

UNIVERZITET U BEOGRADU

MAŠINSKI FAKULTET

Milan M. Petrović

**DINAMIKA ISPARAVANJA U VELIKIM
ZAPREMINAMA TEČNOSTI IZLOŽENIM
VELIKIM SPECIFIČNIM TOPLOTNIM
PROTOCIMA U GENERATORIMA PARE**

doktorska disertacija

Beograd, 2021

UNIVERSITY OF BELGRADE
FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING

Milan M. Petrović

**DYNAMICS OF POOL BOILING UNDER HIGH
HEAT FLUXES IN STEAM GENERATORS**

Doctoral Dissertation

Belgrade, 2021

Komisija za pregled i odbranu:

Mentor: dr Vladimir Stevanović, redovni profesor
Univerzitet u Beogradu, Mašinski fakultet

Članovi komisije: dr Miloš Banjac, redovni profesor
Univerzitet u Beogradu, Mašinski fakultet

dr Sanja Milivojević, vanredni profesor
Univerzitet u Beogradu, Mašinski fakultet

dr Milada Pezo, viši naučni saradnik
Univerzitet u Beogradu, Institut za nuklearne nauke
"Vinča"

dr Milica Ilić, naučni saradnik
Univerzitet u Beogradu, Inovacioni centar Mašinskog
fakulteta

Datum odbrane:

DINAMIKA ISPARAVANJA U VELIKIM ZAPREMINAMA TEČNOSTI IZLOŽENIM VELIKIM SPECIFIČNIM TOPLOTNIM PROTOCIMA U GENERATORIMA PARE

SAŽETAK

Predmet istraživanja ove doktorske disertacije je generisanje pare u velikim zapreminama tečnosti i razvoj odgovarajućih modela generisanja pare u uslovima bazenskog ključanja i modela generisanja pare u uslovima ključanja na spoljašnjoj površini cevnog snopa generatora pare. Razvijeni model generisanja pare u uslovima bazenskog ključanja je zasnovan na trodimenzijskoj numeričkoj simulaciji oblasti bazena i rešen je modelom dva fluida, kao i odgovarajućim bilansnim jednačinama mase, količine kretanja i energije, dok je oblast zida rešena trodimenzijskom numeričkom simulacijom temperaturskog polja. Sprezanje ove dve oblasti je izvedeno razdvajanjem na odgovarajući način mesta na zagrejačkom zidu gde nastaju mehurovi i mesta gde tečni film hladi zagrejački zid. Kao rezultati simulacije dobijeni su pouzdani rezultati neuniformne raspodele temperature u zagrejačkom zidu, kao i polja zapreminskog udela pare i nivoa dvofazne mešavine u bazenu. Model bazenskog ključanja je validiran za eksperimentalne uslove dostupne u literaturi koji odgovaraju ključanju vode na atmosferskom pritisku. Kao rezultat istraživanja bazenskog ključanja predložena je nova korelacija za bazensko ključanje zasnovana na gustini mesta nukleacije, kao i na dve karakteristične oblasti koje su istraživane. Drugi razvijen model u doktorskoj disertaciji je model generisanja pare u uslovima ključanja na spoljašnjoj površini cevnog snopa. Model je zasnovan na numeričkoj simulaciji dvofaznog strujanja sekundarnog fluida oko snopa cevi generatora pare. Međufazni procesi na razdelnim površinama su modelirani odgovarajućim konstitutivnim korelacijama za dvofaznu mešavinu. Model je validiran na dve eksperimentalne instalacije generatora pare koje rade sa različitim vrstama radnih fluida. Oba modela razvijena u disertaciji daju detaljan uvid u složene uslove koji vladaju pri različitim uslovima ključanja i imaju značaj pri projektovanju i analizama sigurnosti generatora pare i isparivača.

Ključne reči: isparavanje, ključanje, dvofazna strujanja, numerička simulacija, generatori pare

Naučna oblast: Mašinstvo

Uža naučna oblast: Termoenergetika

UDK broj: 621.184.2:532.529(043.3)

DYNAMICS OF POOL BOILING UNDER HIGH HEAT FLUXES IN STEAM GENERATORS

ABSTRACT

The subject of this thesis is vapour generation in pool boiling conditions and development of corresponding pool boiling model and boiling model for vapour generation around a tube bundle on the secondary side of steam generator. The modelling approach is based on the two fluid model of two-phase flow in the pool region, with corresponding governing equations for mass, momentum and energy balance for each phase and the closure laws for interfacial transport due to friction and phase transition, and the transient heat conduction within the heated wall. The coupling between these two regions is achieved through a heat transfer from the heated wall to the growing bubble and the conjugate heat transfer between the heated wall and the liquid on the wetted surface. Obtained results show reliable nonuniform wall temperature distribution, as well as void fraction field and the swell level position in the pool. Pool boiling model is validated against experimental conditions, available in the literature, which corresponds pool boiling at the atmospheric pressure. As a result of pool boiling investigations, new pool boiling correlation is proposed based on nucleation site density and considering two characteristic areas of the heat transfer. The second developed model in this thesis is boiling model for two-phase flow around tubes in a bundle of steam generator. The applied approach numerically solves vapor-liquid flow with vapour generation at secondary side of steam generator. Interface transport is modelled with closure laws. The model is validated on two experimental instalations of steam generator with two different types of working fluid. The both boiling models give detail insight in complex conditions in boiling and have importance for different design of steam generators and evaporators.

Key words: evaporation, boiling, two-phase flow, numerical simulation, steam generators

Scientific discipline: Mechanical engineering

Scientific subdiscipline: Thermal Power Engineering

UDC number: 621.184.2:532.529(043.3)

SPISAK OZNAKA

Latinična slova:

a	temperaturna provodljivost, m^2s^{-1} , dužina zagrejačkog zida, m, razdelna površina, m^{-1}
A_b	površina kontakta osnove mehura i zida, m^2
b	širina zone za nukleaciju mehura, m
c_p	specifični toplotni kapacitet, $\text{Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$
C_D	koeficijent međufaznog trenja, -
d_c	prečnik cevi, m
D	prečnik mehura pri odvajanju, m
D_h	hidraulički prečnik, m
f	frekvencija odvajanja mehura, s^{-1}
F	sila po jedinici zapremine, Nm^{-3}
g	gravitaciono ubrzanje, ms^{-2}
H	visina bazena, m
h	koeficijent prelaza toplote, $\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$, specifična entalpija, Jkg^{-1}
h_1	koeficijent prelaza toplote sa primarnog fluida na zid cevi, $\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$
h_2	koeficijent prelaza toplote sa zida cevi na sekundarni fluid, $\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$
Ja	Jakob-ov broj, -
k	koeficijent prolaza toplote, $\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$
L_c	dužina kapilare vode, m
M	molarna masa, gmol^{-1}
\dot{m}	maseni protok, kgs^{-1}
n	gustina mesta nukleacije, m^{-2}
n_c	broj cevi, -
N	broj kontrolnih zapremina/mehurova, broj zona nukleacije,
N_u	Nusselt-ov broj, -
p	pritisak, Pa
P	korak cevi, -
P_r	Prandtl-ov broj, -
q, \dot{q}_A	površinski toplotni fluks, Wm^{-2}
\dot{q}_V	zapreminski toplotni fluks, Wm^{-3}
r	latentna toplota isparavanja, Jkg^{-1}
R	poluprečnik, m
R_a	srednja aritmetička hrapavost, μm
Re	Reynolds-ov broj, -
R_z	otpor zaprljanja
t	vreme, s
T	temperatura, K
\vec{u}	vektor brzine, ms^{-1}
u, v, w	projekcije brzine na x, y i z osu, ms^{-1}
V	zapremina, m^3
x, y, z	koordinate, m

Grčka slova:

α	zapreminski udeo, -
β	empirijska konstanta, -
γ	empirijska konstanta, -
Γ	brzina promene faze, $\text{kgm}^{-3}\text{s}^{-1}$
δ	debljina, m
θ	ugao kvašenja, °
λ	toplotna provodljivost, $\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$
μ	dinamička viskoznost, $\text{kgm}^{-1}\text{s}^{-1}$
ν	kinematska viskoznost, m^2s^{-1}
ρ	gustina, kgm^{-3}
σ	površinski napon, Nm^{-1}
τ	vreme rasta mehura, s
τ_{isp}	relaksaciona konstanta isparavanja, s
τ_{kond}	relaksaciona konstanta kondenzacije, s
φ	koeficijent, -
ψ	poroznost, -

Indeksi:

<i>b</i>	mehur
<i>c</i>	kritični
<i>cond</i>	kondukcija
<i>e</i>	e pravac
<i>f</i>	fluid
<i>i</i>	razdelna površina, inercijalno
<i>isp</i>	isparavanje
<i>k</i>	indeks faze
<i>kond</i>	kondenzacija
<i>o</i>	otpor
<i>P</i>	pritisak
<i>pk</i>	podizni kanal
<i>PN</i>	površinski napon
<i>R</i>	redukovani
<i>sat</i>	zasićenje
<i>sf</i>	sekundarni fluid
<i>sp</i>	spoljašnji
<i>surf</i>	površina zida
<i>u</i>	uzgon
<i>ul</i>	ulaz
<i>z</i>	zid
<i>I</i>	primarni fluid
<i>II</i>	sekundarni fluid
<i>1</i>	tečna faza
<i>2</i>	parna faza
<i>3</i>	cevi
<i>21</i>	međufazna interakcija
<i>32</i>	interakcija zida i pare
<i>31</i>	interakcija zida i tečnosti
'	zasićena tečnost
"	zasićena para

SPISAK SLIKA

Slika 1.1	Šematski prikaz horizontalnog generatora pare (IAEA, 2011)	2
Slika 1.2	Šematski prikaz vertikalnog generatora pare sa prirodnom cirkulacijom (Bonavigo i Salve, 2011)	3
Slika 1.3	Šematski prikaz horizontalnog isparivača - Kettle reboiler (Whaley i Hewitt, 1987)	3
Slika 2.1	Kriva ključanja - zavisnost toplotnog fluksa od pregrejanja zida	7
Slika 2.2	Međusobna zavisnost različitih pokazatelja ključanja (Hsu i Graham, 1976)	13
Slika 2.3	Prodiranje tečnosti u kavitet (levo) i uglovi kvašenja i kaviteta (desno) (Bankoff, 1958)	15
Slika 2.4	Kvašenje zida (Collier, 1996)	17
Slika 2.5	Sile i intenziteti sila koje deluju na mehur (Eastman, 1984)	21
Slika 2.6	Proces nastajanja, rasta i odvajanja mehura na zagrejačkom zidu (Collier, 1996)	21
Slika 2.7	Mehanizmi pri rastu mehura (levo) i pri odvajanju mehura (desno) (Kim, 2009)	24
Slika 2.8	Kontakt mehura i zida prikazan u makro, mikro i nano skali/dimenzijama (Guion, 2017; Langewisch, 2014)	25
Slika 2.9	Različiti pristupi pri numeričkom istraživanju ključanja (Ilic i dr., 2019)	26
Slika 2.10	Raspodela temperature pri rastu izolovanog mehura (Aktinol i Dhir, 2012)	31
Slika 2.11	Oblik mehura u fazi rasta, odvajanja od zida i podizanja (Kunkelmann i Stephan, 2010)	32
Slika 2.12	Rezultati simulacije bazenskog ključanja (Sato i Niceno, 2017)	33
Slika 2.13	Generacija mehura na nano nivou (Yamamoto i Matsumoto, 2012)	34
Slika 2.14	Predviđanje eksplozivnog ključanja vode MD simulacijama (Ilic i dr., 2021)	35
Slika 3.1	Domen zagrejačkog zida i bazena korišćen u numeričkoj simulaciji (gore) i načini grejanja zagrejačkog zida: površinsko grejanje (dole levo) i zapreminsko grejanje (dole desno)	40
Slika 3.2	Zavisnost vremena rasta mehura na zagrejačkom zidu u zavisnosti od pregrejanja zida određena na osnovu jednačine (3.20)	43
Slika 3.3	Trodimenzijska raspodela zapreminskog udela pare (gore levo), dvodimenzijska raspodela zapreminskog udela pare na zagrejačkom zidu (gore desno) i dvodimenzijska raspodela temperature na površini zagrejačkog zida (dole)	48
Slika 3.4	Gustina mesta nukleacije korišćena kao ulazni podatak za numeričke simulacije (gore levo), sračunata kriva ključanja za A3 i A4 tipove zagrejačkih zidova (gore desno), uticaj ugla kvašenja na krivu ključanja za A4 tip zagrejačkog zida (dole levo) i uticaj konduktivnog toplotnog fluksa na krivu ključanja za A4 tip zagrejačkog zida (dole desno)..	49
Slika 3.5	Gustina mesta nukleacije korišćena kao ulazni podatak za numeričke simulacije (gore levo), sračunata kriva ključanja za F4 tip zagrejačkog zida (gore desno), uticaj ugla kvašenja na krivu ključanja za F4 tip zagrejačkog zida (dole)	50
Slika 3.6	Promena temperature u zagrejačkom zidu tipa F4 od bakra i od čelika za različite toplotne flukseve i ugao kvašenja od 90° (levo), promena temperature u zagrejačkom zidu tipa A4 za tri različite debljine zida, toplotni fluks od 200 kWm ⁻² , materijal zida čelik i ugao kvašenja od 90° (desno)	51
Slika 3.7	Temperaturski profil na mestu nastanka mehura od trenutka nastanka mehura (nulti trenutak) do vremena kada se mehur odvoji (39 ms) izmeren u eksperimentu Theofanous i dr. (2002a) (gore levo), temperaturski profil na mestu nastanka mehura od trenutka nastanka mehura (nulti trenutak) do vremena kada se mehur odvoji (15,98 ms) sračunat modelom (gore desno) i poređenje dva profila u trenutku neposredno pre odvajanja mehura (dole)	52
Slika 3.8	Promena temperature ispod mehura na različitim dubinama - udaljenostima od mehura (levo) i srednja temperatura zagrejačkog zida tokom vremena trajanja simulacije (desno) ...	52
Slika 3.9	Temperaturski profil ispod mehura koji nastaje na zidu i nestaje (levo) i mehura koji posle nekoliko trenutaka nastaje u blizini (desno). Podaci odgovaraju uslovima F1 simulacije Theofanous i dr., (2002a), toplotnom fluksu od 200 kWm ⁻²	53
Slika 3.10	Sračunata promena temperature kroz zagrejački zid za granični uslov površinskog i zapreminskog grejanja fluksom 200 kWm ⁻² (levo) i fluksom 500 kWm ⁻² (desno)	53

