазне мешавине дуж  $z$  координате и за  $q=200\text{kW/m}^2$



a)

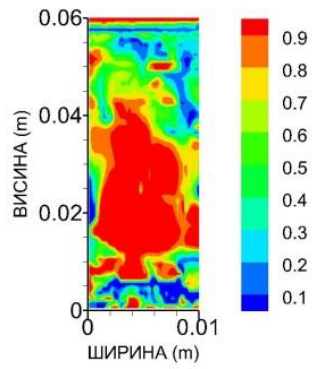


б)

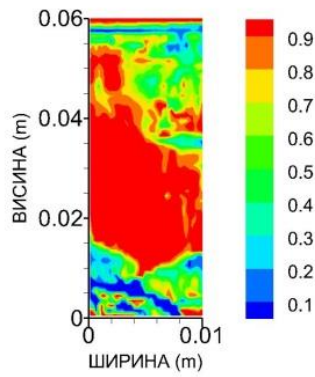


в)

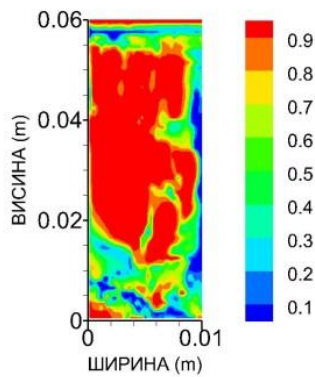
Слика 4.16. Дистрибуција запреминског удела паре за три различита вертикална пресека на а) 1/4, б) 1/2 и в) 3/4 дебљине запремине двофазне мешавине дуж z координате, и за  $q=500kW/m^2$



a)

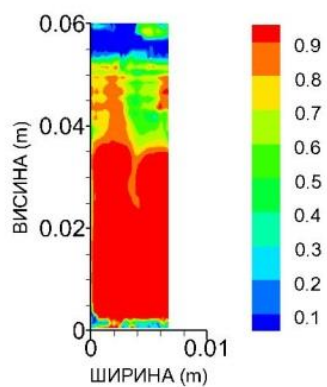


б)

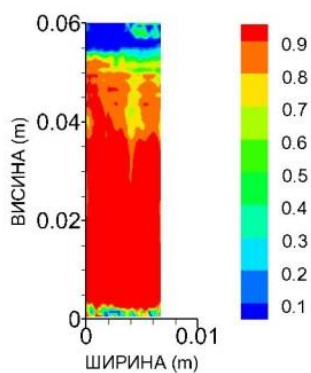


в)

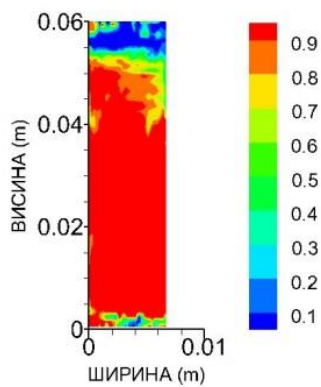
Слика 4.17. Дистрибуција запреминског удела паре за три различита вертикална пресека на а) 1/4, б) 1/2 и в) 3/4 дебљине запремине двофазне мешавине дуж z координате и за  $q=700\text{kW/m}^2$



a)



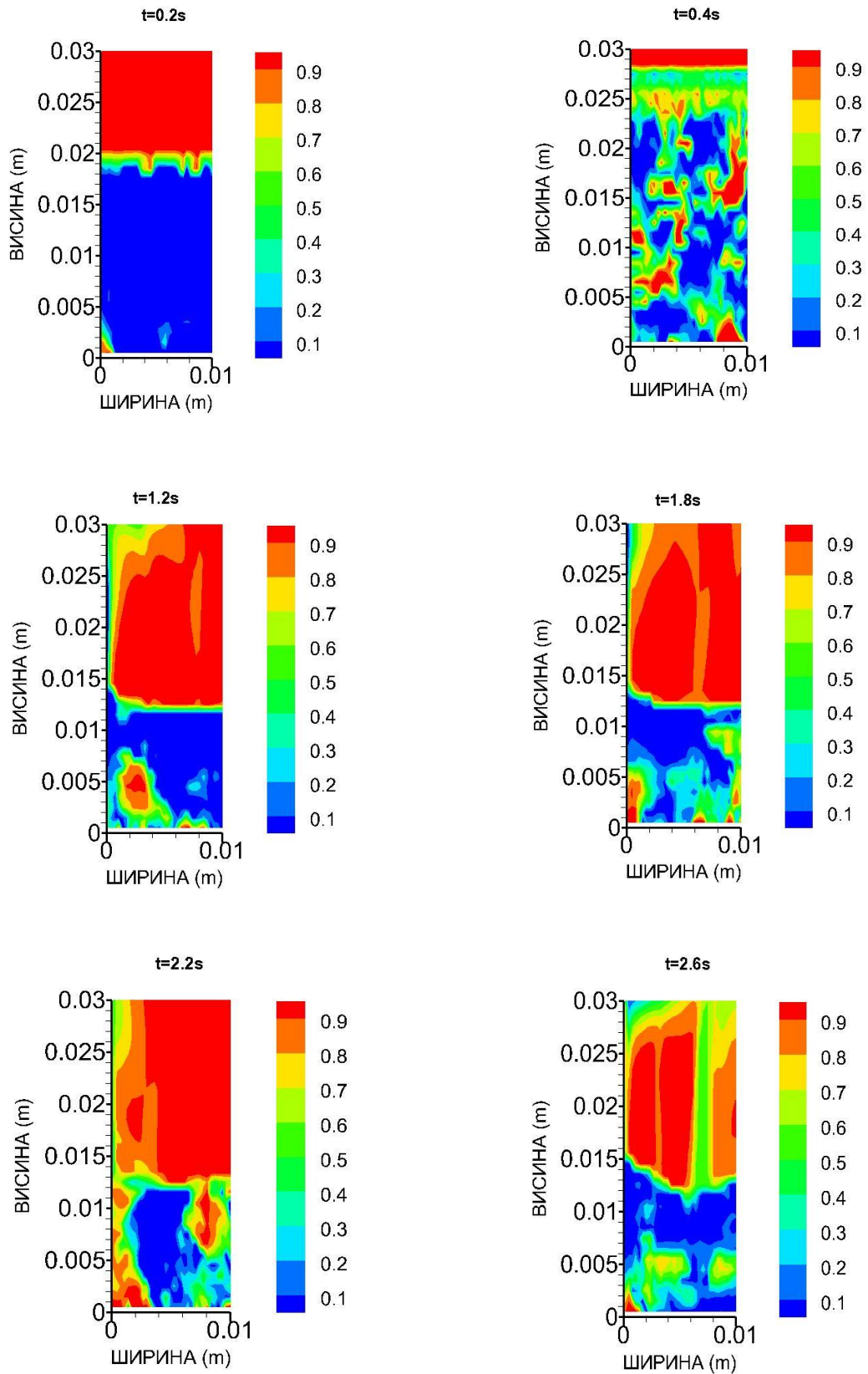
б)



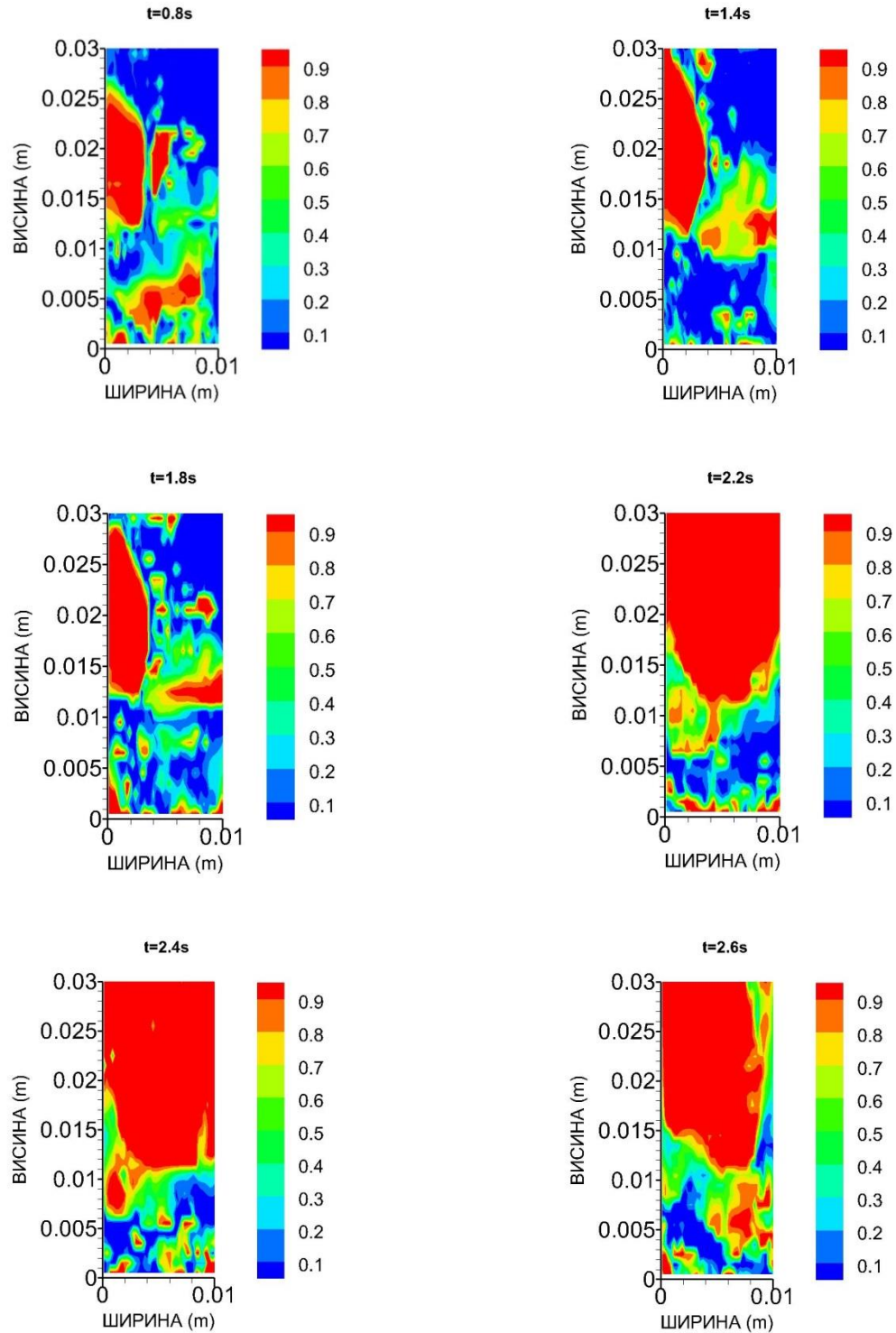
в)