Slika 3.11	Promena temperature zida u zavisnosti od početnih nivoa tečnosti u bazenu (levo) i promena zapreminskog udela pare sa visinom bazena (desno)	54
Slika 3.12	Vektori brzine tečnosti za slučaj početnih ispunjenosti bazena tečnošću od 20 mm (levo) i 60 mm (desno)	54
Slika 3.13	Radiografski prikaz izmerenog zapreminskog udela pare (gore levo, (Theofanous i dr., 2002b)), sračunata raspodela zapreminskog udela tečnosti (gore desno) i poređenje eksperimentalnih i sračunatih srednjih vrednosti zapreminskog udela pare sa visinom (dole)	55
Slika 3.14	Rezultati numeričke simulacije bazenskog ključanja sa neuniformnim toplotnim fluksom (levo) i diskretno izabranim mestima nukleacije (zid se hladi tečnim filmom) i simulacija sa uniformnim toplotnim fluksom na površini između zida i fluida (desno).....	57
Slika 3.15	Sračunata srednja promena temperature kroz zagrejački zid sa grubom i finom mrežom	58
Slika 3.16	Poređenje izmerenih i vrednosti za gustinu mesta nukleacije sračunatih korišćenjem korelacija	60
Slika 3.17	Poređenje krive ključanja korelacijom (3.26) za gustinu mesta nukleacije određenu merenjem (Theofanous i dr., 2002a) ili za gustinu mesta nukleacije izračunatu na osnovu korelacija iz literature	61
Slika 4.1	Izgled MB2 generatora pare (levo-Hillberg, 2010) i šematski prikaz njegovih dimenzija korišćenih u simulaciji (desno)	64
Slika 4.2	Podela strujnog prostora na kontrolne zapremine	66
Slika 4.3	Izgled modela generatora pare (levo-Yagi, 2002) i šematski prikaz njegovih dimenzija korišćenih u simulaciji (desno)	68
Slika 4.4	Numerička mreža na sekundarnoj strani generatora pare	69
Slika 4.5	Oblasti prenosa toplote u vertikalnom generatoru pare	71
Slika 4.6	Raspodela zapreminskog udela pare (levo), brzine tečne faze (sredina) i brzina parne faze (desno)	78
Slika 4.7	Raspodela temperature primarnog i sekundarnog fluida (levo) i raspodela toplotnog fluksa i koeficijenta prelaza toplote sa zida cevi na sekundarni fluid (desno)	79
Slika 4.8	Raspodela temperature sekundarnog fluida po širini tople grane i na različitim visinama generatora pare	80
Slika 4.9	Raspodela temperature sekundarnog fluida po širini hladne grane i na različitim visinama generatora pare	80
Slika 4.10	Kumulativni pad pritiska sa promenom visine snopa U-cevi	81
Slika 4.11	Raspodela zapreminskog udela pare (levo), brzine tečne faze (sredina) i parne faze (desno).	82
Slika 4.12	Raspodela toplotnog fluksa i koeficijenta prelaza toplote sa zida cevi na sekundarni fluid....	82
Slika 4.13	Promena pritiska sa promenom visine snopa U-cevi	83
Slika 4.14	Raspodela zapreminskog udela pare sa visinom tople grane (levo) i hladne grane generatora pare (desno)	84
Slika 4.15	Raspodela zapreminskog udela pare u oblasti savijenih U-cevi na različitim radijusima savijenih cevi	84

SPISAK TABELA

Tabela 2.1	Pregled korelacija za ključanje	9
Tabela 3.1	Granični uslovi za bazen	44
Tabela 3.2	Granični uslovi za zagrejački zid	45
Tabela 4.1	Radni parametri eksperimentalne instalacije generatora pare MB2 (Hillberg, 2010)	65
Tabela 4.2	Radni parametri i fizičke osobine primarnog fluida (voda) u eksperimentalnoj instalaciji MB2	65
Tabela 4.3	Radni parametri i fizičke osobine sekundarnog fluida (voda - vodena para) u eksperimentalnoj instalaciji MB2	65
Tabela 4.4	Radni parametri modela generatora pare tipa 51F (Yagi, 2002)	67
Tabela 4.5	Radni parametri primarnog fluida (voda) korišćeni u simulaciji	67
Tabela 4.6	Radni parametri sekundarnog fluida (freon R123) korišćeni u simulaciji	67
Tabela 4.7	Granični uslovi za simulaciju dvofaznog strujanja na sekundarnoj strani generatora pare	76

SADRŽAJ:

1.	UVOD	1
2.	PREGLED DOSADAŠNJIH ISTRAŽIVANJA KLJUČANJA U VELIKIM ZAPREMINAMA TEČNOSTI	6
2.1	Opis fenomena ključanja	6
2.2	Empirijska istraživanja nukleacije i dinamike rasta mehura	14
2.2.1	Nastanak i rast mehura na zagrejačkom zidu	15
2.2.2	Gustina mesta nukleacije mehurova	18
2.2.3	Ravnoteža sila koje deluju na mehur, maksimalni prečnik mehura pri odvajanju od zida i frekvencija odvajanja mehurova	20
2.2.4	Mehanizmi razmene toplote pri mehurastom ključanju	23
2.3	Numeričko istraživanje ključanja	24
2.3.1	Makro modeli ključanja	26
2.3.2	Mikro/mezo simulacije ključanja	30
2.3.3	Nano simulacije ključanja	33
2.4	Eksperimentalna istraživanja ključanja u velikim zapreminama tečnosti	35
3.	MODELIRANJE GENERISANJA PARE U USLOVIMA BAZENSKOG KLJUČANJA	38
3.1	Zakoni održanja za bazensko ključanje dvofazne mešavine na zagrejačkom zidu	38
3.2	Geometrija bazena i zagrejačkog zida	39
3.3	Konstitutivne korelacije	40
3.4	Mehanizmi razmene toplote na zagrejačkom zidu i povezivanje domena zida i dvofazne mešavine	41
3.5	Granični uslovi	43
3.6	Primena metode kontrolnih zapremina i metode SIMPLE na rešavanje bazenskog ključanja	45
3.7	Prikaz rezultata numeričke simulacije ključanja i poređenje razvijenog modela sa izmerenim vrednostima	47
3.8	Korelacija za krivu ključanja izvedena na osnovu numeričkih istraživanja bazenskog ključanja	59
4.	MODELIRANJE GENERISANJA PARE U USLOVIMA KLJUČANJA NA SPOLJAŠNJOJ POVRŠINI CEVNOG SNOPA GENERATORA PARE	62
4.1	Zakoni održanja za dvofazno strujanje sa ključanjem na sekundarnoj strani generatora pare	62
4.2	Geometrija generatora pare	63
4.3	Konstitutivne korelacije	70
4.4	Modeliranje prenosa toplote sa primarnog na sekundarni fluid u okviru vertikalnog generatora pare	71
4.5	Granični uslovi	76
4.6	Primena metode kontrolnih zapremina i metode SIMPLE na rešavanje ključanja na sekundarnoj strani generatora pare	76
4.7	Prikaz rezultata numeričke simulacije ključanja na sekundarnoj strani generatora pare	77
4.7.1	Rezultati numeričke simulacije za eksperimentalnu instalaciju sa vodom kao sekundarnim fluidom	77

4.7.2 Rezultati numeričke simulacije za eksperimentalnu instalaciju sa freonom kao sekundarnim fluidom	81
5. ZAKLJUČAK	86
LITERATURA	88

1. UVOD

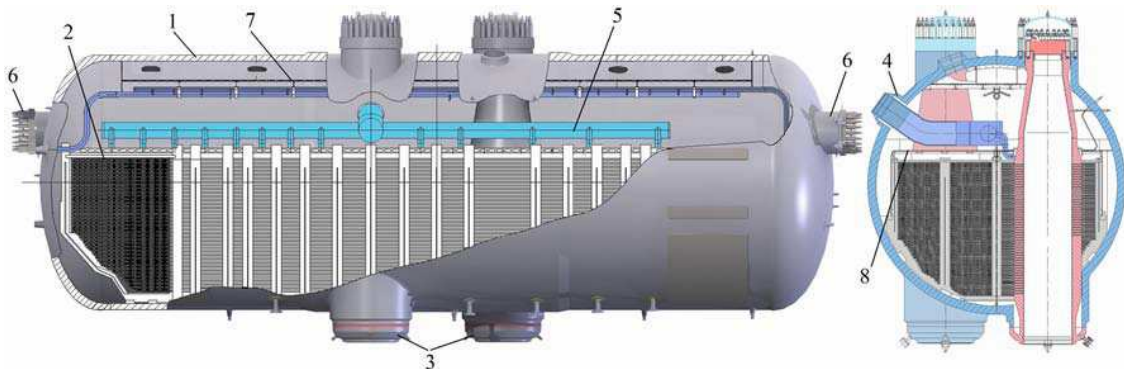
Fazni prelaz materije iz tečnog u parno stanje se naziva isparavanje. Do isparavanja dolazi na razdelnoj površini tečne i parne faze. Ukoliko do isparavanja dolazi u zapremini tečnosti, uobičajno je da se pojava naziva ključanje. Kada nastane ključanje, isparavanje predstavlja razmenu mase iz tečne u parnu fazu na razdelnoj površini, koja je najčešće površina parnog mehura. Fazni prelaz isparavanjem se može odvijati u dijabatskim i adijabatskim uslovima. Dijabatsko isparavanje se odvija usled dovođenja toplote određenim izvorom (površinski ili zapreminski izvor toplote, kao što su električni grejač, dovođenje toplote preko zida cevi, itd). Adijabatsko isparavanje predstavlja prelaz tečnosti u paru u uslovima bez dovođenja toplote u strujnim ili stacionarnim sistemima u kojima je prelaz tečne faze u parnu prouzrokovan opadanjem pritiska ispod pritiska zasićenja i pregrevanjem tečnosti. Kada se dostignu ovakvi uslovi, u zapremini tečnosti, na zidu posude ili cevi dolazi do prelaska tečne faze u parnu.

Bez obzira da li su u pitanju niže ili više temperature, dijabatski ili adijabatski uslovi, proces isparavanja se uvek odvija na slobodnoj površini neke stagnantne tečnosti ili na razdelnim površinama koje se formiraju između tečne i parne faze. U oba ova slučaja na razdelnim površinama između faza dolazi do procesa razmene mase, količine kretanja i energije što ovaj proces čini složenim za istraživanje. Složenost procesa je u daljem tekstu ilustrovana fenomenološkim opisom mehanizama koji se odvijaju pri isparavanju na molekularnom nivou. Da bi molekul iz tečne faze prešao u parni prostor na razdelnoj površini tečne i parne faze, potrebno je pre svega da se nalazi u njenoj blizini i da njegovo kretanje bude usmereno od tečne ka parnoj fazi. Sloj molekula iz tečne faze koji je u samom kontaktu sa parnom fazom odlikuju jake privlačne sile, pa je neophodno da molekuli iz tečnosti imaju dovoljno energije da savladaju te privlačne sile i tako pređu u parnu fazu. Ako neki od ovih uslova nije ispunjen, određeni deo molekula će se reflektovati od razdelne površi dve faze. Obično deo molekula u tečnosti na nižim temperaturama od temperature zasićenja ne poseduje dovoljnu kinetičku energiju za prelaz u parno stanje. Dovođenjem toplote, molekuli u tečnosti počinju brže da se kreću, intenzivnije se sudaraju, dolazi do porasta temperature, a samim tim i porasta njihove kinetičke energije. Sa povećanjem kinetičke energije molekula tečne faze raste i verovatnoća da veći broj molekula pređe u parno stanje. Na intenzitet isparavanja osim temperature mogu uticati i drugi faktori kao što su veličina površine slobodne tečnosti, tako da što je veća površina pri istoj temperaturi tečnosti, veći broj molekula ima mogućnost da pređe u parno stanje. Međutim, sa druge strane što više molekula prelazi iz tečnosti u paru, temperatura tečnosti opada usled efekta hlađenja isparavanjem (evaporativno hlađenje).

Istorijski, prvi zapisi u literaturi o ključanju se mogu pronaći još u starom veku gde je prema pisanju antičkog pesnika Homera ključanje nalazilo primenu pri kaljenju različitih oružija (800 god p.n.e.). Kasnije u prvom veku nove ere ključanje počinje da se koristi za nešto naprednije tehničke pronalaskе kao što su Heron-ov motor i parom pogonjena vrata na verskom hramu, koje je osmislio antički matematičar i pronalazač Heron Aleksandrijski (62 god n.e.). Ključanje nije našlo široku primenu u praktičnim pronalascima sve do 17. veka i intenzivnijeg industrijskog razvoja. Tokom 17. i početkom 18. veka dolazi do razvoja mašina od strane različitih pronalazača kao što su Beaumont koji je izumeo parom pogonjenu klipnu pumpu za odvodnjavanje rudnika (1606. god) i Savery koji je izumeo parni motor (1698. god). Svi navedeni izumi su za pogon koristili paru dobijenu ključanjem i nalazili su primenu u različitim svakodnevnim potrebama ljudi. Razvoj ovih dostignuća je zaokružio James Watt pronalaskom parne mašine (1765. god) što je dovelo do industrijske revolucije i činilo prekretnicu u korišćenju pare. Krajem 18. veka se razvijaju prvi uređaji za generisanje pare za potrebe domaćinstava koji su i danas zadržali sličan oblik, dok tokom 19. veka dolazi do njihovog usavršavanja i industrijske primene za različite procese. Prvi generatori pare za potrebe industrije su bili kotlovi sa plamenim cevima, strmocevni kotlovi, brodski

generatori pare, itd. Sa puštanjem prve termoelektrane u svetu Pearl Street Station (Manhattan, 1882), počinje korišćenje generisane pare u svrhu dobijanja električne energije.

Sredinom 20. veka dolazi do otkrića fisije, kao i puštanja u rad prvog nuklearnog reaktora Chicago Pile-1 (1942). Nakon toga 1954. godine dolazi do puštanja u pogon prve nuklearne elektrane Obninsk koja je priključena na mrežu, što je dovelo do intenzivnog razvoja različitih tipova nuklearnih reaktora i generatora pare namenjenih za rad u nuklearnim postrojenjima. Od nastanka ovih postrojenja pa do danas, para se generiše ključanjem u snopu gorivnih štapova u ključajućem nuklearnom reaktoru (eng. Boiling water reactor - BWR) ili na površini cevi u snopu u sklopu horizontalnog (slika 1.1) ili vertikalnog generatora pare (slika 1.2).

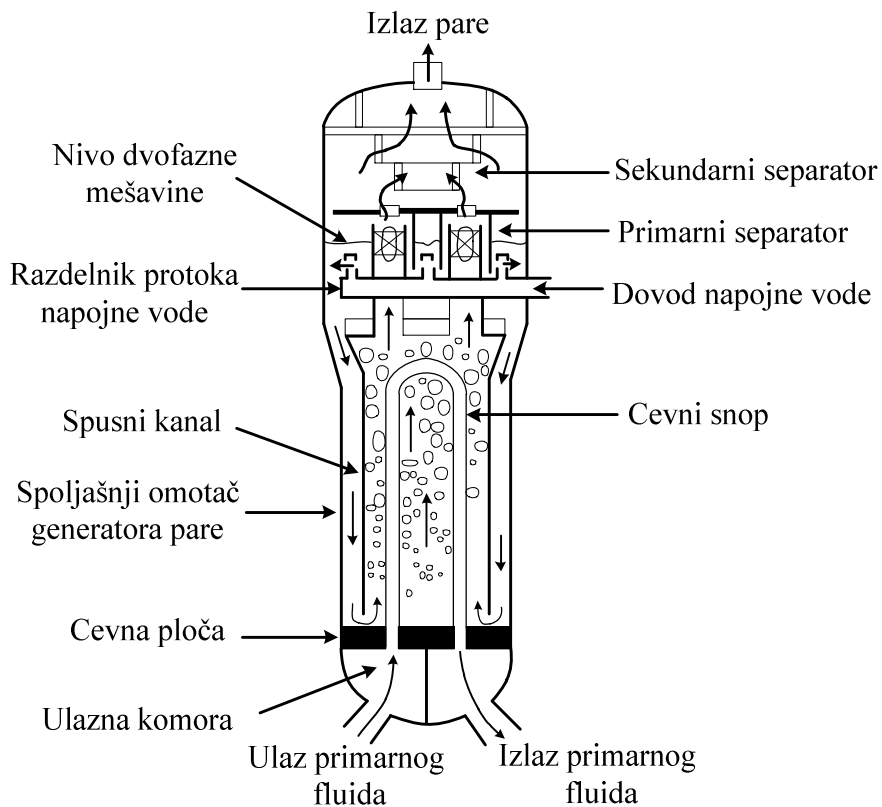


- 1 - Omotač generatora pare, 2 - cevni snop, 3 - uticanje i isticanje primarnog fluida, 4 - uticanje napojne vode, 5 - razdelnik protoka napojne vode, 6 - revizioni otvor, 7 - perforirana ploča za distribuciju pare, 8 - potopljena perforirana ploča

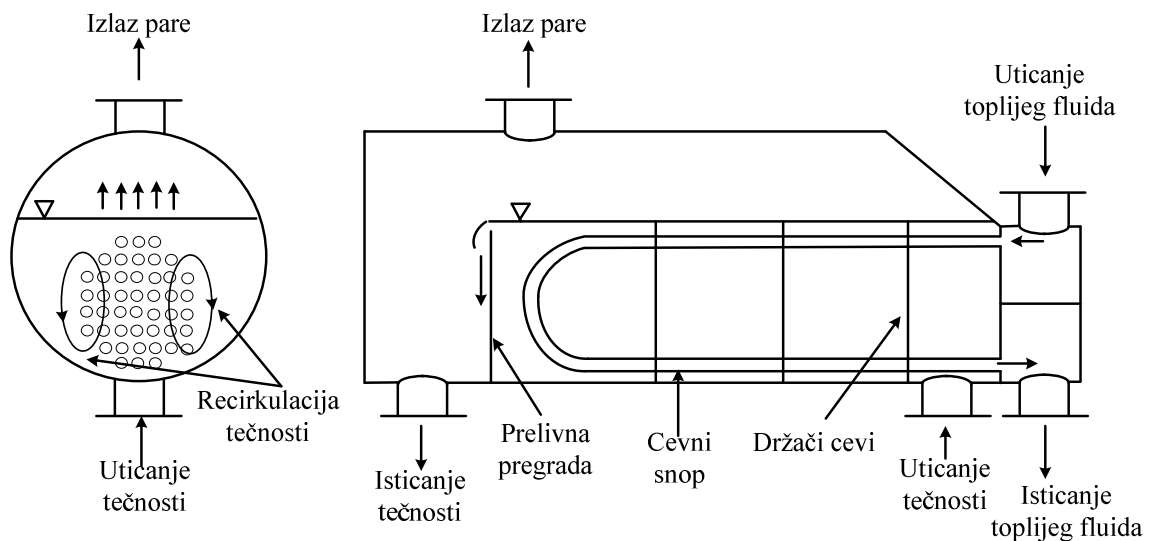
Slika 1.1 Šematski prikaz horizontalnog generatora pare (IAEA, 2011).

Danas u svetu postoji 448 nuklearnih reaktora, od kojih su približno 65 % vrelovodeni, 17 % su ključajući, 11 % vrelovodeni hlađeni teškom vodom, dok u ostalih 7 % spadaju brzi reaktori, gasom hlađeni i hlađeni lakom vodom (IAEA, 2016). Na globalnom nivou udeo nuklearnih elektrana u proizvodnji električne energije u 2018. godini je približno 10 % (IAEA, 2018). Osim ključajućih reaktora, u kojima se hladilac zagreva do tačke ključanja i pri tome isparava, svi ostali tipovi reaktora poseduju generator pare, u kojem se sekundarni fluid zagreva i isparava, na račun toplote primarnog fluida koji je hladilac jezgra reaktora. Razvojem nuklearne energetike dolazi i do razvoja različitih tipova generatora pare za namenu nuklearnih elektrana, ali i sve veće potrebe da se ispituju i unaprede uslovi ključanja u takvim postrojenjima i uređajima. Ova znanja su od velikog interesa ne samo za generatore pare u energetskim postrojenjima, već i za različite vrste isparivača u procesnoj (slika 1.3) i rashladnoj tehnici u kojima se takođe generiše para.

Motivacija za izradu ove disertacije je razvoj unapređenih modela za dvofazne sisteme u kojima dolazi do procesa isparavanja. Razvoj ovih modela je od važnosti, kako za istraživanje fundamentalnih mehanizama procesa isparavanja u velikim zapreminama stagnantnih tečnosti (bazensko ključanje), tako i za precizno modeliranje procesa u opremi i uređajima u kojima se odvija ključanje. U cilju razvijanja unapređenih modela od velike je važnosti pravilno modeliranje interakcije između faza, prenosa toplote sa zagrejačkih zidova na hladilac, kao i procena uticajnih veličina pri procesu ključanja.



Slika 1.2 Šematski prikaz vertikalnog generatora pare sa prirodnom cirkulacijom (Bonavigo i Salve, 2011).



Slika 1.3 Šematski prikaz horizontalnog isparivača - Kettle reboiler (Whaley i Hewitt, 1987).

U okviru ove disertacije posebna pažnja je usmerena na usavršavanje modela koji opisuju dinamiku dijabatskog isparavanja u velikim zapreminama tečnosti (bazensko ključanje), kao i modele ključanja na cevima u snopu u vertikalnim generatorima pare. Bazensko ključanje tečnosti (eng. pool boiling) predstavlja fundamentalni pristup u rešenju i sagledavanju fenomena u potpunosti, dok modeli ključanja tečnosti u snopu cevi različitih generatora pare predstavljaju primenu modela

ključanja na realnu opremu u raznim postrojenjima. Razvojem različitih energetskih postrojenja, istraživanje ključanja sve više ulazi u fokus i dobija sve više na značaju. U današnje vreme razvojem novih postrojenja, opreme i kompaktnijih razmenjivača toplote, sa manjim dimenzijama i većim gustinama snage po jedinici zapremine, ključanje se nameće kao jedan od vodećih mehanizama za odvođenje toplote. Predmet istraživanja u ovoj disertaciji je: simultano rešavanje termičkih i hidrauličkih procesa u različitim kombinacijama zagrejačkog zida i grejanog fluida, predviđanje uticajnih veličina za proces ključanja kao što su raspodela temperature u zagrejačkom zidu, količina tečnosti koja je u kontaktu sa zidom, lokalna raspodela temperature na mestima generisanja mehurova, raspodela zapreminskog udela pare u dvofaznoj mešavini, određivanje nivoa dvofazne mešavine, određivanje uslova na zagrejačkom zidu koji vode ka kritičnom toplotnom fluksu, uticaj ispunjenosti bazena na pregrejanje zida.

Pri visokim vrednostima toplotnog fluksa i intenzivnom generisanju pare u sistemima sa dijabatskim generisanjem pare u blizini zagrejačkog zida formira se sloj dvofazne mešavine sa velikim zapreminskim udelom pare. Ovaj sloj sprečava prodiranje tečne faze do zagrejačke površine tako da se zagrejački zid pri tim uslovima hladi parom koja je lošiji hladilac, a sam proces razmene toplote vodi ka zasušenju zagrejačke površine. Pri ovom procesu dolazi do naglog porasta temperature zida i prestanka mehurastog ključanja, to jest do krize razmene toplote sa mogućim termomehantičkim oštećenjem (progorevanjem) zagrejačkog zida. Toplotni fluks pri kome dolazi do krize razmene toplote se naziva kritični toplotni fluks. Kriza razmene toplote koja nastaje pri dijabatskom generisanju pare je nepovoljna pojava sa aspekta sigurnosti i efikasnosti termičke opreme u industrijskim i termoenergetskim postrojenjima. Potencijalno oštećenje raznih zagrejačkih površina i smanjenje prenosa toplote na razmenjivačkoj površini mogu se javiti u uređajima kao što su generatori pare i razmenjivači toplote dok kod nuklearnog reaktora oštećenje u vidu topljenja jezgra može da izazove isticanje radioaktivnog materijala i kontaminaciju okoline. Takođe, nagli porast temperature zida kotlovskih cevi izaziva termomehantička naprezanja kao i pojavu naprslina, a u nepovoljnijim situacijama i pucanje i lom cevi koji je praćen isticanjem radnog fluida iz cevnog sistema.

Iako je problem razmene toplote na zagrejačkoj površini izučavan u prethodnom periodu, i dalje postoji potreba za razvojem novih eksperimentalnih instalacija, metoda i modela koji bi omogućili pouzdano predviđanje strujnih i termičkih uslova pri ključanju i uslovima koji vode ka krizi razmene toplote. Takođe, moguć je napredak u pronalaženju sprege strujnih i termičkih procesa u ključajućem fluidu sa uslovima razmene toplote na zagrejačkom zidu. U savremenim istraživanjima obraća se pažnja na uslove generisanja pare na mikro razmerima gde je primenom moderne merne tehnike moguće sagledati uticajne parametre mikronivoa kao što su hrapavost i stepen pregrejanja zagrejačke površine. Potreba za predviđanjem uslova pri kojima dolazi do krize ključanja uslovlila je veliki broj eksperimenata za različite uslove bazenskog ključanja i za različite geometrije strujnih kanala. Brojne empirijske korelacije za koeficijent prelaza toplote pri ključanju, nastale detaljnim merenjima prikazanim u postojećoj literaturi, prelaze nekoliko stotina, što ukazuje na nepostojanje opšteg pristupa u modeliranju ovakvih problema koji bi kasnije našao adekvatnu primenu u praktičnim instalacijama i postrojenjima. Postojeće empirijske korelacije su razvijene za specifične kombinacije geometrije i strujnih i termičkih uslova. U tom smislu, pouzdanost primene ovih korelacija je manja ukoliko se primenjuju za uslove koji se razlikuju od onih za koje su korelacije razvijene.

U okviru doktorske disertacije razvijen je unapređeni termohidraulički model koji obuhvata nestacionarne uslove mehurastog ključanja i isparavanja pregrejanje tečnosti na zagrejačkoj površini na mikro nivou, uslove nestacionarnog provođenja toplote u zagrejačkom zidu kao i simulaciju prostornog rasporeda zapreminskog udela tečne i parne faze i prirodne cirkulacije dvofazne mešavine pri dijabatskim uslovima bazenskog ključanja na atmosferskom, ali i višim pritiscima. Razvoj unapređenih modela bazenskog ključanja ima za svrhu proveru uticajnih veličina koje se javljaju pri ključanju u strujnim uslovima na površini cevnog snopa generatora pare kao što su

kritični toplotni fluks, pojava lokalnog zasušenja, koeficijent prelaza toplote, ali i proveru postojećih empirijskih korelacija za prenos toplote pri ključanju. Razmatrana tema je od naučnog i inženjerskog značaja za razvoj savremenih generatora pare i analize sigurnosti različitih termoenergetskih postrojenja i opreme.

Doktorska disertacija sadrži pet poglavlja uključujući Uvod. U poglavlju 2 je dat pregled dosadašnjih istraživanja ključanja u velikim zapreminama tečnosti. Opisan je fenomen ključanja kroz krivu ključanja, kao i mehanizmi homogene i heterogene nukleacije, i dinamike rasta mehurova. Dat je pregled eksperimentalnih korelacija koje su razvijene za predviđanje pojedinih fenomena ključanja, kao što su gustina mesta nukleacije na zagrejačkom zidu, prečnik mehura pri odvajanju sa zagrejkog zida, frekvencija odvajanja mehurova, itd. Pored toga, predstavljeni su pristupi numeričkog istraživanja na različitim karakterističnim razmerima (makro, mikro/mezo i nano).