Слика 4.18. Дистрибуција запреминског удела паре за три различита вертикална пресека на а) 1/4, б) 1/2 и в) 3/4 дебљине запремине двофазне мешавине дуж z координате и за  $q=1400\text{kW/m}^2$

**a**

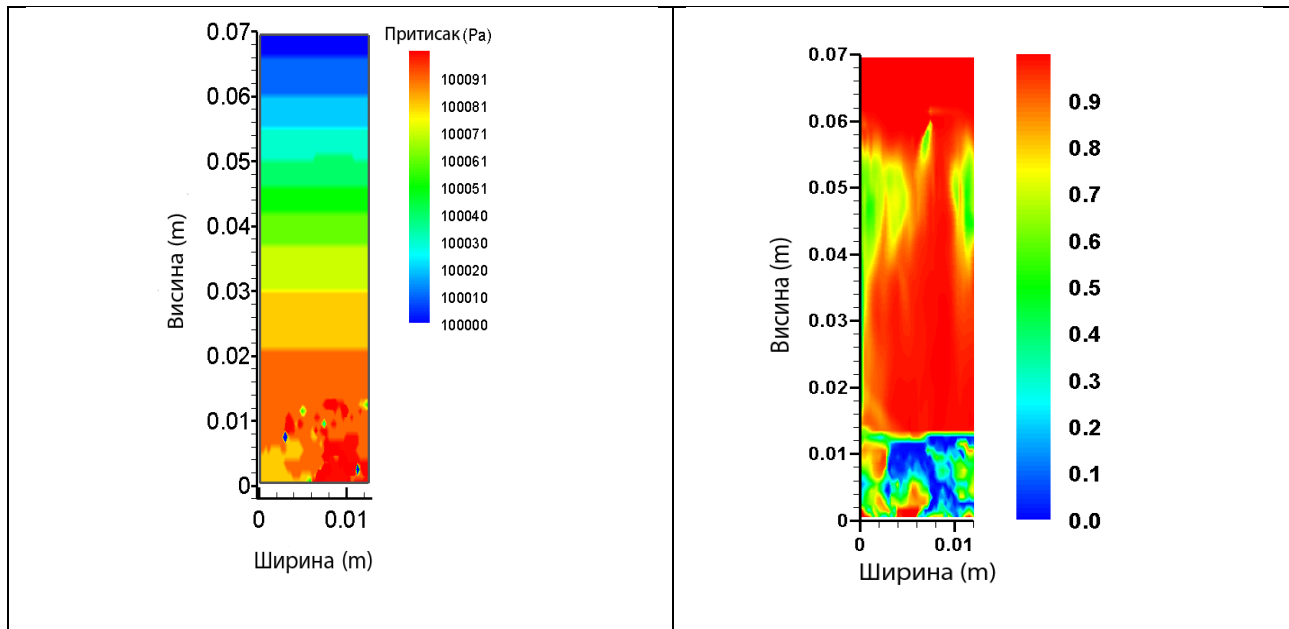


6



Слика 4.19. Утицај прегрејања зида на раст мехурова и њихове спајање за вредности топлотног флукса од  $q=500\text{kW/m}^2$  (а) и  $q=700\text{kW/m}^2$  (б)

На слици 4.20. је приказана расподела поља притиска у двофазној мешавини (лево) и запреминског удела паре (десно) за вредност топлотног флукса од  $q=500\text{kW/m}^2$  и за вертикални пресек по дубини двофазне мешавине, за вредност координате  $z=0.0014\text{m}$ .

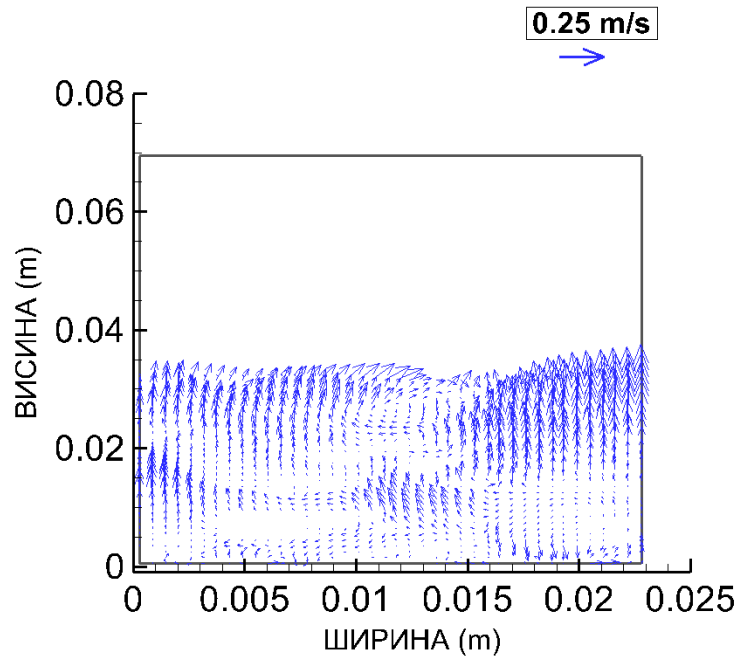


Слика 4.20. Расподела поља притиска (лево) и запреминског удела паре (десно) за вредности топлотног флукса од  $q=500\text{kW/m}^2$

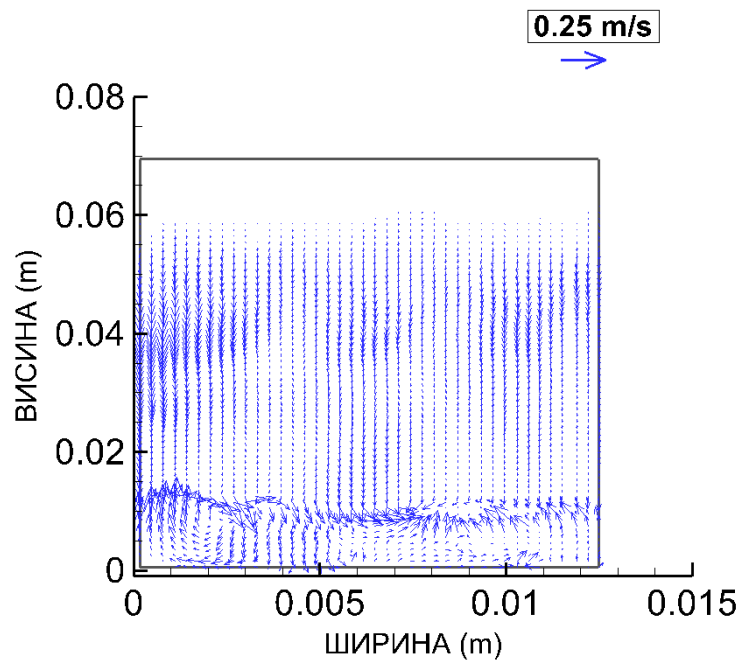
На слици 4.21. је приказано поље брзина течне фазе двофазне мешавине за вертикални пресек кроз двофазну мешавину за три различита топлотна флукса од:  $200\text{ kW/m}^2$ ,  $500\text{ kW/m}^2$  и  $700\text{ kW/m}^2$  и временски тренутак од 2s од почетка прорачуна. Може се уочити да се са повећањем топлотног флукса, повећава ниво двофазне мешавине у суду и да се са почетком генерације мехурова мења поље брзина у околини самих мехурова. У случају када је вредност топлотног флукса  $200\text{ kW/m}^2$ , ниво двофазне мешавине износи  $0,03\text{m}$  да би се са повећањем топлотног флукса тај ниво подигао услед кретања мехурова и износио  $0,06\text{m}$ .