U poglavlju 3 je prikazano je modeliranje generisanja pare u uslovima bazenskog ključanja. U ovom poglavlju prikazane su osnovne jednačine za bazensko ključanje dvofazne mešavine na zagrejačkom zidu, primenjene konstitutivne korelacije koje određuju mehanizme razmene mase, količine kretanja i energije na razdelnim površinama faza, primenjenu SIMPLE metodu za numeričko rešavanje bilansnih jednačina dvofaznog strujanja i provođenja toplote u zagrejačkom zidu. U ovom poglavlju predstavljeni su rezultati numeričke simulacije bazenskog ključanja. Izvršena je detaljna analiza osetljivosti razvijenog modela na pojedine mehanizme i uticajne veličine bazenskog ključanja. Na samom kraju izvršena je validacija rezultata poređenjem sa rezultatima eksperimentalnih istraživanja koji su raspoloživi u literaturi.

U poglavlju 4 prikazano je modeliranje generisanja pare u uslovima ključanja na spoljašnjoj površini cevnog snopa generatora pare. U istom poglavlju prikazane su jednačine održanja za dvofazno strujanje sa ključanjem na sekundarnoj strani generatora pare, prikazane su odgovarajuće konstitutivne korelacije i način modeliranja prenosa toplote sa primarnog na sekundarni fluid. Prikazani su ostvareni rezultati pri istraživanju generacije pare na spoljašnjoj površini cevi u snopu za dva sekundarna fluida, kao i validacija rezultata numeričke simulacije poređenjem sa raspoloživim izmerenim vrednostima.

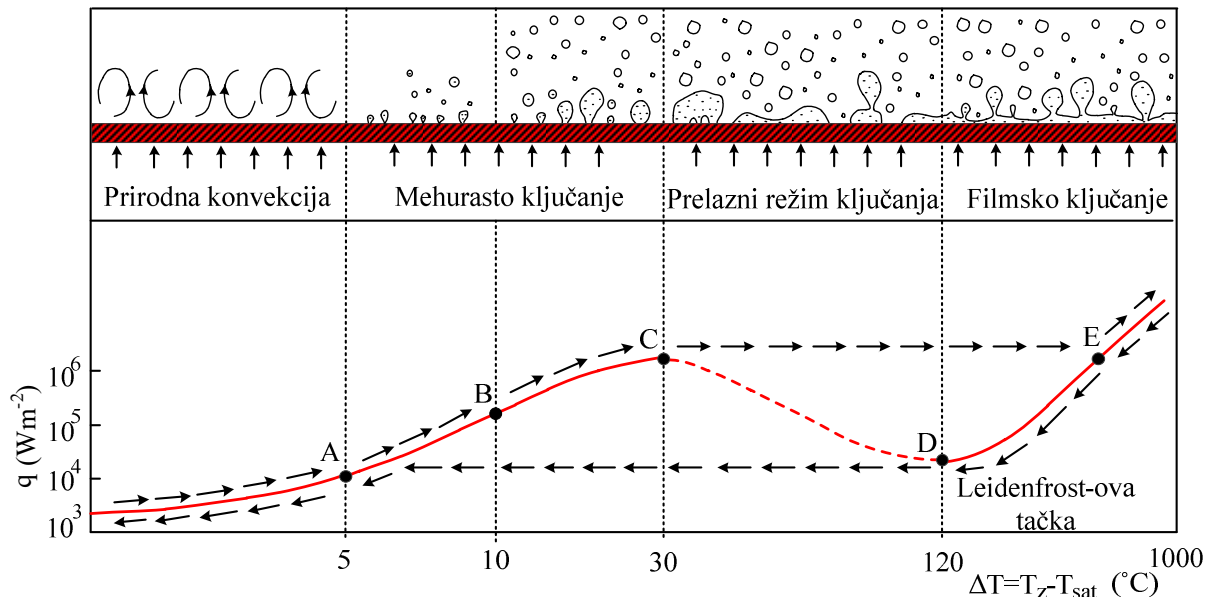
U poglavlju 5 istaknut je naučni značaj rezultata ostvarenih u doktorskoj disertaciji. Ukazano je na njihovu primenjivost u inženjerskoj praksi kao i na dalje pravce istraživanja.

2. PREGLED DOSADAŠNJIH ISTRAŽIVANJA KLJUČANJA U VELIKIM ZAPREMINAMA TEČNOSTI

Savremena istraživanja ključanja su usmerena ka pronalaženju načina za odvođenje sve većih količina toplote po jedinici površine kao i obezbeđivanju što nižih pregrevanja materijala zagrejačkog zida. Iako je fenomen ključanja izučavan intenzivno prethodnih približno devedeset godina i dalje ne postoji sveobuhvatan pristup kao ni jedinstveni model i korelacija koja bi opisala sve mehanizme pri ovom procesu. Ako se govori o bazenskom ključanju, savremena istraživanja su usmerena na sagledavanje parametara ključanja od makro do nano nivoa. Takođe, teži se ka usavršavanju zagrejačke površine koja će pri visokom toplotnom fluksu obezbediti malo pregrevanje zida. Osim navedenih ciljeva istraživači pokušavaju da rekonstruišu ceo opseg krive ključanja, kako eksperimentalno, tako i numeričkim modelima. Istraživanje ključanja bazirano na mehanizmima koji se odvijaju dovelo je do razvoja mehanističkih pristupa za rešavanje ključanja kao i razvoja velikog broja korelacija za ključanje. Ove korelacije kao ulazne podatke koriste veličine kao što su gustina mesta nukleacije, prečnik mehura pri odvajanju sa površine zagrejačkog zida, frekvencija odvajanja mehurova, itd. Veliki broj korelacija je razvijen za predviđanje ovih parametara za različite uslove i opsege ključanja.

2.1 Opis fenomena ključanja

Jedno od prvih obuhvatnih istraživanja o ključanju je sprovedeno sredinom 18. veka (1756) kada je nemački lekar Leidenfrost istraživao ponašanje kapi na zagrejačkom zidu i pri tome primetio da kap ne isparava iako je zid dovoljno pregrejan. Zahvaljujući njegovom istraživanju danas je poznata pojava formiranja parnog sloja između zagrejačkog zida i kapi koji sprečava isparavanje kapi, to jest Leidenfrost-ov efekat. Intenzivnije istraživanje ključanja, kao i napredak u ovoj oblasti, se desilo 1934. godine kada je japanski istraživač Nukiyama (1934) predstavio grafičku zavisnost između toplotnog fluksa predatog sa zagrejačke žice uronjene u bazen i njenog pregrevanja (slika 2.1). Pregrevanje žice predstavlja razliku srednje temperature zagrejačke žice i temperature zasićenja. Zavisnost ove dve veličine je u literaturi poznata kao kriva ključanja i na slici 2.1 prikazana je za uslove ključanja fluida u velikoj stagnantnoj zapremini tečnosti i na atmosferskom pritisku. Svojim istraživanjem Nukiyama je pokazao da kriva ključanja, zadržava svoj karakterističan "N" oblik bez obzira na način na koji se razmenjuje toplota (ključanje na žici uronjenoj u tečnost, ključanje na ravnom horizontalnom zidu, ključanje u strujnim uslovima, ključanje u isparivačkoj cevi, itd.).



Slika 2.1 Kriva ključanja - zavisnost toplotnog fluksa od pregrijanja zida.

Prvu oblast do tačke A na slici 2.1 karakterišu mala pregrijanja zida i blaga pregrijanja tečnosti koja se nalazi u metastabilnom stanju (temperatura tečnosti je viša od temperature zasićenja). U ovoj oblasti razmena toplote se vrši prirodnom konvekcijom pri kojoj kretanje jednofaznog fluida na zagrejačkom zidu nastaje kao posledica razlika gustina toplijeg i hladnijeg fluida. Da bi nastao prvi - inicijalni mehur na zagrejačkom zidu (tačka A), zid mora da bude u određenoj meri pregrejan, to jest njegova temperatura mora biti nešto veća od temperature zasićenja koja je određena pritiskom fluida. U oblast A-B dolazi do pojave izolovanih mehurova (oblast parcijalnog ključanja) koji nastaju na zagrejačkom zidu, rastu do dostizanja svog maksimalnog prečnika, odvajaju se od zagrejačke površine i kreću ka slobodnoj površini tečnosti. Nakon odvajanja od zida mehur će se kondenzovati u tečnosti ako je temperatura tečnosti koja ga okružuje niža od temperature zasićenja, pa se takva pojava naziva pothlađeno ključanje. U slučaju kada je tečnost pregrejana, mehur raste dok je na samom zidu, ali i nakon svog odvajanja. Sa povećanjem pregrijanja zida dolazi do nastanka sve većeg broja mehurova na njegovoj površini (oblast B-C) i ova oblast se naziva zona zasićenog mehurastog ključanja. U ovoj oblasti se mehurovi spajaju i tečnost sve slabije prodire do zagrejačkog zida. Mesta na kojima nastaju mehurovi predstavljaju tačke ponora toplote za zagrejački zid, pa zahvaljujući tim mestima i njihovom povećanju sa pregrijanjem, zid se održava u stanju koje ne vodi do znatnog pregrijanja. Odvođenje veće količine toplote raste sa povećanjem gustine mesta nukleacije mehurova na zagrejačkom zidu, sledstveno raste i koeficijent prelaza toplote. Rast ove dve veličine dostiže svoj maksimum u tački C u kojoj nastaje kriza razmene toplote prve vrste, a specifični toplotni fluks u ovom slučaju naziva kritični toplotni fluks (eng. Critical Heat Flux - CHF). Uslovi koji dovode do odstupanja od mehurastog ključanja i koji vode ka kritičnom toplotnom fluksu još uvek nisu u potpunosti razjašnjeni kako za bazenske uslove ključanja, tako ni za strujne uslove. U eksperimentalnim instalacijama u kojima se kontroliše toplotni fluks, sa svakim daljim njegovim povećanjem nakon tačke C dolazi do drastičnog povećanja temperature zida i dolazi do pojave filmskog ključanja, gde je cela površina zagrejačkog zida prekrivena parnim filmom (tačka E). Sličan efekat se dešava pri hlađenju od tačke E do tačke D, kada gotovo trenutno dolazi do naglog pada temperature i dostizanja tačke A. U eksperimentalnim instalacijama u kojima je moguće kontrolisati temperaturu zida svako dalje povećanje temperature dovodi da smanjenja koeficijenta prelaza toplote i dostizanja prelaznog režima ključanja (režim od tačke C do tačke D). Ovakve uslove na zagrejačkom zidu prouzrokuje pojava velikog broja mehurova koji se spajaju, kao i smanjeni udeo tečnosti na zagrejačkom zidu. U

oblasti prelaznog režima ključanja deo zagrejačkog zida je prekriven parom (režim filmskog ključanja), dok je drugi deo prekriven mehurovima koje još uvek okružuje tečnost (režim mehurastog ključanja). Kada sva količina tečnosti ispari i zagrejačka površina u potpunosti postane prekrivena parom, vrednost toplotnog fluksa ima svoju minimalnu vrednost, a tačka u kojoj je to ostvareno se naziva Leidenfrost-ova tačka ili kriza razmene toplote druge vrste (Tačka D). Drew i Mueller (1937) su prvi prikazali prelazni region i predstavili krivu ključanja u potpunosti. Istraživanja prelaznog režima su u manjoj meri zastupljena u literaturi jer prelazni režim ima manji značaj nego režim mehurastog ključanja. Pojava filmskog ključanja (oblast od tačke D do E) dovodi do manjih vrednosti koeficijenta prelaza toplote, dok kod većih vrednosti pregrevanja, koeficijent prelaza toplote raste usled prenosa toplote tečnosti zračenjem. Inverzni put od tačke E do tačke D je moguće ostvariti kontrolisanim hlađenjem materijala zida. Analogno dostizanju maksimalnog toplotnog fluksa u tački C i dostizanja tačke E u jako kratkom vremenskom periodu, na isti način se dolazi hlađenjem od tačke E, gde će sistem rezultirati naglim prelaskom stanja od tačke D do tačke A.

Nakon otkrivanja prelaznog režima i krive ključanja za ceo opseg, istraživanja se kreću u pravcu pronalazjenja zavisnosti toplotnog fluksa predatog sa zagrejačkog zida i pregrevanja zida, to jest određivanja koeficijenta prelaza toplote za ceo opseg krive ključanja. Osnovni izraz za ovu zavisnost je u literaturi opšte poznat kao Newton-ov zakon prelaza toplote

$$h = \frac{q}{T_z - T_{sat}}, \quad (2.1)$$

gde je T_{sat} temperatura zasićenja, T_z temperatura površine zida u kontaktu sa fluidom, q je površinski toplotni protok (toplotni fluks) i h je koeficijent prelaza toplote. Na osnovu jednačine (2.1) razvijene su mnogobrojne empirijske i poluempirijske korelacije i nametnulo se pitanje na koji način je moguće pouzdano predvideti vrednost koeficijenta prelaza toplote za širok opseg pregrevanja pri ključanju, s obzirom da njegova vrednost zavisi od različitih veličina i parametara. U cilju pronalaska rešenja problema jedna grupa istraživača se usmerava ka karakteristikama zagrejačkog zida (uzimajući u obzir hrapavost i gustinu mesta nukleacije), dok drugi istraživači pokušavaju da pronađu univerzalnu korelaciju za koeficijent prelaza toplote za bilo koju kombinaciju materijala zida i fluida. Rohsenow (1952) je razvio jednu od prvih korelacija za ključanje u kojoj je razmenu toplote u dvofaznom sistemu razmatrao kao jednofaznu prinudnu konvekciju i predstavio je u obliku

$$T_z - T_{sat} = \frac{r}{c_{p,1}} P_{r,1}^s C_{z1} \left[\frac{q}{\mu_1 r} \left(\frac{\sigma}{g(\rho_1 - \rho_2)} \right)^{\frac{1}{2}} \right]^{\frac{1}{3}}, \quad (2.2)$$

gde je r latentna toplota isparavanja, $c_{p,1}$ specifični toplotni kapacitet za tečnost, $P_{r,1}$ Prandtl-ov broj za tečnost, C_{z1} konstanta koja zavisi od kombinacije vrste zida i tečne faze, q površinski toplotni fluks sa zagrejačkog zida, μ dinamička viskoznost tečne faze, σ površinski napon, ρ_1 gustina tečne faze, ρ_2 gustina parne faze i s je eksponent koji zavisi od vrste fluida.

Tabela 2.1 Pregled korelacija za ključanje.

Referenca	Korelacija	Napomene
Rohsenow (1952)	$T_z - T_{sat} = \frac{r}{c_{p,1}} P_{r,1}^s C_{sf} \left[\frac{q}{\mu_1 r} \left(\frac{\sigma}{g(\rho_1 - \rho_2)} \right)^{1/2} \right]^{1/3}$	Čiste površine, korelacija ne zavisi od oblika i orijentacije zagrejačke površine, zavisi od termofizičkih osobina i konstanti C_{sf} i s.
Pioro (1999)	$\frac{h}{k} \left(\frac{\sigma}{(\rho_1 - \rho_2) g} \right)^{0,5} = C_{sf}^* \left\{ \frac{q}{r \rho_2^{0,5} [\sigma g (\rho_1 - \rho_2)]^{0,25}} \right\}^{1/3} P_{r,1}^m$	Zasnovana na termofizičkim osobinama i konstantama C_{sf}^* i m .
Kruzhilin (1947)	$\frac{hL_c}{k} = 0,082 \left(\frac{rq}{g(T_{sat} + 273,15)k_1} \frac{\rho_2}{\rho_1 - \rho_2} \right)^{0,7} \left(\frac{(T_{sat} + 273,15)c_{p,1}\sigma\rho_1}{r^2\rho_2^2L_c} \right)^{0,33} P_{r,1}^{-0,45}$	Zasnovana na termofizičkim osobinama, fiksnim konstantama i eksponentima nezavisnim od tipa fluida i karakteristika površine.
Mostinski (1963) i Starczewski (1965)	$h = 0,106 p_c^{0,69} \phi^{0,7} f(p_R), f(p_R) = 1,8 p_R^{0,17} + 4 p_R^{1,2} + 10 p_R^{10}$	Zasnovana na kritičnom p_c i redukovanom pritisku p_R .
Kutateladze (1966)	$Nu = 0,44 K_*^{0,7} P_{r,1}^{0,35}, \frac{hL_c}{k} = 0,44 \left(\frac{1 \cdot 10^{-4} qp}{gr\rho_2\mu_1} \frac{\rho_1}{\rho_1 - \rho_2} \right)^{0,7} P_{r,1}^{0,35}$	Zasnovana na termofizičkim osobinama i pritisku, fiksnim konstantama i eksponentima nezavisnim od tipa fluida i karakteristika površine.
Labuntsov (1972)	$h = 0,075 \left[1 + 10 \left(\frac{\rho_2}{\rho_1 - \rho_2} \right)^{2/3} \right] \left(\frac{k_1^2}{\nu_1 \sigma (T_{sat} + 273,15)} \right)^{1/3} q^{2/3}$	Zasnovana na termofizičkim osobinama konstantama i eksponentima nezavisnim od tipa fluida i karakteristika površine.
Foster i Zuber (1974)	$h = 0,00122 \frac{k_1^{0,79} c_{p,1}^{0,45} \rho_1^{0,49}}{\sigma^{0,5} \mu_1^{0,29} r^{0,24} \rho_2^{0,24}} \Delta T^{1,24} \Delta p_{sat}^{0,75}$	Zasnovana na termofizičkim osobinama, fiksnim konstantama i eksponentima, i pritisku.

Kutateladze (1990)

$$Nu = 3,37 \cdot 10^{-9} K^{-2} M_*^{-4}, h = \left[3,37 \cdot 10^{-9} \frac{k_1}{L_c} \left(\frac{r}{c_{p,1} q} \right)^{-2} M_*^{-4} \right]^{1/3}$$

Nishikawa i dr. (1982)

$$h = \left(\frac{31,4 p_c^{0,2}}{M^{0,1} T_c^{0,9}} \right) (8 R_{p,old})^{0,2(1-P_{r,1})} q^{0,8} \left[\frac{p_{R,1}^{0,23}}{(1-0,99 p_{R,1})^{0,9}} \right]$$

Cooper (1984)

$$h = A p_R^{(0,12-0,2 \log_{10} R_{p,old})} (-\log_{10} p_R)^{-0,55} M^{-0,5} \phi^{\frac{2}{3}}$$

Gorenflo (1993)

$$\frac{h}{h_0} = CF(P_{r,1}) \left(\frac{q}{q_0} \right)^n, C = \left(\frac{R_a}{R_{a0}} \right)^{0,133}, F(P_{r,1}) = 1,73 P_{r,1}^{0,27} + \left(6,1 + \frac{0,68}{1-P_{r,1}} \right) P_{r,1}^2$$

Leiner (1994)

$$\frac{h}{p_c \sqrt{\frac{R}{T_c}}} = 0,616 C^{0,1512} K^{0,4894} \left[R_a \left(\frac{k_B T_c}{p_c} \right)^{-1/3} \right]^{0,133} F'(P_{r,1}) \left(\frac{q}{p_c \sqrt{R T_c}} \right)^n$$

McNelly (1953)

$$h = 0,225 \left(\frac{k_1}{D} \right) \left(\frac{qD}{r \mu_1} \right)^{0,69} \left(\frac{pD}{\sigma_1} \right)^{0,31} \left(\frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_2} \right)^{0,33} \left(\frac{c_{p,1} \mu_1}{k_1} \right)^{0,69}$$

Stephan i Preusser
(1979)

$$h = 0,1 \left(\frac{k_1}{D} \right) \left(\frac{qD}{k_1 T_{sat}} \right)^{0,67} \left(\frac{\rho_2}{\rho_1} \right)^{0,156} \left(\frac{rD^2}{k_1^2} \right)^{0,371} \left(\frac{k_1^2 \rho_1}{\sigma D} \right)^{0,35} \left(\frac{\mu_1 c_{p,1}}{k_1} \right)^{-0,16}$$

Zasnovana na termofizičkim osobinama, fiksne konstante i eksponenti su nezavisni od tipa fluida i karakteristike površine.

Za rashladne fluide, zasnovana na kritičnom pritisku p_c , kritičnoj temperaturi T_c , redukovanom pritisku p_R i parametru hrapavosti $R_{p,old}$.

Zasnovana na redukovanom pritisku p_R , molarnoj masi M za različite fluide, parametru hrapavosti $R_{p,old}$, toplotnom fluksu i konstanti A .

Zasnovana na hrapavosti i funkciji pritiska. Zahteva poznavanje referentnog toplotnog fluksa i referentnog koeficijenta prelaza toplote.

Zasnovana na hrapavosti, funkciji pritiska i termofizičkim osobinama. Manje je pouzdana za vodu, a više za ostale fluide.

Za čiste supstance, zasnovana na fiksnim konstantama i eksponentima, na prečniku mehura pri odvajanju, pritisku i termofizičkim osobinama.

Za čiste supstance, zasnovana na fiksnim konstantama i eksponentima, zasnovana na prečniku mehura pri odvajanju i termofizičkim osobinama.

Stephan i Abdelsalam (1980)	$h = 0,23 \left(\frac{k_1}{D} \right) \left(\frac{qD}{k_1 T_{sat}} \right)^{0,674} \left(\frac{\rho_2}{\rho_1} \right)^{0,297} \left(\frac{rD^2}{\alpha_1^2} \right)^{0,371} \left(\frac{\alpha_1^2 \rho_1}{\sigma D} \right)^{0,35} \left(\frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_1} \right)^{-1,73}$	Važi za vodu, zasnovana na fiksnim konstantnama i eksponentima, i na prečniku mehura pri odvajanju i termofizičkim osobinama.
Tien (1962)	$q = 61,3 k_1 P_{r,1}^{0,33} n^{0,5} \Delta T$	Zasnovana na unapred poznatoj gustini mesta nukleacije, prečniku mehura pri odvajanju i termofizičkim osobinama.
Lienhard (1963)	$q = C k_1 P_{r,1}^{1/3} \frac{\sqrt{\sigma g (\rho_1 - \rho_2) / \rho_1^2}}{\sqrt{\sigma g (\rho_1 - \rho_2) / \rho_{1,H_2O}^2}} n^{1/3} (\Delta T)^{5/4}$	Zasnovana na unapred poznatoj gustini mesta nukleacije i termofizičkim osobinama.
Mikic i Rohsenow (1969)	$\left(\frac{q}{A} \right)_b = C_1 \frac{r_s^m}{\sqrt{\pi} 2^{m-1}} (k \rho c_p)_1^{0,5} \left(\frac{r \rho_2}{T_{sat} \sigma} \right)^m \sqrt{f} D^2 \Delta T^{m+1}$	Zasnovana na konstantama C_1, r_s, m koje se određuju na osnovu raspodele mesta kaviteta za mehurove. Zasnovana na frekvenciji odvajanja mehurova, prečniku mehura pri odvajanju i termofizičkim osobinama.
Kocamustafaogullari i Ishii (1983)	$q = B_H \Delta T^{3/2} n^{3/8}, B_H = 14 k_1 \rho_1 \left(\frac{c_{p,1}}{\rho_2} \right)^{0,5} P_{r,1}^{-0,39} 0,012 \left(\frac{\Delta \rho}{\rho_2^{0,9}} \right) D^{-1/4}$	Zasnovana na prečniku odvajanja mehura po Fritz-u, gustini mesta nukleacije i termofizičkim osobinama.
Sakashita i Kumada (2001)	$q = B_H \Delta T^{4/3} n^{3/8}, B_H = 0,5 k_1 \left(\frac{\sigma}{\mu_1 a_1} \right)^{1/4} P_{r,1}^{-1/12} \left(\frac{\rho_1 c_{p,1}}{\rho_2 r} \right)^{1/3}$	Zasnovana na unapred poznatoj gustini mesta nukleacije i termofizičkim osobinama. Pouzdana je za širok opseg pritisaka.
Fazel i Mahboobpour (2013)	$h = h_{nc} + \left(\sqrt{\pi k_1 \rho_1 f} - h_{nc} \right) n \frac{\pi}{4} D^2$	Razvijena pri eksperimentalnom ključanju vode/monoetilen glikola na zagrejaču u obliku šipke. Zasnovana na unapred poznatoj gustini mesta nukleacije, prečniku mehura pri odvajanju, frekvenciji odvajanja mehurova, koeficijentu prelaza toplote pri konvekciji i termofizičkim osobinama.

U tabeli 2.1 prikazan je pregled različitih korelacija za ključanje. Bez obzira što su razvijene za različite uslove, korelacije se mogu podeliti na:

i) korelacije za različite kombinacije zagrejačkog zida i radnog fluida: jednu od najpoznatijih korelacija je razvio Rohsenow (1952), koja je primenjiva na čiste površine, nezavisna je od oblika i orijentacije zagrejačkog zida. Rohsenow je pri izvođenju ove korelacije pretpostavio da je jednofazna konvekcija izazvana odvajanjem mehura sa zagrejačkog zida osnovni mehanizam pri ključanju. Ovako razvijena korelacija pokazala je prihvatljiva i zadovoljavajuća slaganja sa tadašnjim izmerenim podacima, međutim uslovljena je empirijskom konstantom za određenu kombinaciju materijala zida i vrste fluida, ne uzima u obzir orijentaciju zagrejačke površine. Nadogradnju ove korelacije je objavio Pioro (1999) gde je bolja preciznost korelacije ostvarena variranjem stepena Prandtl-ovog broja;

ii) korelacije sa fiksnim konstantama i fiksnim eksponentima: Kruzhilin (1947), Mostinski (1963), Starczewski (1965), Kutateladze i Borishanskii (1966), Labuntsov (1972), Foster i Zuber (1974), Kutateladze (1990) su predložili korelacije sa fiksnim konstantama i eksponentima koje ne zavise od vrste fluida i stanja zagrejačkog zida. Neke od njih zavise od pritiska kao što su Kutateladze i Borishanskii (1966) i Foster i Zuber (1974);