На слици 4.22. је приказан распоред поља брзина парне фазе двофазне мешавине за вертикални пресек кроз двофазну мешавину за четири различита топлотна флукса од:

200kW/m<sup>2</sup>, 500kW/m<sup>2</sup>, 700kW/m<sup>2</sup> и 1400kW/m<sup>2</sup> и временски тренутак од 2s од почетка прорачуна. Могу се уочити места формирања и откидања мехурова од грејне површине. Може се уочити да брзина паре расте са порастом вредности топлотног флукса.

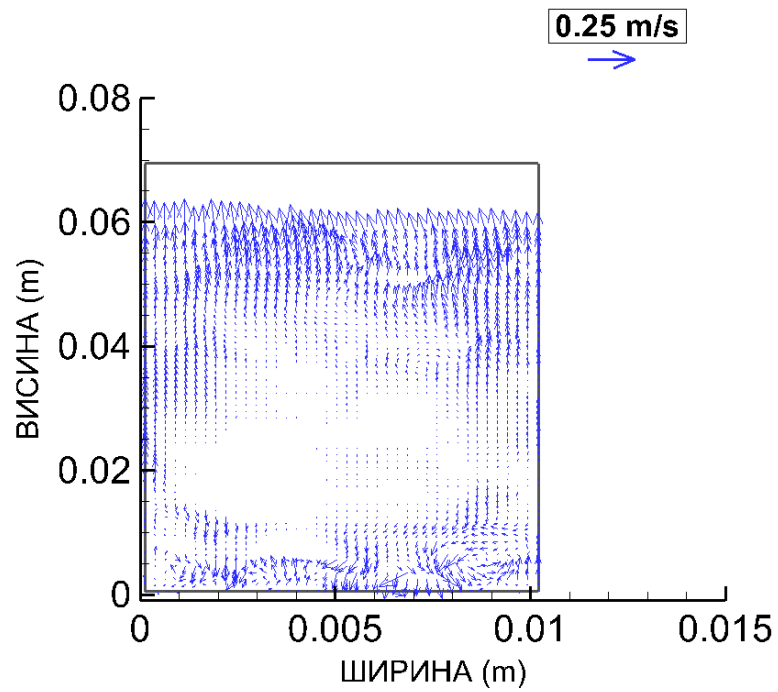


a)

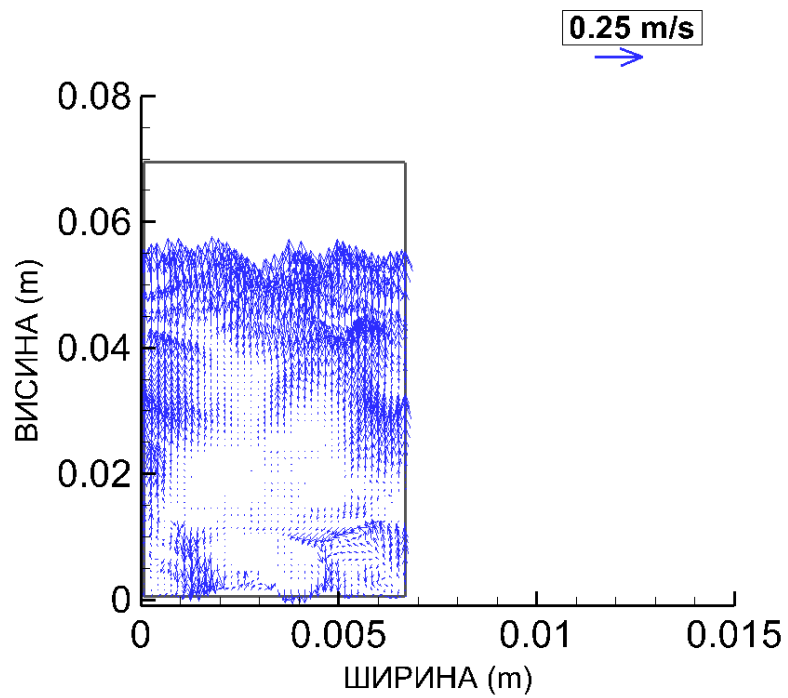


б)



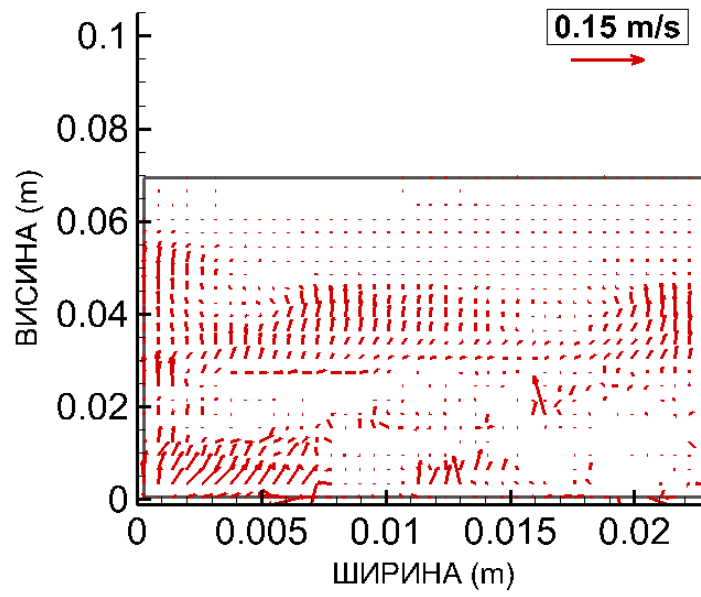


в)

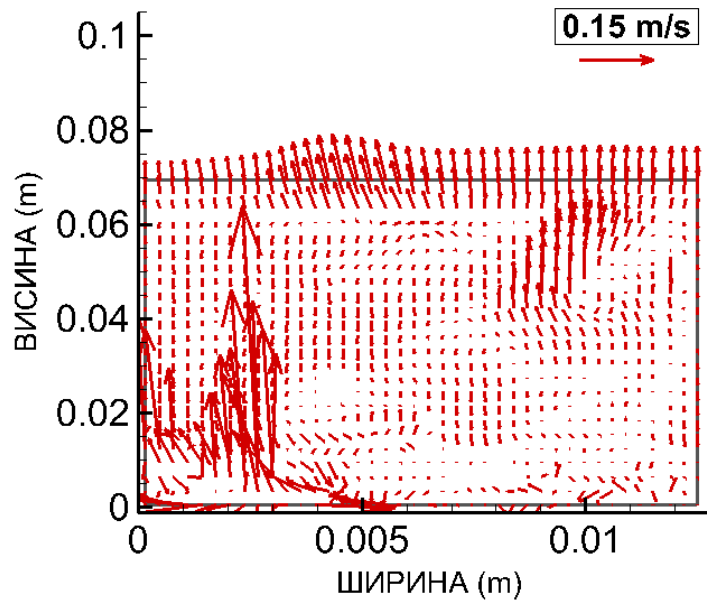


г)

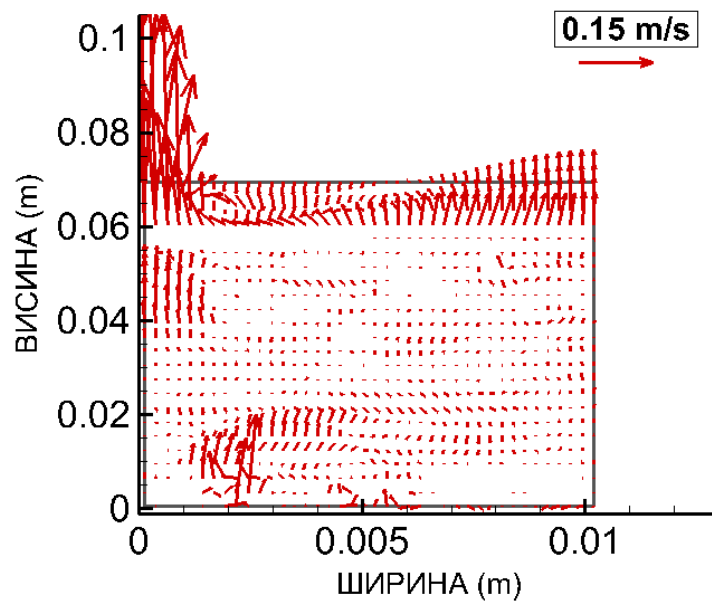
Слика 4.21. Поље брзина течне фазе за три вредности топлотног флуksа од  $q=200\text{kW/m}^2$  (а)  $q=500\text{kW/m}^2$  и  $q=700\text{kW/m}^2$  (в) и  $q=1400\text{kW/m}^2$  (г)