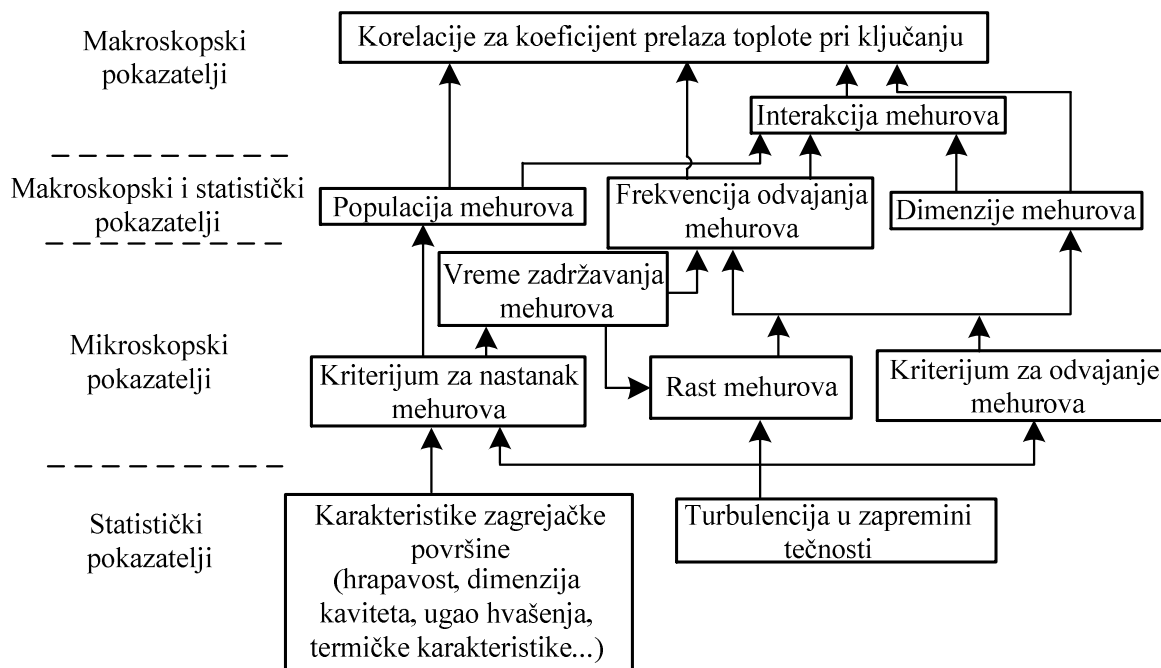
iii) korelacije zasnovane na hrapavosti: Nishikawa i dr. (1982) su istraživali na koji način hrapavost zagrejačkog zida utiče na koeficijent prelaza toplote za različite tipove fluida (R21, R111 i R114). Copper (1984) je razvio svoju korelaciju za koeficijent prelaza toplote baziranu na redukovanom pritisku, hrapavosti površine i molarnoj masi fluida i dao fizičko objašnjenje na koji način su efekti latentne toplote i površinskog napona uzeti u obzir preko redukovanog pritiska. Gorenflo (1993) je predložio korelaciju zasnovanu na hrapavosti zagrejačkog zida koja zahteva poznavanje referentnog toplotnog fluksa i referentnog koeficijenta prelaza toplote. Leiner (1994) je predložio korelaciju zasnovanu na hrapavosti i funkciji pritiska koja je validirana uglavnom za druge fluide osim vode;

iv) korelacije zasnovane na fiksnim konstantama, eksponentima i prečniku mehura pri odvajanju: Jedna od prvih korelacija zasnovana na prečniku mehura pri odvajanju je korelacija McNelly-a (1953) koja je primenjiva na čiste supstance. Stephan i Pressurer (1979), Stephan i Abdelsalam (1980) su koristili metodu statističke regresione analize da bi razvili korelaciju za ključanje različitih fluida;

v) korelacije zasnovane na karakteristikama površine/gustini mesta nukleacije: Na osnovu hidrodinamičkog modela, Tien (1962) je predložio korelaciju za ključanje na ravnim zagrejačkim zidovima. Lienhard (1963) je razmotrio model koji je predložio Tien (1962) i predložio svoju korelaciju koja je imala bolju preciznost. Mikic i Rohsenow (1969) su razvili korelaciju gde je unapred neophodno poznavanje rasporeda i dimenzija kaviteta na zagrejačkom zidu, ali koja je primenjiva za različite opsege pritiska. Kocamustafaogullari i Ishii (1983) su primenili analogiju između bazenskog ključanja i ključanja u strujnim uslovima pri određivanju gustine mesta nukleacije i predložili svoju korelaciju koja je pouzdana za širok opseg pritisaka. Sakashita i Kumada (2001) su modelirali razmenu toplote zasnovanu na kondukciji u slojevima ispod mehura. Fazel i Mahboobpour (2013) su podelili površinu zagrejačkog zida na dve oblasti, prvu na kojoj rastu mehurovi i drugu na kojoj postoji konvekcija. Svoj model su razvili za binarne smeše monoetilen glikola i vode.

Posle pojave prvih korelacija za koeficijente prelaza toplote, došlo se do zaključka da će biti jako teško predvideti krivu ključanja za širok opseg uslova, kao i koeficijent prelaza toplote pri ključanju i vrednosti kritičnog toplotnog fluksa pri ključanju različitih fluida. Kao parametri koje je bilo potrebno dodatno istražiti javili su se inicijalni prečnik mehura, inicijalna temperatura zida potrebna za nukleaciju mehura, mikro i nano stanje zagrejačke površine (hrapavost), ugao kvašenja, gustina mesta nukleacije, dinamika rasta mehura i sile koje deluju na mehur. Karakteristične dimenzije u okviru kojih se posmatraju navedeni parametri su različite, dok su mnogi od parametara stohastičke

prirode, pa su istraživanja uglavnom ograničena na razumevanje procesa nastanka mehura i dinamiku mehurastog ključanja (slika 2.2).



Slika 2.2 Međusobna zavisnost različitih pokazatelja ključanja (Hsu i Graham, 1976).

Paralelno sa razvojem korelacija za koeficijent prelaza toplote pri ključanju dolazi i do razvoja korelacija za kritični toplotni fluks, koji predstavlja opasnost za bilo koju instalaciju u kojoj se odvija ključanje. Pri dostizanju vrednosti kritičnog toplotnog fluksa, u kratkom vremenskom intervalu dolazi do naglog porasta temperature zida što može da dovede do neželjenih posledica kao što su termomehaničko oštećenje zagrejačkog zida i njegovo progorevanje. Uslovi koji dovode do nastanka kritičnog toplotnog fluksa kao i njegova vrednost zavise od mnogih parametara. Na gornju granicu mehurastog ključanja utiče količina tečnosti u kontaktu sa zidom, vreme trajanja zasušenja u pojedinim delovima zida pri pregrevanjima bliskim kritičnom toplotnom fluksu, broj mehurova koji se u tom trenutku nalazi na zagrejačkom zidu, vrsta ključajućeg fluida, okvašenost površine (ugao kvašenja), stepen obrađenosti površine (hrapavost), prethodno korišćenje zagrejačkih površina (efekat starenja zida), način zagrevanja/hlađenja, pritisak u sistemu, vrsta materijala zida, orijentacija zagrejačke površine, pothlađenje tečnosti, prethodno izlaganje fluida pritisku, presvlačenje površine zida, geometrijske izmene u strukturi zida u cilju poboljšanja razmene toplote, pothlađenje tečnosti, itd. Iz ovih razloga egzaktno objašnjenje ključanja i kritičnog toplotnog fluksa još uvek predstavlja istraživački izazov, kako pri razvoju novih površina zagrejačkih, tako i u eksploataciji postojećih postrojenja. Jedan od prvih pristupa u predviđanju kritičnog toplotnog fluksa predložili su Kutateladze (1948) i Zuber (1958) gde je kritičan toplotni fluks određen Taylor-ovom nestabilnošću parnog sloja iznad zagrejačke površine kao i Kelvin-Helmholtz-evom nestabilnošću parnog sloja kroz koji mehur napušta površinu zida. Relaciju baziranu na ovim pretpostavkama su objavili Lienhard i Dhir (1973) u obliku

$$q_c = Cr\rho_2^{0.5} \left(\frac{\sigma}{g(\rho_1 - \rho_2)} \right)^{\frac{1}{4}}, \quad (2.3)$$

gde je r latentna toplota isparavanja, a konstanta C zavisi od toga da li se ključanje odvija na cilindru ili ravnom zagrejačkom zidu. Kao što se vidi iz jednačine (2.3), ovako dobijena vrednost toplotnog fluksa ne zavisi od materijala zida, kao ni dimenzija zagrejačkog zida i gustine mesta nukleacije. Sa druge strane korelacija zavisi od termofizičkih parametara, pa recimo za pritiske do 70 bara, vrednost toplotnog fluksa raste, dok za pritiske od 70 bara do kritičnog pritiska, vrednost toplotnog fluksa opada i teži nuli, jer latentna toplota isparavanja kao i razlika gustina tečne i parne faze teže nuli. Efekat gravitacije ima manji uticaj na vrednost kritičnog toplotnog fluksa nego uticaj pritiska. Zbog ovakvih efekata odstupanje jednačine (2.3) od izmerenih podataka se kreće i do $\pm 40\%$. Theofanous (2002b) je pokazao da na vrednost toplotnog fluksa utiču i hidrodinamički uslovi u neposrednoj blizini zagrejačkog zida, ali i mikrouslovi same površine kao što su hrapavost i gustina mesta nukleacije. Bang (2005) je u svojim eksperimentima pokazao da do kritičnog toplotnog fluksa dolazi u slučaju kada tečni film ispari sa zagrejačkog zida ili dođe do spajanja više mehurova, i da Kelvin-Helmholtz-eva nestabilnost nije jedini uzrok pojave kritičnog toplotnog fluksa. Danas postoji veliki broj korelacija za predviđanje kritičnog toplotnog fluksa, kao i minimalnog toplotnog fluksa u Leidenfrost-ovoj tački, međutim i dalje pouzdanost ovih korelacija se dovodi u pitanje zbog uslova vezanih za ograničen opseg njihove primene.

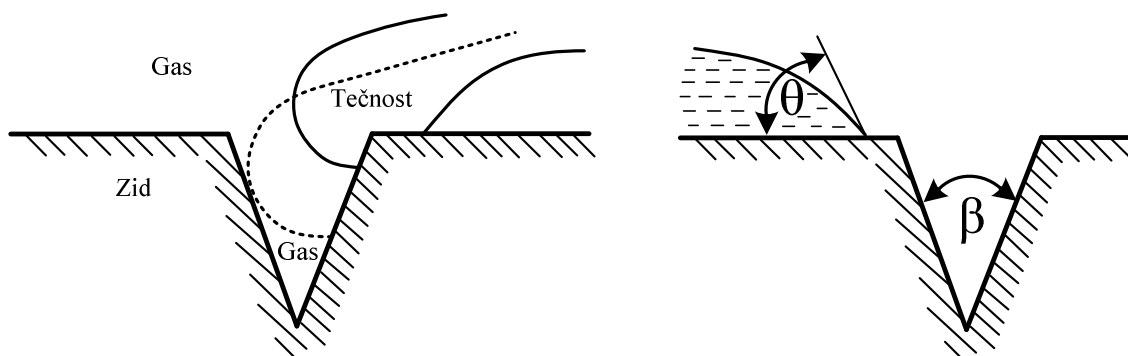
2.2 Empirijska istraživanja nukleacije i dinamike rasta mehura

Proces formiranja parnog mehura se naziva nukleacija. Nastajanje mehura u potpuno čistoj tečnosti u kojoj nema primesa čvrstih čestica i nekondenzujućeg gasa, jeste homogena nukleacija. Ukoliko do nastanka mehura dolazi na čvrstim česticama u fluidu, na kavitetima na hrapavoj površini zagrejačkog zida ili usled prisustva nekondenzujućeg gasa, koji je rastvoren u tečnosti ili postoji u obliku nano ili mikro mehurova gasa u zapremini tečnosti ili u kavitetima na hrapavoj površini zagrejačkog zida, u pitanju je heterogena nukleacija.

Rana istraživanja nastanka mehura su teorijska i bave se uglavnom idealizovanim prikazom sfernog mehura gde je njegov rast iniciran uniformno pregrejanom tečnošću i gde uticaj zagrejačkog zida nije uziman u obzir. Sa takvim uprošćenjima rast mehura je određen iz bilansa sila površinskog napona, inercijalne sile i razlike između pritisaka u mehuru i tečnosti. Prvi izraz koji opisuje rast ili kolaps mehura je dao Rayleigh (1917), gde je rast/kolaps mehura opisan jednodimenzijskim pristupom, a u literaturi se kasnije navodi kao rast mehura kontrolisan inercijom tečnosti. Takođe, jednu od prvih teorija rasta mehura u uniformno pregrejanom tečnosti prikazao je Bosnjaković (1930), prema kojoj se proces isparavanja mehura odvija zahvaljujući transferu energije sa pregrejanom tečnošću na razdelnoj površini mehura. Pad temperature koji održava rast mehura je lociran u okolini mehura gde se nalazi tanak temperaturski granični sloj i na osnovu ove teorije formirana je relacija koja povezuje intenzitet rasta mehura, pad temperature i koeficijent prelaza toplote. Eksperimentalnu potvrdu Bošnjakovićeve teorije i Rayleigh-evog pristupa prikazali su u svojim istraživanjima Jakob i Zhurli (1932) i Fritz i Ende (1936), dok su Forster i Zuber (1954), kao i Plesset i Zwick (1954) pokazali da na mehur u kasnijoj fazi rasta najviše utiče termalna difuzija na razdelnoj površini tečne i parne faze, pa se u literaturi ova faza naziva faza rasta mehura usled termalne difuzije.

2.2.1 Nastanak i rast mehura na zagrejačkom zidu

Prva istraživanja nastanka mehura na zagrejačkom zidu se zasnivaju na PEN teoriji (eng. pre-existing nuclei - PEN) prema kojoj se na mikro ili nano nivou nalaze kavitete u kojima se nalazi zarobljen nekondenzujući gas koji predstavlja osnovu za kasniji nastanak inicijalnog mehura. Prvo eksperimentalno istraživanje koje je potkrepilo ovu tvrdnju objavljeno je od strane Clarka i dr. (1959), dok je teorijsko istraživanje gasa zarobljenog u kavitetima izvršio Bankoff (1958). On je razmatrao front tečnosti koji napreduje ka izolovanom kavitetu (slika 2.3) i ustanovio je da gas ostaje zarobljen u kavitetu. Na slici 2.3 je ugao kaviteta označen sa β dok je sa uglom θ označen ugao kvašenja koji predstavlja ugao meren od zagrejačkog zida do tangente na front tečnosti, (meren kroz tečnost).



Slika 2.3 Prodiranje tečnosti u kavitet (levo) i uglovi kvašenja i kaviteta (desno) (Bankoff, 1958).

Bankoff je pokazao da uslovi zadržavanja gasa u pukotini zavise od odnosa uglova θ i β : a) $\theta > \beta$, b) $\theta < \pi - \beta$. Kada je prvi uslov zadovoljen, a drugi nije, kavitet će zadržati gas. Međutim, kada su oba uslova ispunjena, kavitet može biti ispunjen ili gasom ili tečnošću. U svim ostalim uslovima gas neće biti zarobljen u kavitetu. Aktivaciju zarobljenog gasa u kavitetima istraživali su Griffit i Wallis (1960). Oni su izveli izraz u kojem je pregrijanje ΔT potrebno za nukleaciju mehura zavisi od fizičkih osobina fluida (površinski napon, latentna toplota isparavanja, temperature zasićenja, specifične promene zapremine pri isparavanju), ali i poluprečnika kaviteta. Zavisnost između ΔT od poluprečnika kaviteta je obrnuto proporcionalna, veći kaviteti zahtevaju manja pregrijanja i obrnuto. Na osnovu ovih istraživanja PEN teorija se razvila i kasnije proširila istraživanjima koja su upotpunili Wang i Dhir (1993). Nedostatak PEN teorije se ogleda u tome što za idealno glatke površine predviđa visoka pregrijanja, što su različiti eksperimenti pokazali kao neopravdanu tvrdnju koju bi još uvek trebalo ispitati. Theofanous i dr. (2002a,b) su primetili da su potrebna pregrijanja zida mnogo manja nego što predviđa PEN teorija. Rezultati koji takođe nisu u skladu sa PEN teorijom su prikazani od strane Qi i Klausnera (2006) koji su istraživali ključanje etanola na čeličnom zagrejačkom zidu.

Kada se proces razmene toplote odvija na razdelnoj površini između zagrejačkog zida i tečnosti koja ga hladi, inicijalni parni mehur nastaje u kavitetima na zidu i takvu nukleaciju nazivamo heterogena nukleacija. Na tim mestima nekondenzujući gas, zarobljen zbog nemogućnosti potpunog kvašenja zida tečnošću, predstavlja inicijalni nano mehur za nastanak mehura. Da bi inicijalni mehur nastao ili nano mehur nastavio da raste na zagrejačkom zidu, potrebno je uložiti rad na savladavanje sila pritiska, sila površinskog napona kao i adhezionih sila koje deluju u kontaktu mehura, tečnosti i zida. Sa druge strane, potrebno je određeno pregrijanje zida da bi molekuli iz tečnosti na razdelnoj površini prešli u parno stanje. Ako jedan od ovih uslova nije ispunjen, mehur

neće nastati. Teorijski za jako mali mehur pritisak mora biti dovoljno veliki da bi održao mehur u celini. Pritisak u mehuru je određen temperaturom zasićenja pare, pa se potrebno povećanje tog pritiska može ostvariti povećanjem temperature okolne vode odakle molekuli tečnosti prelaze u paru. Odatle sledi da voda mora biti pregrejana da bi došlo do isparavanja i rasta mehura. Kod daljeg rasta mehura njegov poluprečnik raste, a pritisak potreban za savladavanje sila površinskog napona opada, pa temperatura pare kod većih mehura će odgovarati temperaturi zasićenja za pritisak okolne tečnosti. Pritisak koji vlada u mehuru je moguće izraziti preko Young-Laplace-ove jednačine koja pokazuje da je uslov za postojanje mehura određenog poluprečnika da pritisak u mehuru bude veći od pritiska okolne tečnosti

$$p_2 = p_1 + \frac{2\sigma}{R}, \quad (2.4)$$

gde je p_1 pritisak tečnosti koja okružuje mehur, R poluprečnik mehura i σ površinski napon. Takođe, zid mora biti dovoljno pregrejan da tečnost ispari na pritisku koji vlada u mehuru

$$T_z > T_{sat} + \frac{dT}{dp}(p_2 - p_1), \quad (2.5)$$

gde je sa p_2 označen pritisak mehura, a sa p_1 pritisak okolne tečnosti. Ako se iskoristi zavisnost pritiska pare od temperature poznatija kao Clausius-Clapeyron-ova jednačina

$$\frac{dp}{dT} = \frac{r}{(v_2 - v_1)T_{sat}} \quad (2.6)$$

i uvrsti u jednačinu (2.5), uz korišćenje jednačine (2.4), kao i pretpostavke da je gustina pare zanemarljiva, dobiće se izraz za minimalno potrebnu temperaturu zida da bi na njemu nastao mehur

$$T_z > T_{sat} + \frac{2\sigma T_{sat}}{R r \rho_2}, \quad (2.7)$$

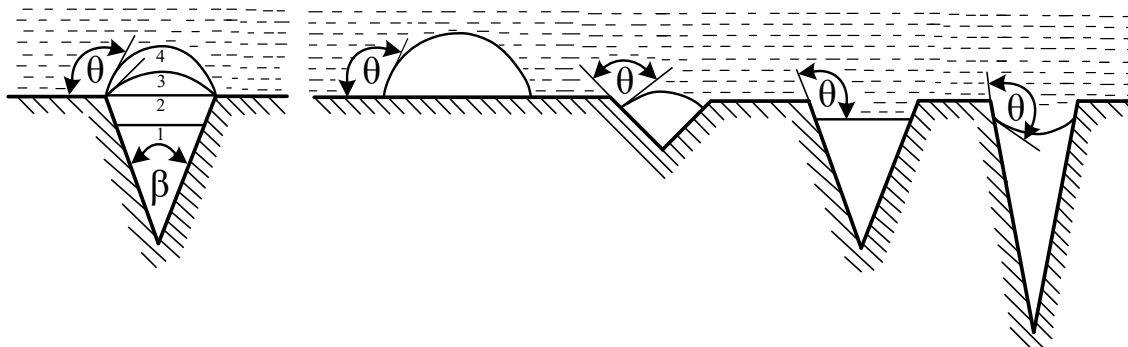
gde pregrejanja mogu imati vrednosti svega od 0,01 do 0,1 °C. Takođe, iz jednačine (2.7) moguće je dobiti minimalno potreban poluprečnik kaviteta da bi mehur nastao

$$R = \frac{2\sigma T_{sat}}{r \rho_2 \Delta T}. \quad (2.8)$$

Jednačina (2.8) pokazuje da sa povećanjem pregrejanja zida mehurovi mogu nastati u kavitetima mnogo manjih dimenzija, što se i manifestuje povećanjem broja mesta nukleacije mehurova i što mehurasto ključanje čini pogodnim za odvođenje velike količine toplote po jedinici zapremine. Heterogena nukleacija nastaje u mikrokavitetima zagrejačkog zida pri inicijalnim pregrejanjima fluida od 0,06 do 0,1 °C na 15,5 MPa ili pregrejanjima 2-5 °C na 1,5 MPa (Todreas i Kazimi, 2021).

Pouzdanu određivanje ugla kvašenja (slika 2.4) predstavlja izazov kod istraživanja ključanja jer on zavisi od različitih parametara kao što su vrsta materijala zagrejačkog zida, termofizičke osobine fluida koji kvasi zid, geometrija zida, hrapavosti površine, pregrejanja zida, itd. Obično ugao kvašenja raste sa povećanjem hrapavosti, međutim potrebno ga je odrediti za svaki tip eksperimentalne instalacije. Na kvašenje zagrejačke površine utiču efekti hrapavosti i poroznosti površine, kao i raspored atoma u zidu i atoma/molekula tečnosti na nanometarskom nivou. Kolika će biti vrednost ugla kvašenja zavisi od toga koji je materijal zida, koji je fluid u kontaktu sa zidom, kao i da li fluid dodiruje zid horizontalno ili u pravilnim/nepravilnim kavitetima. Hidrofilne površine privlače tečnost i mogu da poboljšaju razmenu toplote pri ključanju tako što pri odvajanju mehura tečnost poboljšano iznova kvasi zagrejački zid. Suprotno od hidrofilnih, hidrofobne

površine odbijaju tečnost i mogu da imaju loš uticaj na razmenu toplote. Obično se za neutralanu površinu u smislu kvašenja uzima ugao 90° , sa manjim uglovima ($\theta < 90^\circ$) zid postaje dobro kvašen ili hidrofilan, dok sa većim uglovima ($\theta > 90^\circ$) zid postaje lošije kvašen i postaje više hidrofoban.



Slika 2.4 Kvašenje zida (Collier, 1996).

Siegel i Keshock (1964) su odredili ugao kvašenja od 45° za destilovanu vodu na ispoliranoj zagrejačkoj površini od čelika, dok su za isti fluid na površini od nikla uglove nalazili u opsegu 38° do 47° . Gaertner (1965) je odredio da je ugao kvašenja na bakarnoj površini od 60° . Kod loše kvašenih zagrejačkih površina teorijski je moguće da vrednost ugla kvašenja bude blizak i 180° i rad potreban za kreiranje mehur u tom slučaju je jako mali, to jest verovatnoća da nastane mehur je jednaka jedinici. Ipak merenja većine autora su dovela do zaključka da se uglovi kvašenja u većini zagrejačkih površina u praksi kreću u intervalu od približno 18° do 140° . Wang i Dhir (1993) su analizirali na koji način različiti uglovi kvašenja (18° , 35° i 90°), za slučaj vode na vertikalnoj zagrejačkoj površini od bakra, utiču na gustinu mesta nukleacije i na vrednost kritičnog toplotnog fluksa. Došli su do zaključka da se gustina mesta nukleacije smanjuje sa smanjenjem ugla kvašenja, takođe pri uglu kvašenja od 90° , samo do 10 % kaviteta na zagrejačkom zidu su bili aktivna mesta nukleacije. Takođe, autori su došli do zaključka da se kritični toplotni fluks smanjuje sa povećanjem ugla kvašenja.

Ako se napiše izraz za rad potreban za savladavanje sila površinskog napona tečnosti prema Milinčić (1989)

$$L = -(p_2 - p_1)V + \sigma A \left[1 - \frac{A_z}{A} (1 - \cos \theta) \right], \quad (2.9)$$

vidi se da je najveća verovatnoća da će mehur nastati samo na onim mestima gde je odnos A_z / A najveći (odnos površina zida i mehura), a to je upravo na mestima najmanjih kaviteta. Međutim, minimalan rad i maksimalni ugao kvašenja nisu dovoljni uslovi za nastanak mehura. Povećanje ugla kvašenja povećava verovatnoću za nastanak mehura. Realne zagrejačke površine u eksploataciji su hrapave, u mikrokavitetima okvašenim tečnošću sa većim uglom kvašenja mogu nastati aktivna mesta nukleacije. Povećanje ugla kvašenja ne mora nužno da dovede do poboljšanja uslova za nastanak mehura. Neki autori su zabeležili uglove kvašenja i do 140° , bez mogućnosti za rast mehura i njegovo formiranje.

2.2.2 Gustina mesta nukleacije mehurova

Gustina mesta nukleacije je jedan od važnih parametara ključanja i zavisi od karakteristika zagrejačke površine, kao i od fizičkih osobina fluida. Sa povećanjem pregrevanja zida dolazi do povećanja gustine mesta nukleacije i na taj način povećanja intenziteta odvođenja toplote sa zagrejačke površine. Nakon odvajanja mehura od zagrejačkog zida on će se kretati ka slobodnoj površini tečnosti ili će doći do njegovog kondenzovanja u zavisnosti da li je tečnost koja ga okružuje na temperaturi zasićenja ili je pothlađena. Kondenzovanje mehura ili implozija u pothlađenoj sredini je obično praćeno karakterističnim zvukom i ovakav vid ključanja se naziva pothlađeno ključanje. U trenutku odvajanja mehura, tečnost se kreće ka mestu gde je prethodno nastajao mehur, pri čemu to mesto postaje aktivno mesto nukleacije na kome nastaje i raste sledeći mehur. Novonastali mehur može nastati na istom mestu kao i prethodni i to mesto se naziva aktivno mesto nukleacije, međutim sa povećanjem pregrevanja mehurovi nastaju i na drugim mestima aktivnim mestima nukleacije. Na zagrejačkim površinama koje su prethodno korišćene za ključanje nastaje više mehurova po jedinici površine. Trenutno ne postoji mehanistički pristup ni model koji uspešno može da predvidi tačnu gustinu mesta nukleacije.

Korelacije za gustinu mesta nukleacije su raznolike i bazirane su na određenim parametrima sistema zagrejački zid - fluid. Zhokhov (1969) je predložio korelaciju za gustinu mesta nukleacije kao funkciju pregrevanja zida

$$\sqrt{n} = 25 \cdot 10^{-8} \left(\frac{r \rho_2 \Delta T}{T_{sat} \sigma} \right)^{1,5}, \quad (2.10)$$

gde je r latentna toplota isparavanja, ρ_2 gustina parne faze, ΔT pregrevanje zida, T_{sat} temperatura zasićenja i σ površinski napon. Mikic i Roshenow (1969) su predložili korelaciju za gustinu mesta nukleacije koja uzima u obzir karakteristike zagrejačke površine

$$n = C_1 \left(\frac{r_s}{r} \right)^m, \quad (2.11)$$

gde se konstanta C_1 , poluprečnik mehura r_s i parametar m određuju iz distribucije kaviteta na zagrejačkom zidu. Nakon uvođenja pretpostavki da se nakon odvajanja mehura pregrevana tečnost kreće i zauzima mesto ispod njega i računanja površine koju prekriva tečnost između mehurova, isti autori su došli do izraza za zavisnost mesta nukleacije u funkciji pregrevanja zida i distribucije kaviteta

$$n = C_1 r_s^m \left(\frac{r \rho_2}{2 T_{sat} \sigma} \right) \Delta T^m, \quad (2.12)$$

gde su r latentna toplota isparavanja, σ površinski napon i ΔT pregrevanje zida.

Benjamin i Balakrishnan (1997) su predložili korelaciju za gustinu mesta nukleacije u obliku

$$n = 218,8 P_r^{1,63} \frac{1}{\gamma} \theta^{-0,4} \Delta T^3, \quad (2.13)$$

gde parametar $\gamma = \left(\frac{\lambda_z \rho_z c_{p,z}}{\lambda_1 \rho_1 c_{p,1}} \right)^{0,5}$ zavisi od kombinacije materijala zida i vrste fluida koji hladi zid,

λ predstavlja toplotnu provodljivost, a bezdimenzijski parametar koji uzima u obzir hrapavost je

označen sa $\theta = 14,5 - 4,5 \left(\frac{R_a p}{\sigma} \right) + 0,4 \left(\frac{R_a p}{\sigma} \right)^2$, gde je površinski napon označen sa σ , pritisak sa p i srednja aritmetička hrapavost sa R_a . Korelacija važi za opseg radnih uslova: $0,02 \mu m < R_a < 1,17 \mu m$, $5K < \Delta T < 25K$, $13 \cdot 10^{-3} Nm^{-1} < \sigma < 59 \cdot 10^{-3} Nm^{-1}$ i $2,2 < \theta < 14$.