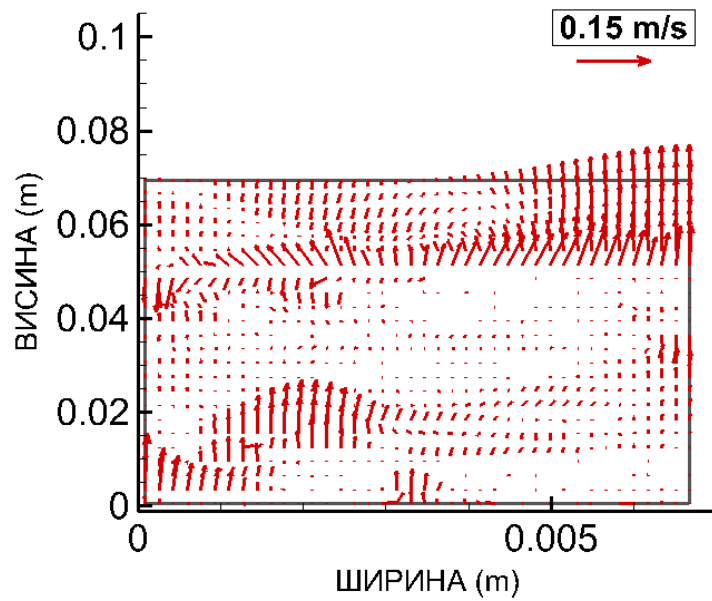
a)



б)



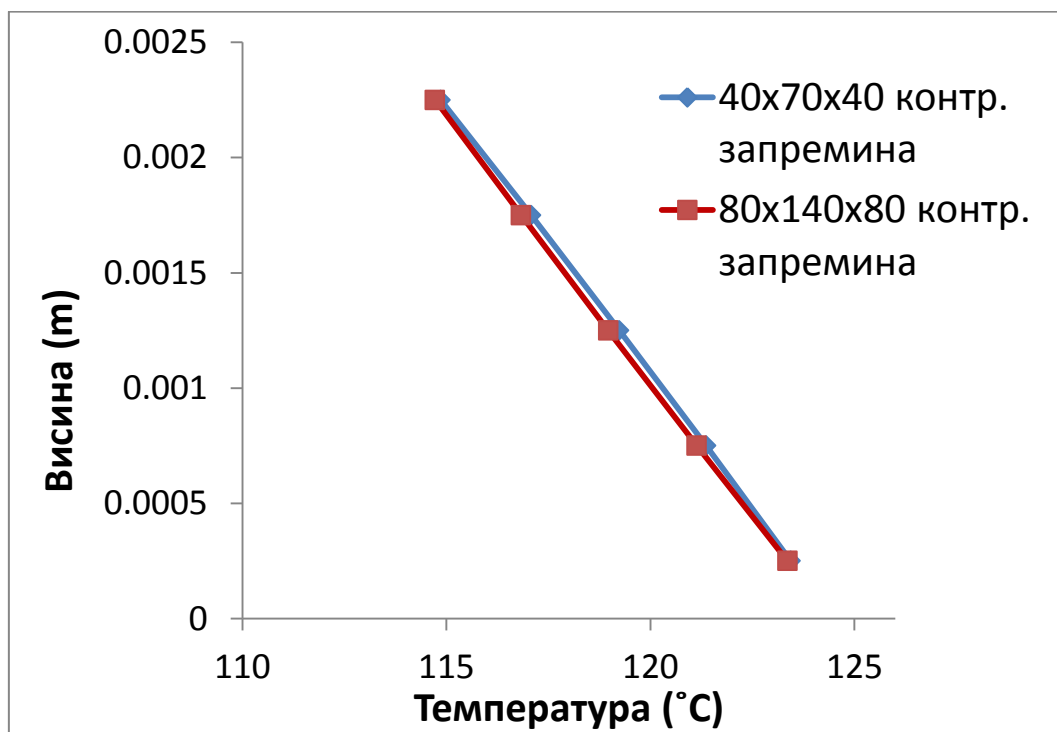
в)



г)

Слика 4.22. Поље брзина парне фазе за три вредности топлотног флуksа од  $q=200\text{kW/m}^2$  (а)  $q=500\text{kW/m}^2$  (б),  $q=700\text{kW/m}^2$  (в) и  $q=1400\text{kW/m}^2$  (г)

Извођење нумеричких тестова са гушћом мрежом се примењује како би се побољшала тачност прорачуна коришћењем мањих димензија ћелија мреже. Наиме, када је мрежа гушћа, временски корак постаје мањи и тада се временске и просторне дискретизационе грешке смањују. Изведен је нумерички тест са душло гушћом мрежом тј. са осам пута већим бројем контролних запремина који износи 80x140x80 у поређењу са мрежом од 40x70x40 контролних запремина. Резултати су показали да је разлика средњих температура прегрејања зида између мреже са гушћом и грубљом мрежом мања од 0,5К. Штавише, нису пронађене разлике у понашању двофазне мешавине и температурског поља на зиду за ова два случаја, што се може уочити са следеће слике, на којој је приказано поређење промене средње вредности температуре по висини грејног зида за топлотни флуks од  $200\text{kW/m}^2$ , за ове две мреже.



Слика 4.23. Промена температуре по висини грејног зида (средње вредности по хоризонталним равнинама) за топлотни флуks од  $200\text{kW/m}^2$

## 4.2. Могућности примене развијене методе

Могућност да се нумеричким симулацијама идентификују потенцијални механизми који доводе до акцидентних стања код нуклеарних реактора, да се моделира и процени понашање горива, кинетика реактора, термички и хидраулички услови, спремност да се одговори у хитним ситуацијама, утицај на здравље, као и транспорт радионуклеида, их сврстава у важне инжењерске алате. Резултати добијени применом нумеричких симулација могу помоћи у доношењу одлука везаних за конструкцију нуклеарних и термо електрана, њихов рад и безбедност. Онде где није могуће фундаменталним приступом расветлити одговор сложеног система нуклеарног реактора на реална и хипотетичка удесна стања, могу помоћи нумеричке симулације које су подлога за термохидрауличке анализе генератора паре, парних котлова и нуклеарних реактора.

У литератури постоји велики број емпиријских корелација за рачунање коефицијента прелаза топлоте, од којих је свака применљива само на тачно одређене услове експеримента на основу кога је и добијена. Предложеним моделом се може одредити коефицијент прелаза топлоте са грејне површине на двофазну мешавину при различитим условима (карактеристике површине, или струјне карактеристике мешавине) и на тај начин одредити тренутак појаве засушења на грејним површинама и самим тим спречити термомеханичка оштећења грејне површине. Срачуната поља брзина течне и парне фазе, поља притиска, просторне расподеле запреминског удела паре, температурско поље у самом зиду и на његовој површини, представљају основу за термохидрауличке анализе сигурности рада генератора паре и парних котлова, као и за пројектовање и дефинисање оперативних процедура погона генератора паре у циљу остварења високе поузданости и ефикасности рада. Остварено поуздано предвиђање нивоа двофазне мешавине у овој докторској дисертацији је од значаја за симулацију размене топлоте у генераторима паре и парним котловима код којих се пара генерише на цевима у снопу које су потопљене у великој запремини течности.

Предвиђање термичких и хидрауличких услова на грејној површини генератора паре, испаривача, или парних котлова, је веома битно за обезбеђење сигурног, поузданог и ефикасног погона, како самих генератора или испаривача, тако и целокупних постројења у којима се они налазе. Најчешћи проблеми који се могу јавити при раду ових постројења су засушење цеви и одношење капи са струјом паре. Засушење цеви доводи до смањења површине за размену топлоте, а самим тим до смањења протока паре која се генерише. Такође, одсуство ефикасног хлађења грејног зида услед засушења, може довести до значајног повећања термомеханичких напона у зидовима цеви у цевном снопу и њиховог оштећења уколико су изложени високим топлотним флуксевима. Ова појава је нарочито непожељна код нуклеарних и хемијских постројења код којих хаваријска стања могу довести до значајног угрожавања безбедности околине. Појава веће количине капи у струји паре или двофазне мешавине са већим уделом течне фазе на изласку из генератора штети компонентама система у енергетском или технолошком процесу који се снабдева паром. Да би се смањила могућност ових хаварија и да би се могла контролисати исправност рада генератора паре потребно је познавати укупну масу воде у њему и ниво двофазне мешавине. Тачно предвиђање нивоа двофазне мешавине и укупне масе воде која се налази на секундарној страни генератора паре или испаривача је значајно ради одређивања количине топлоте коју испаривач може да одведе, као и због одређивања активне површине за пренос топлоте, брзине преноса топлоте као и одређивање удаљености разделне површине од сепаратора влаге како би се што више капи са ње вратило на секундарну страну генератора под дејством гравитације, пре него што доспеју у зону сепаратора влаге.

Грејне површине парних котлова са великом воденом запремином могу поздано да раде само уз интензивно хлађење пријемником топлоте. Најзначајнију улогу у хлађењу грејних површина има коефицијент прелаза топлоте од зида цеви на пријемник. Уколико се топлота не би интензивно одводила у испаривачким и другим грејним површинама парних котлова, могло би се десити да коефицијент прелаза топлоте није довољно велики, тако да температурска разлика између грејне површине и пријемника топлоте пређе дозвољену вредност. У том случају би се метални зидови грејних површина брзо загрејали до недозвољено високих температура, па би под дејством унутрашњег притиска дошло до

њихове хаварије. Такође на стабилност струјања у испаривачким цевима генератора паре и парних котлова утиче пад притиска и запремински садржај паре у двофазној мешавини. Повећањем количине паре у мешавини и њене брзине, стањује се водена опна која струји уз зид цеви, док се удео паре који струји кроз средишњи део цеви повећава. Када дође до прскања водене опне наступа емулзиони режим струјања, а та брзина паре се назива критичном брзином. При струјању двофазне мешавине навише, парни мехурови су скупљени углавном у средини цеви. Њихова брзина је већа од брзине воде. При струјању наниже, парни мехурови се крећу спорије од водене фазе и скупљају се ближе периферији цеви, у облику прстена. Све док се на унутрашњем зиду загреване цеви налази слој воде, она се може сматрати заштићеном од прегрејања, јер је у том случају коефицијент прелаза топлоте од зида цеви на флуид довољно велики. Мешавина воде и паре код парних котлова може циркулисати природно (котлови са природном циркулацијом), када је брзина воде на улазу у испаривачку цев умерена (око 1m/s) или принудно (котлови са принудном циркулацијом и проточни котлови), када је брзина воде на улазу већа, до 2m/s. Стварање паре у цевима повећава запремину и брзину мешавине. Ове брзине стварају знатне падове притиска који код двофазне мешавине зависе од топлотног оптерећења грејне површине, радног притиска, облика, положаја и пречника цеви.

Код удеса због губитка напојне воде у индустријском парном котлу (котао са природном циркулацијом хладиоца) одмах након губитка хладиоца и заустављања пумпи, долази до хидродинамичких нестабилности. Систем улази у нестабилно подручје, што је потврђено осцилацијама термо-хидрауличких параметара: положаја нивоа воде у генератору паре, брзином масеног протока, притиском у систему, запреминским уделом паре, температуром у зиду цеви и коефицијентом прелаза топлоте. Код генератора паре у нуклеарним системима за производњу паре, код којих је секундарна страна генератора паре топлотни понор од кога зависи хлађење језгра нуклеарног реактора, одређивање масе течне фазе, коефицијента прелаза топлоте и критичног топлотног флукса је од значаја за одређивање временске промене размењене топлотне снаге током поремећаја напајања генератора паре. У условима удеса због престанка циркулације хладиоца у језгру нуклеарног реактора (Loss of Flow Accident), размена топлоте између горива и двофазног хладиоца се врши механизмом кључања у великој запремини. Стога је симулација овог

вида кључања битна за предвиђање потенцијалних акцидентних стања нуклеарних реактора.

Тако нпр., код реактора хлађених водом под притиском за нуклеарна енергетска постројења, примарни систем за хлађење се држи под притиском тако да не може доћи до испаравања хладиоца. Енергија која се ослобађа при нуклеарној фисији горива повећава температуру примарног хладиоца са локализованим потхлађеним кључањем. Вода примарног хладиоца се потискује до генератора паре где долази до испаравања воде секундарног хладиоца.

Да би се избегло кључање воде притисак у реактору мора бити већи од притиска сатурације паре на максималној температури хладиоца. Спречавање запреминског кључања одржавањем високог притиска не значи да неће бити извесног површинског кључања на горивим елементима. То, међутим, није непожељно пошто такво кључање омогућује боље преношење топлоте са горивог елемента на хладилац. Ради спречавања кључања, температура хладиоца  $T_h$  мора бити нижа од температуре сатурације  $T_s$  на датом притиску. То потхлађење износи обично 10 до 30 °C. Тиме се уједно повећава и критични топлотни флуks са горивог елемента па према томе и дозвољени топлотни флуks са горивог елемента (који је обично 1,5 до 2,5 пута мањи од критичног).

Под условом да је температура грејне површине  $T_k > T_s$  може дакле доћи до површинског кључања иако је температура хладиоца  $T_h < T_s$ . Мехурови паре створени на површини горивог елемента продиру у хладилац и доприносе бољем преношењу топлоте са горивог елемента на хладилац. Међутим, оваква појава је прихватљива само ако нема опасности да дође до филмског кључања када нагло опада коефицијент преношења топлоте и када може доћи до великог загревања површине горивог елемента. Ова критична ситуација је одређена разликом температуре између површине горивог елемента и хладиоца или вредношћу топлотног флуksа. За случај воде под притиском критични топлотни флуks је одређен релацијом [81]:



$$q_{\text{krit}} = 2468(w\rho)^{0.5}(T_s - T_h)^{0.33} \left( \frac{v_p}{v_p - v_v} \right)^{-1.8} \text{ [kW / m}^2\text{]} \quad (4.1)$$

где је  $w$  брзина воде,  $\rho$  њена густина,  $T_s$  температура воде на притиску и температури сатурације,  $T_h$  температура хладиоца, а  $v_p$  и  $v_v$  су специфичне запремине паре и воде на температури сатурације. Ова релација важи за притиске од 140-200 bar и брзину кретања воде од 1,5 до 7 m/s, а за потхлађење  $T_s - T_h = 10 - 100^\circ\text{C}$ . У условима високог топлотног флуksа до испаравања течности може доћи на врелим грејним површинама, упркос томе што је средња температура течног језгра испод температуре сатурације. Овај феномен је познат као потхлађено кључање и изазван је термодинамичком неравнотежом течности. Односно, долази до прегрејања течности у граничном слоју, уз грејну површину, док је течно језгро још знатно потхлађено. Парни мехурови формирану на грејним површинама, у почетку расту због размене топлоте и масе са стране грејног зида и прегрејаног граничног слоја али са даљим порастом њихове запремине или услед кретања када изађу изван прегрејаног слоја, они се кондензују будући да се тада пренос топлоте врши у супротном смеру, од мехурова ка прегрејаној течности.

Губитак циркулације хладиоца представља један од највероватнијих удеса нуклеарних реактора, када губитак циркулације хладиоца кроз језгро резултира у смањењу граница за појаву критичног топлотног оптерећења тако да заштитни системи реактора искључују реактор. Престанак циркулације хладиоца у примарном кругу нуклеарно-енергетског постројења је последица испада из погона једне или више циркулационих пумпи. Како проток хладиоца кроз грејне канале језгра опада на нулу, поставља се основно питање од интереса за сигурност, колико је времена потребно да би се обезбедило ефикасно хлађење горива. Системи аутоматске регулације су пројектовани да, по пријему сигнала удесног губитка циркулације хладиоца, активирају систем за заустављање реактора.

Губитак циркулације хладиоца кроз језгро резултира у смањењу граница за појаву критичног топлотног оптерећења, тако да заштитни системи реактора морају снизити

снагу реактора или га потпуно искључити. Циркулационе пумпе код вреловодног реактора (pressurized water reactor-PWR) су опремљене замајцем да би се повећао обртни момент инерције радног кола пумпе и успорило смањивање циркулације носиоца топлоте. Уколико се у каналу нуклеарног реактора одрже услови ефикасног преноса масе и енергије током неколико секунди, може се однети целокупна топлота и спречити прегревање језгра. Међутим, у другом случају, уколико је ефикасно хлађење ограничено на неколико стотина милисекунди, одвешће се мања количина топлоте што ће резултирати у високим температурама кошуљице и појави евентуалних оштећења.

У нормалним радним условима реактора PWR типа, примарни хладилац улази у грејни канал знатно потхлађен. Током свог кретања уз гориве снопове, хладилац се загрева при чему почиње локално стварање клица парних мехурова у топлим каналима. После мешања са једнофазним хладиоцем из периферних грејних канала, на излазу из језгра реактора, хладилац, у средњем, носи занемарљив запремински садржај парне фазе. Тако је (на примеру HE Кршко) средњи садржај парне фазе на излазу из језгра, у нормалним условима 0,58%. У топлим каналима је допуштен знатно виши степен испаравања носиоца топлоте, тако да се запремински садржај паре креће од 5,4 до 19,3%, у зависности од топлотног оптерећења и протока хладиоца.

Размотримо термо-хидрауличко понашање расхладног флуида у грејном каналу, приликом потпуног губитка циркулације изазваног на пример испадом електричног напајања циркулационе пумпе којом се обезбеђује потискивање хладиоца кроз систем. У овом случају, због инерције обртног кола пумпе и хладиоца у систему неће доћи до тренутног већ до експоненцијалног пада циркулације хладиоца кроз грејни канал. Услед тога долази до брзе промене у режимима размене топлоте на релацији грејна површина – расхладни флуид и струјању двофазног хладиоца. Са опадањем протока хладиоца, долази до брзог пораста температуре зида (кошуљице) горивног елемента. Као и у случају устаљеног струјања, до почетка потхлађеног кључања неће доћи док температура кошуљице не достигне тачку сатурације, да би нуклеација мехурова започела после извесног периода времена, када се достигне потребно прегрејање граничног слоја флуида. Степен прегрејања потребан за нуклеацију у датом струјном систему зависи преваходно

од услова струјања, односно успорења циркулације. Због јаке зависности брзине нуклеације од термодинамичког стања течне (носеће) фазе у двофазном хладиоцу, мале промене у прегрејању могу драстично утицати на брзину стварања мехурова. Даље, брзина генерације мехурова брзо ће расти до неке вршне вредности пошто прегрејање течности нарасте до своје горње границе. Међутим, после успостављања овако термодинамичке нуклеације паре уз пратећи пренос латентне топлоте од течности на пару, треба очекивати да ће прегрејање течности као и брзина формирања парне фазе опасти на знатно нижу вредност. Ширина зоне нуклеације у једнофазном флуиду, односно брзина кретања фронта потхлађеног кључања у грејном каналу функција је физичких својстава течности и паре, брзине струјања као и осталих струјних параметара.

Феномен потхлађеног кључања може представљати значајну резерву сигурности реактора, у појединим поремећеним радним стањима будући да се услови за размену топлоте значајно побољшавају са развојем кључања хладиоца. Међутим, он може имати и нежељене последице будући да генерисање паре механизмом потхлађеног кључања може довести до различитих поремећаја па чак и локалног пригушења протока расхладног флуида, будући да двофазни флуид има знатно већи пад притиска у односу на једнофазни. Занемаривање или пак недовољно пажљиво разматрање ових ефеката кључања ће довести до различитих оштећења структуре канала уколико је нпр. циркулациона пумпа недовољна да савлада ове отпоре те долази до струјних нестабилности, односно периодичних промена у протоку хладиоца.

Извор топлотне енергије испаравања може бити двојак: спољашњи и унутрашњи. У првом случају је реч о довођењу топлоте споља, од тзв. грејне површине, кроз слој течности, до површине испаравања. Потенцијал испаравања се одржава између грејне површине и површине испаравања у виду одређене разлике температура. У другом случају, за испаравање се троши део унутрашње енергије течности, зашта је потребно да маса течности буде прегрејана. Ово се може остварити ако се изврши нагло снижење притиска течности (декомпресија) испод притиска сатурације. Ако је маса течности довољно велика, а декомпресија брза и по величини довољна да се у маси течности формира иницијална површина испаравања, појава ће се одиграти адијабатски, а

постигнуто прегрејање течности представља почетни потенцијал испаравања. Зато се испаравање проузроковано на овај начин назива адијабатско испаравање.

Разликујемо следеће основне услове декомпресије течности при којима настаје појава испаравања:

- у маси мирне течности у затвореном суду (на одређеном притиску), изолованом према окоolini, при наглој декомпресији (нпр. нагло отварање вентила или прскање суда) настаје адијабатско испаравање масе течности ако је достигнуто критично прегрејање течности;
- загрејана течност одређене температуре, на притиску већем од притиска сатурације струји кроз затворени систем цеви, изолован према окоolini. Услед пада притиска на одређеном месту у цевоводу течност достиже критично прегрејање и започиње испаравање у струји течности. Пад притиска може настати као последица следећих појава:
  - ✓ трења,
  - ✓ убрзања струје на местима значајне промене пресека цеви,
  - ✓ ефекта хидростатичке висине;
- загрејана течност истиче из суда под притиском, под дејством знатне разлике притисака. У зависности од температуре течности и величине декомпресије, започиње испаравање у струји течности ( у суду ) и у струји у близини отвора или само у струји течности.

Реални системи обично представљају комбинацију наведених услова за појаву адијабатског испаравања течности, при чему долази до истовременог деловања већег броја ефеката. Такође, адијабатски и равнотежни услови се у пракси могу остварити само приближно. Због овакве сложености услова и узајамног деловања различитих механизма, процес испаравања загрејане течности представља веома комплексну појаву, што отежава како њено потпуно разумевање тако и аналитичко описивање.

Истовремено са развојем фронта почетка потхлађеног кључања долази и до померања фронта засићеног кључања ка улазном делу грејног канала. Са наставком генерисања парне фазе, неки мехурови могу коалесцирати због геометријских ограничења или различитих кретања мехурова уз формирање већих мехурова – чепова који могу заузети скоро цео пречник цеви, док је запремина између чепова попуњена мехурастом мешавином. Односно на вишим вредностима запреминског садржаја парне фазе долази до успостављања мехурасто-чепастог режима струјања. Експериментална истраживања су показала да фреквенција појављивања и дужина чепова могу расти са порастом садржаја парне фазе у флуиду.

Уколико је брзина опадања протока хладиоца у каналу довољно велика да превазилази ефекте опадања генерације топлоте у горивим штаповима, у каналу ће се и даље повећавати садржај парне фазе. Односно, као последица Бернули-јевог ефекта парни мехурови ће се концентрисати у средишту канала и међусобним стапањем формираће ануларни режим струјања хладиоца. У знатно неповољним удесним ситуацијама, развој ануларног режима струјања погодује стварању услова за критичну размену топлоте и прегревање кошуљице.

У анализама сигурности и ризика при раду енергетских постројења од посебног значаја је проблем истицања иницијално потхлађене течности високе енталпије и на високом притиску у околину на ниском, атмосферском притиску. Да би могли да предвидимо брзину истицања двофазне мешавине из канала (судова) у околину, неопходно је познавати параметре процеса неравнотежног испаравања и величине стања двофазне мешавине. Од посебног значаја је разумевање природе узрока и механизма преласка течности из стања једне фазе (метастабилне) до двофазне мешавине при брзој декомпресији у систему течности. Стога се резултати моделирања феномена флашинга и генерације парне фазе могу узети као почетни услови за развој и успостављање одговарајућих режима двофазне мешавине.

## 5. Закључак

Овај рад садржи резултате истраживања механизма размене топлоте кључањем двофазне мешавине у великим запреминама течности. Ова врста кључања се среће у великом броју значајних процеса у енергетици, хемијској и процесној индустрији, као и у другим областима технике у којима се примењују генератори паре и парни котлови, код којих се пара генерише на цевима у снопу које су потопљене у великој запремини течности. Обзиром на ширину постављеног циља истраживања изабран је фундаменталан приступ развоја и валидације детаљног физичког и математичког модела за спрегнуту симулацију конвективног кључања двофазне мешавине и кондукције топлоте у грејном зиду.

Развијен је и примењен оригинални математички модел, нумерички поступак решавања и компјутерски програм за симулације и анализе мехурастог кључања у великој запремини. На основу примењеног модела је симулирано понашање двофазне мешавине на грејној површини при чему је укључено предвиђање нивоа двофазне мешавине. Поступак је заснован на нумеричком решавању модела два флуида који се састоји од билансних једначина масе, количине кретања и енергије за сваку од фаза и од конститутивних корелација за одређивање размене билансних величина на разделним површинама течне и парне фазе. Развијени нумерички поступак представља допринос у развоју метода истраживања мехурастог кључања, с обзиром да су досадашњи методи рада били углавном експериментални, а развијени емпиријски модели су могли бити поуздано примењени само у ужем опсегу струјних и термичких параметара од значаја за одвијање процеса. Развијени модел омогућава нумеричку симулацију процеса кључања, као и квантификацију утицаја густине нуклеације и услова загревања зида на настанак и одвијање мехурастог кључања.

Полазећи од констатације да термички и хидраулички услови на грејној површини при мехурастом кључању у великој запремини представљају веома сложене процесе, овај рад је обухватио њихово теоријско и аналитичко проучавање и одређивање

закономерности генерисања паре на грејном зиду. При томе се избор математичког модела, граничних и почетних услова, заснивао на идеји да се проблем разматра што ближе реалним условима, да се методологија проучавања нестационарних режима заснива на жељи да се региструје почетак и даљи развој процеса мехурастог кључања и да се развијеним поступком специфицирају услови у којима се ова појава може идентификовати.

Математичким моделирањем описаног процеса мехурастог кључања двофазне мешавине у великој запремини створена је основа за анализу струјних и термодинамичких параметара двофазне мешавине при кључању и кризи размене топлоте. На тај начин добијени су нумерички резултати којима је дефинисана узајамна спрега различитих фактора који прате процес мехурастог кључања у великој запремини. Упоређивањем претпоставки које омогућавају затварање система једначина конзервације, реализован је конзистентан математички модел који омогућује одређивање карактеристичних параметара који дефинишу почетак и интензитет мехурастог кључања. Анализом параметара помоћу математичког модела добијени су резултати који омогућавају оцену услова преноса топлоте при мехурастом кључању.

На основу приказаних резултата закључује се да развијени поступак прорачуна термохидрауличких услова на грејној површини генератора паре при кључању, омогућава потпуно сагледавање поља брзина течне и парне фазе, поља притиска, просторне расподеле запреминског удела паре, расподеле температура у грејном зиду и на његовој површини, као и одређивање положаја нивоа двофазне мешавине и масе течности. Ови резултати су подлога за термохидрауличке анализе сигурности рада генератора паре, тј. за пројектовање и дефинисање оперативних процедура погона генератора паре у циљу остварења високе поузданости и ефикасности рада.

## ЛИТЕРАТУРА:

- [1] Trunov, N. B., Lukasevich, B. I, Veselov, D. O. and Dragunov, Yu. G., Steam Generators – Horizontal or Vertical (Which Type Should Be Used in Nuclear Power Plants with VVER), Atomic Energy, 105(3) (2008).
- [2] Huang, B. J., Yen, R. H., Shyu, W. S., A Steady-State Thermal Performance Model of Fire – Tube Shell Boilers, ASME Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 110 (1988) 173 – 179.
- [3] Voinov, A. P., Zaicev, V. A., Kuperman, L. I., Sidlkovski, L. N., Boilers for Waste Heat Utilization and Technological – Energy Equipment, Energoatomizdat, Moskva (in Russian), 1989.
- [4] Whalley, P. B., Two – Phase Flow and Heat Transfer, Oxford University Press (1996)
- [5] Boiling Heat Transfer on External Surfaces, Chapter 9, Engineering Data Book III, WOLVERINE TUBE, INC (2006)
- [6] Blagojević, B., Prenos toplote sa kompozitnih grejnih površina pri ključanju u velikoj zapremini tečnosti, Doktorska disertacija, Mašinski fakultet u Nišu, 1986.
- [7] Ilić, G., Radojković, N., Stojanović, I., Termodinamika II, Osnove prostiranja toplote, (1996) Niš
- [8] Bošnjaković, F., Nauka o toplini, II Deo, IV Izdanje Tehnička knjiga, Zagreb, (1976)
- [9] Incropera, DeWitt, Bergman, Lavine, Fundamentals of Heat and Mass Transfer (1990)
- [10] Rohsenow, W.M., A method of correlating heat transfer data for surface boiling of liquids, *ASME J. Heat Transfer* 74 (1952) 969-976
- [11] Han, C.Y., Griffith, P., The mechanism of heat transfer in nucleate pool boiling-Parts I and II, *Int. J. Heat Mass Transfer* 8 (1965) 887-913
- [12] Mikic, B.B., Rohsenow, W.M., A new correlation of pool boiling data including the effect of surface characteristic, *ASME J. Heat Transfer* 91 (1969) 245-250
- [13] Demiray, F., Kim, J., 2004. Microscale heat transfer measurement during pool boiling of FC-72: effect of subcooling. *Int. J. Heat Mass Transfer* 47, 3257-3268.



- [14] R.L. Judd, K.S. Hwang, A comprehensive model for nucleate pool boiling heat transfer including microlayer evaporation, *ASME J. Heat Transfer* 98 (1976) 623-629
- [15] Voutsinos, C.M., Judd, R. L., Laser interferometric investigation of the microlayer evaporation phenomenon, *J. Heat Transfer* 97 (1975) 88-92.
- [16] Moghaddam, S., Kiger, K., 2008. Physical mechanisms of heat transfer during single bubble nucleate boiling of FC-72 under saturated conditions – I. Experimental investigation. *Int. J. Heat Mass Transfer*
- [17] Kim, J., Review of Nucleate Pool Boiling Bubble Heat Transfer Mechanisms, *Int. J. of Multiphase Flow* 35(2009) 1067-1076
- [18] Paul, D.D., Abdel-Khalic, S.I., A statical analysis of saturated nucleate boiling along a heat wire, *Int. J. Heat Mass Transfer* 26 (1983) 509-519.
- [19] Benjamin, R., Balakrishnan, A. R., Nucleate pool boiling heat transfer of pure liquids at low to moderate heat fluxes, *Int. J. Heat Mass Transfer* 39 (1966) 2495-2504.
- [20] Sernas, V. Hooper, F.C., The initial vapor bubble growth on a heated wall during nucleate boiling, *Int. J. Heat Mass Transfer* 12 (1969) 1627-1639
- [21] Siegel, R., Keshock, E.G., Effects of reduced gravity on nucleate boiling bubble dynamics in water, *AIChE J.* 20 (1964) 509-517
- [22] Torikai, K., Akiyama, M. , Kobori, T., Adachi, H., Boiling heat transfer and burn out mechanism in boiling water cooled reactor, Third United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy (1964) (Paper No. 28/P/580)
- [23] Stephan, K., *Heat Transfer in Conduction and Boiling*, Springer, New York, 1992
- [24] Li, Y-Y., Liu Z-H., Wang G-S., A Predictive Model of Nucleate Pool Boiling on Heated Hydrophilic Surfaces, *Int. J. Heat Mass Transfer* 65 (2013) 789-797.
- [25] Zhang, Y., Wei, J., Xue, Y., Kong, X., Zhao, J., Bubble Dynamics in Nucleate pool Boiling on Micro-pin-finned Surfaces in Microgravity, *Applied Thermal Engineering* 70 (2014) 172-182
- [26] Karri, S., Dynamics of bubble departure in micro-gravity, *Chem. Eng. Commun.* 70 (2001) 175-189.

- [27] Lee, C -Y., Zhang, B -J., Kim, K., Influence of Heated Surfaces and Fluids on Pool Boiling Heat Transfer, *Experimental Thermal and Fluid Science* 59 (2014) 15-23
- [28] Gupta, A., Enhancement of Boiling Heat Transfer in a 5x3 Tube Bundle, *Int. J. Heat and Mass Transfer* 48 (2005) 3763-3772
- [29] Gupta, A., Saini, J. S., Varma, H. K., Boiling heat transfer in small horizontal tube bundles at low cross-flow velocities, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 38 (4) (1995) 599-605.
- [30] Mann, M., Stephan, K., Stephan, P., Influence of Heat Conduction in the Wall on Nucleate Boiling Heat Transfer, *Int. J. of Heat and Mass Transfer* 43 (2000) 2193-2203
- [31] Jung, S., Kim, H., An Experimental Method to Simultaneously Measure the Dynamics and Heat Transfer Associated with a Single Bubble During Nucleate Boiling on a Horizontal Surface, *Int. J. of Heat and Mass Transfer* 73 (2014) 365-375
- [32] Hahne, E., Barthau, G., Heat Transfer and Nucleation in Pool-Boiling, *Int. J. of Thermal Sciences* 45(2006) 209-216
- [33] Barthau, G, Hahne, E., Experimental Study of Nucleate Pool Boiling of R134a on a Stainless Steel Tubes, *International Journal of Heat and Fluid Flow* 25 (2004) 305-312
- [34] Theofanous, T. G., Tu, J. P., Dinh, T. N., The Boiling Crisis Phenomenon Part I: Nucleation and Nucleate Boiling Heat Transfer, *Experimental Thermal and Fluid Science* 26 (2002) 775-792
- [35] Jacob, M., Linke, W., Der warmeubergang beim verdampfen von flussigkeiten an senkrechten und waagerechten flachenm, *Phys. Z.8* (1935) 267-280
- [36] Gogonin, I., Kutateladze, S., Critical heat flux as a function of heater size for a liquid boiling in a large enclosure, *J. Eng. Phys.* 33 (5) (1977) 1286-1289
- [37] Nishikawa, K., Fujita, Y., Uchida S., Ohta, H., Effect of Surface Configuration on Nucleate Boiling Heat Transfer, *Int Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 27, No. 9, pp. 1559-1571, (1984)
- [38] Welch, S. W. J., Local Simulation of Two-Phase Flows including Interface Tracking with Mass Transfer, *Journal of Computational Physics* 121 (1995) 142-154

- [39] Welch, S. W. J., Wilson, J., A Volume of Fluid Based Method for Fluid Flows with Phase Change, *Journal of Computational Physics* 160 (2000) 662-682
- [40] Sussman, M., Smereka, P., Osher, S., A Level Set Approach for Computing Solutions to Incompressible Two-phase Flow, *Journal of Computational Physics* 114 (1994) 146-159
- [41] Son, G., Dhir, V. K., Numerical Simulation of Film Boiling Near Critical Pressures with a Level Set Method, *Journal of Heat Transfer* 120 (1998) 183-192
- [42] Juric, D., Tryggvason, G., Computations of boiling Flows, *International Journal of Multiphase Flow* 24 (1998) 387-410
- [43] Dhir, V., K., Mechanistic Prediction of Nucleate Boiling Heat Transfer – Achievable or Hopless Task?, *Journal of Heat Transfer* 128 (2006) 1-12
- [44] Son, G., Dhir, N., Ramanujapu, Dynamics and Heat Transfer Associated with a Single Bubble During Nucleate Boiling on a Horizontal Surface, *Journal of Heat Transfer* 121 (1999) 623-631
- [45] Son, G., Ramanujapu, N.m, Dhir, V., K., Numerical Simulation of Bubble Merger Process on a Single Nucleation Site During Pool Nucleate Boiling, *Journal of Heat Transfer* 124 (2002) 51-62
- [46] Mukherjee, A., Dhir, V., K., Study of Lateral Merger of Vapour Bubbles during Nucleate Pool Boiling, *Journal of Heat Transfer* 126 (2004) 1023-1039
- [47] Son, G., Dhir, V., K., A Level Set Method for Analysis of Film Boiling on an Immersed Solid Surface, *Numerical Heat Transfer Part B* 52 (2007) 153-177
- [48] Son, G., Dhir, V., K., Three-dimensional Simulation of Saturated Film Boiling on a Horizontal Cylinder, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 51 (2008)1156-1167
- [49] Son, G., Dhir, V., K., Numerical Simulation of Nucleate Boiling on a Horizontal Surface at High Heat Fluxes, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 51 (2008)2566-2582
- [50] Wu, J., Dhir, V., K., Numerical Simulations of the Dynamics and Heat Transfer Associated with a Single Bubble in a Subcooled Pool Boiling, *Journal of Heat Transfer* 132 (2010)111-501

- [51] Gibou, F., Chen, L., Nguyen, D., Banerjee, S., A Level Set Based Sharp Interface Method for the Multiphase Incompressible Navier-Stokes Equations with Phase Change, *Journal of Computational Physics* 222 (2007) 536-555
- [52] Esmaeeli, A., Tryggvason, G., A Front Tracking Method for Computations of Boiling in Complex Geometries, *International Journal of Multiphase Flow* 30 (2004) 1037-1050
- [53] Tryggvason, G., Esmaeeli, A., Al-Rawahi, N., Direct Numerical Simulations of Flows with Phase Change, *Computers and Structures* 83 (2005) 4450453
- [54] Al-Rawahi, N., Tryggvason, G., Numerical Simulation of Dendritic Solidification with Convection: Two-dimensional Geometry, *Journal of Computational Physics* 180 (2002) 471-496
- [55] Welch, S. W. J., Rachidi, T., Numerical Computation of Film Boiling including Conjugate Heat Transfer, *Numerical Heat Transfer Part B* 42 (2002) 35-53
- [56] Agarwal, D., K., Welch, S. W. J., Biswas, G., Durst, F., Planar Simulation of Bubble Growth in Film Boiling in Near-critical Water using a Variant of the VOF Method, *Journal of Heat Transfer* 126 (2004) 329-338
- [57] Ghosh, K., Mukhopadhyay, A., Sen, S., Sanyal, D., A Sphericosymmetric VOF Approach for Investigating Immiscible Two-phase Systems with one Liquid Phase, *Numerical Heat Transfer Part A* 50 (2006) 949-974
- [58] Ghosh, K., Mukhopadhyay, A., Sen, S., Sanyal, D., An Integral Approach for Simulation of Vapour Film Dynamics around a Spherical Surface, *International Journal of Thermal Sciences* 48 (2009) 1327-1337
- [59] Yuan, M. H., Yang, Y. H., Li, T. S., Hu Z. H., Numerical Simulation of Film Boiling on a Sphere with a Volume of Fluid Interface Tracking Method, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 51 (2008) 1646-1657
- [60] Akhtar, M. W., Kleis S. J., A Volume of Fluid Phase Change Model on Adaptive Octree Grids, *Journal of ASTM International* 8 (2011)
- [61] Ma, C., Bothe, D., Numerical Modeling of Thermocapillary Two-Phase Flows with Evaporation using a Two-Scalar Approach for Heat Transfer, *Journal of Computational Physics* 233 (2013) 552-573

- [62] Tomar, G., Biswas, G., Sharma, A., Agrawal, A., Numerical Simulation of Bubble Growth in Film Boiling using a Coupled Level-set and Volume of Fluid Method, *Physics of Fluids* 17 (2005) 112103
- [63] Son, G., Numerical Study on a Sliding Bubble during Nucleate Boiling, *KSME Int J.* 15(2001), 931-940
- [64] Abarajith, H. S., Dhir, V. K., Effect of Contact Angle on the Dynamics of a Single Bubble during Pool Boiling using Numerical Simulations. 2002, In: Proc. IMECE2002 ASME International Mechanical Engineering Congress & Exposition
- [65] Sato, Y., Ničeno, B., A Sharp-interface Phase Change Model for a Mass-conservative Interface Tracking Method, *Journal of Computational Physics* 249 (2013) 127-161
- [66] Lal, S., Sato, Y., Niceno, B., Direct Numerical Simulation of Bubble Dynamics in Subcooled and Near-Saturated Convective Nucleate Boiling, *International Journal of Heat and Fluid Flow* (2014), dx.doi.org/10.1016/
- [67] Sanna, A., Hutter, C., Kenning, D.B.R., Karayiannis, T.G., Sefiane, K., Nelson., R.A., Numerical Investigation of Nucleate Boiling Heat Transfer on Thin Substrates, *Int Journal of Heat and Mass Transfer* 76 (2014) 45-64
- [68] Theofanous, T. G., Dinh, T. N., Tu, J. P., A. T. Dinh, The Boiling Crisis Phenomenon Part II: Dryout dynamics and burnout, *Experimental Thermal and Fluid Science* 26 (2002) 793-810
- [69] Isachenko, V. P., Osipova, V. A., Sukomel, A. S., *Heat Transfer*, Mir Publisher Moscow, pp. 311-312, 317, 1980.
- [70] Theofanous, T. G., Addressing the Complexity of Multiphase Flows, 39<sup>th</sup> European Two-Phase Flow Group Meeting, Areiro, Portugal, June 17-21, 2001.
- [71] Fritz, W., Calculation of Maximal Bubble Volume (in German language), *Physikalische Zeitschrift*, 36 (1935), pp. 379–384
- [72] Thom, J. R. S., Walker, W.M., Fallon, T.A., Reising, G.F.S., Boiling in subcooled water during flow up heated tubes or annuli, *Proc. Inst. Mech. Eng.* 180 (Part 3C) (1966) 226-246
- [73] Hibiki, T., Ishii, M., Active nucleation site density in boiling systems, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 46 (2003) 2587-2601

- [74] Kolev, 2008, To the nucleation boiling theory, Letter to the Editor, Nuclear Engineering and Design 238 (2009) 187-192
- [75] Piroo, I. L., Rohsenow, W., Doerffer, S. S., Nucleate pool boiling heat transfer I: review of parametric effects of boiling surface, International Journal of Heat and Mass Transfer 47 (2004) 5033-5044
- [76] Ishii, M., Two-Fluid Model for Two-Phase Flow, 2<sup>nd</sup> Int. Workshop on Two-Phase Flow Fundamentals, Rensselaer, Polytechnic Institute, USA, 1987.
- [77] Stevanović, V. D., Thermal-hydraulics of steam generators-modelling and numerical simulation, University of Belgrade, Faculty of Mechanical Engineering, Belgrade, 2006., Monografija
- [78] Stevanovic, V., Maslovaric, B., Prica, S., Dynamics of steam accumulation, Applied Thermal Engineering (2012), vol 37, pp. 73-79
- [79] Patankar, S. V. Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, 1980.
- [80] Peric, Ferziger, Computational Methods for Fluid Dynamics, Springer, 2002.
- [81] Popović, D., Nuklearna energetika, Naučna knjiga, Beograd (1978)

## БИОГРАФИЈА

Андријана Стојановић је рођена у Врању 22.07.1981. године. Гимназију „Бора Станковић“ у Врању, природно-математичког смера, је завршила 2000. године. Исте године је уписала Машински факултет у Нишу, а дипломирала је 2006. године са просечном оценом 8.76 на испитима и оценом 10 на дипломском раду. Докторске студије је уписала 2007. године на Групи за енергетику и процесну технику.

Андријана Стојановић је запослена у Лабораторији за термотехнику и енергетику Института за нуклеарне науке Винча од маја 2007. године. Од пријема у радни однос, је била ангажована у раду на пројектима Министарства науке:

„Истраживање техноекономских потенцијала производње електричне енергије ветрогенераторима на локацији ТЕ Костолац“ - ЕЕ-273013Б;

„Развој и примена комплементарних метода за процену енергетске ефикасности и индикатора квалитета унутрашњег простора стамбених објеката на подручју Београда“ – ТР 1804А;

„Развој технологије цигаретног сагоревања балиране пољопривредне биомасе са анализом могућности комбиноване производње топлотне и електричне енергије“ – ТР 18216 А;

„Истраживање и развој енергетски и еколошки високоефективних система полигенерације заснованих на обновљивим изворима енергије“ – ИИИ 042006;

„Повећање енергетске и еколошке ефикасности процеса у ложишту на угљени прах и оптимизија излазне грејне површине енергетског парног котла применом сопствених софтверских алата“ – ТР 33018.

Аутор је и коаутор 42 научно-стручна рада, од којих је 3 рада објављено у међународним часописима са SCI листе, 5 радова је објављено у водећим национално-стручним часописима, а 34 у зборницима међународних научно-стручних скупова. Коаутор је техничког решења из области математичког моделирања и нумеричких прорачуна процеса размене топлоте у ложишту енергетских котлова.