Sakashita i Kumada (2001) su predložili korelaciju za gustinu mesta nukleacije baziranu na termofizičkim parametrima fluida, pregrejanju zida i toplotnom fluksu u obliku

$$n = \left(\frac{q}{B_H \Delta T^{4/3}} \right)^{8/3}, \quad (2.14)$$

gde je parametar $B_H = 0,5 \lambda_1 \left(\frac{\sigma}{\mu_1 a_1} \right)^{1/4} P_{r,1}^{-1/12} \left(\frac{\rho_1 c_{p,1}}{\rho_2 r} \right)^{1/3}$, q površinski toplotni fluks i ΔT odgovarajuće pregrejanje zida. Površinski napon je označen sa σ , toplotna provodljivost tečnosti sa λ_1 , temperaturna provodljivost tečnosti sa a_1 , dinamička viskoznost tečnosti sa μ_1 i latentna toplota isparavanja sa r .

Hibiki i Ishii (2003) su predložili korelaciju za gustinu mesta nukleacije

$$n = \overline{N}_n \left\{ 1 - \exp \left(- \frac{\theta^2}{8 \mu^2} \right) \right\} \left[\exp \left\{ f(\rho^+) \frac{\lambda'}{R_c} \right\} - 1 \right], \quad (2.15)$$

gde je $\overline{N}_n = 4,72 \cdot 10^5$ broj mehurova po metru kvadratnom, θ ugao kvašenja. Statistički parametri su $\mu = 0,722 \text{ rad}$ i $\lambda' = 2,5 \cdot 10^{-6} \text{ m}$, a kritični radijus kaviteta se računa

$$R_c = \frac{2\sigma \{1 + (\rho_2 / \rho_1)\} / p_1}{\exp \{r(T_2 - T_{sat}) / (R_2 T_2 T_{sat})\} - 1}. \quad (2.16)$$

U jednačini (2.15) funkcija gustine se računa

$$f(\rho^+) = 0,01064 + 0,48246 \rho^+ - 0,22712 \rho^{+2} + 0,05468 \rho^{+3}, \quad (2.17)$$

gde je $\rho^+ = \log(\rho^*)$, bezdimenziona razlika gustina $\rho^* = \Delta \rho / \rho_2$, a R je gasna konstanta bazirana na molarnoj masi, r je latentna toplota isparavanja, p_1 je pritisak tečnosti.

Li i dr. (2014) su razvili korelaciju za gustinu mesta nukleacije sličnu autorima Benjamin i Balakrishnan (1997) i dali je u obliku

$$n = \max(612,5(1 - \cos \theta), 19,7) \frac{1}{\gamma} P_{r,1}^{1,63} R_{nd}^{-0,4} \Delta T^3, \quad (2.18)$$

gde je θ ugao kvašenja, parametar γ oređen na isti način kao u jednačini (2.13), Prandtl-ov broj za tečnost $P_{r,1}$, bezdimenzijski parametar hrapavosti R_{nd} i pregrejanje zida ΔT .

Wang i Dhir (1993) su razvili korelaciju za gustinu mesta nukleacije u kojoj je potrebno prethodno određivanje dimenzije, oblika i ugla svakog kaviteta ponaosob. Wang i Dhir su korelisali njihove podatke u obliku

$$n = 5 \cdot 10^{-27} \frac{(1 - \cos \theta)}{D_{1,cr}^6}, \quad (2.19)$$

gde je ugao kvašenja θ . Minimalni kritični prečnik u kome nastaje mehur se računa

$$D_{1,cr} \approx \frac{T'(p)}{T_z - T'(p)} \left(\frac{4\sigma}{\rho''(h'' - h')} \right), \quad (2.20)$$

gde je T' temperatura zasićenja tečnosti, T_z temperatura zida, σ površinski napon, ρ'' gustina zasićene pare, h'' entalpija zasićene pare i h' entalpija zasićene tečnosti.

Gledajući navedene empirijske korelacije za gustinu mesta nukleacije zapaža se da one zavise od velikog broja parametara koji su karakteristika same instalacije za ključanje, kombinacije zida i fluida, itd. Samim tim ne postoji univerzalna korelacija, pa određivanje gustine mesta nukleacije i danas predstavlja za istraživače veliki izazov pri istraživanju ključanja.

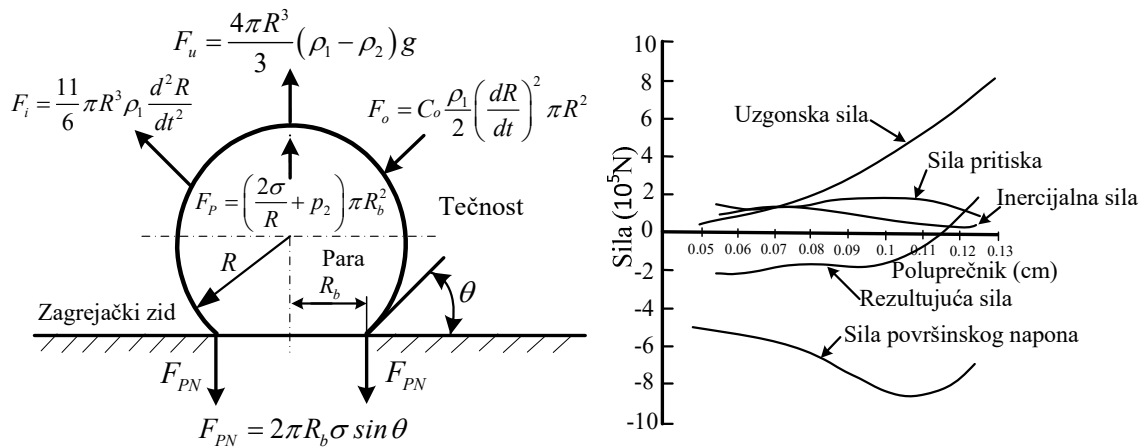
2.2.3 Ravnoteža sila koje deluju na mehur, maksimalni prečnik mehura pri odvajanju od zida i frekvencija odvajanja mehurova

Sile koje deluju na mehur od trenutka njegovog nastanka određuju njegov oblik, kretanje i odvajanje sa zagrejačkog zida. Na mehur koji je nastao na zagrejačkom zidu deluju sile koje teže da ga zadrže na zidu (sila površinskog napona F_{PN} i sila otpora F_o), kao i sile koje teže da ga odvoje od zida (inercijalna sila F_i , uzgonska sila F_u i sila pritiska F_p (slika 2.5)). Sila otpora je po intenzitetu najmanja sila pa se njeno prisustvo često zanemaruje u analizama rasta mehura.

U samoj blizini zida sloj tečnosti je na višoj temperaturi i kroz njega se isparavanjem predaje latentna toplota mehuru. Za prečnike mehura manje od 10 μm dominantni uticaj na njegov rast imaju inercijalne i uzgonske sile, dok za mehure većih prečnika veći uticaj na rast imaju sile uzgona i pritiska. Da bi se analizirao rast mehura, Robinson i Judd (2004) su predložili kriterijum po kome se određuje da li mehur raste u uslovima difuzije ili kontrolisan inercijom

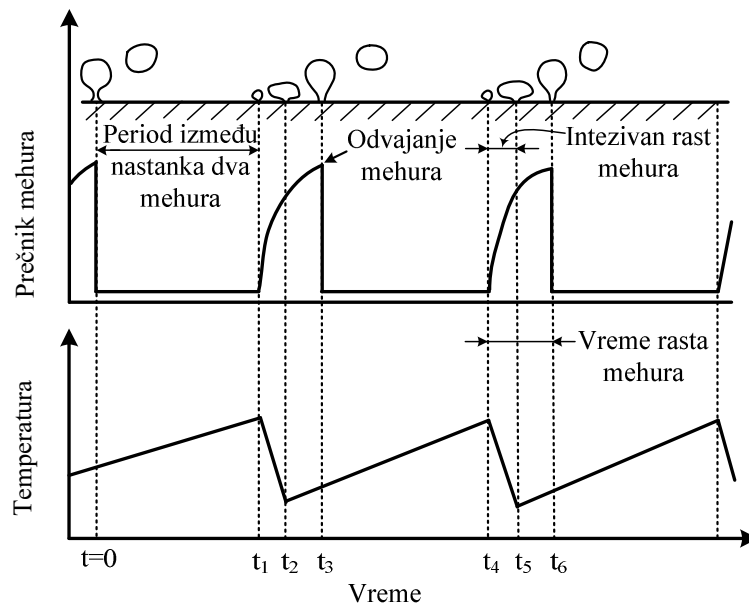
$$I_R = \left(\frac{4}{27} \right) \left(\frac{\sigma}{\rho_1 a_1^2} \right) \left(\frac{R}{Ja^2} \right) \left. \begin{array}{l} \ll 1 \\ \gg 1 \end{array} \right\} \quad (2.21)$$

gde je R poluprečnik mehura pri nukleaciji, a_1 temperaturna provodljivost tečnosti, Ja Jakob-ov broj, ρ_1 gustina tečnosti. Prema ovom kriterijumu, ako je parametar $I_R \ll 1$, mehur raste u uslovima kontrolisanim inercijom, dok za uslove $I_R \gg 1$, mehur raste u uslovima kontrolisane difuzije.



Slika 2.5 Sile i intenziteti sila koje deluju na mehur (Eastman, 1984).

Mehur dostiže svoj maksimalni prečnik i odvajja se sa zagrejačkog zida u trenutku kada rezultujuća sila koja deluje na mehur menja svoj znak (slika 2.5). Ilustraciju ponašanja jednog izdvojenog mehura na zagrejačkom zidu dao je Collier (1996) gde je predstavio rast mehura na zagrejačkom zidu, dostizanje njegovog maksimalnog prečnika i odvajanje od zagrejkčkog zida, kao i promenu temperature zida na mestu ispod osnove mehura (slika 2.6).



Slika 2.6 Proces nastajanja, rasta i odvajanja mehura na zagrejačkom zidu (Collier, 1996).

Frekvencija odvajanja mehurova je važan parametar u određivanju sposobnosti da se odvede količina toplote sa zagrejačkog zida. Za određeno mesto nukleacije frekvencija odvajanja mehurova zavisi od vremena rasta mehura i od perioda između odvajanja mehura i nastanka novog mehura na zidu. Za niske vrednosti toplotnih flukseva vreme između nastanka dva mehura je mnogo veće od vremena rasta mehura. Vreme između nastanka dva mehura zavisi od toplotnog fluksa, vrste zida i fluida, i kritičnog pregrevanja dovoljnog za nastanak mehura.

U svojoj početnoj fazi nastanka i formiranja rast mehura je kontrolisan inercijom tečnosti (trenutak t_1 do t_2), dok je njegov dalji rast kontrolisan termalnom difuzijom kroz slojeve tečnosti koji su u kontaktu sa mehurom i isparavanjem tečnosti. Koliko će se dugo mehur zadržati na zagrejačkoj površini zavisi od pregrijanja zida. Sa sve većim pregrijanjima zida, mehur za mnogo kraće vreme dolazi do dostizanja svog maksimalnog prečnika i svoje maksimalne zapremine, pa je vreme rasta mehura manje. Mehanizam intenzivnog isparavanja dovodi do naglog hlađenja zida ispod mehura. Kolika će biti vrednost maksimalnog prečnika mehura pri odvajanju zavisi od brzine njegovog rasta i odnosa sila koje deluju na njega u trenutku bliskom odvajanju. Vodeća sila koja uzrokuje odvajanje mehura je uzgonska sila koja je proporcionalna prečniku mehura. Mehur će se odvojiti u trenutku kada intenzitet uzgonske sile nadmaši intenzitete ostalih sila koje teže da zadrže mehur na zidu.

Maksimalni prečnik mehura pri odvajanju je moguće odrediti eksperimentalno ili iz bilansa sila. U literaturi je moguće pronaći mnoštvo korelacija za prečnik mehura pri odvajanju kao i promenu prečnika mehura sa vremenom. Fritz (1935) je jedan od prvih autora koji je na osnovu ravnoteže sila površinskog napona i uzgonske sile predložio korelaciju za prečnik mehura pri odvajanju

$$D = 0,0146\theta \left(\frac{2\sigma}{g(\rho_1 - \rho_2)} \right)^{0,5}, \quad (2.22)$$

gde je θ ugao kvašenja, σ površinski napon, ρ_1 gustina tečne faze i ρ_2 gustina parne faze. Korelacija (2.22) je izvedena na osnovu pretpostavke da su u ravnoteži sile površinskog napona i sile gravitacije, dok su ostale sile zanemarene. Cole i Rohsenow (1969) su razvili korelaciju za prečnik mehura pri odvajanju

$$D = C \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_1 - \rho_2)}} Ja^{*5/4}, \quad (2.23)$$

gde je konstanta $C = 1,5 \cdot 10^{-4}$ za vodu, $C = 4,65 \cdot 10^{-4}$ za ostale fluide, a Jakob-ov broj $Ja^* = \rho_1 c_{p,1} T_{sat} \rho_2^{-1} r^{-1}$. Kocamustafaogullari i Ishii (1983) su razvili korelaciju za prečnik mehura pri odvajanju

$$D = D_{ref} \theta \left(\frac{\sigma}{g\Delta\rho} \right)^{0,5} \left(\frac{\Delta\rho}{\rho_2} \right)^{0,9}, \quad (2.24)$$

gde je oblast pritiska za koju je validna korelacija u rasponu od 0,0067 do 14,18 MPa. Tolubinski i Kostanchuk (1970) su izveli korelaciju za minimalni i maksimalni prečnik mehura pri odvajanju

$$D = \min \left(0,0014, 0,0006e^{\frac{\Delta T_{sub}}{45}} \right), \quad (2.25)$$

gde je ΔT_{sub} pothlađenje tečnosti. Unal (1976) je iskoristio pretpostavku da mehur raste u tankom tečnom filmu i razvio korelaciju za prečnik mehura pri odvajanju baziranu na pritisku, pregrijanju zida, temperaturi pothlađenja i brzini tečnosti

$$D = 2,42 \cdot 10^{-5} p^{0,709} \frac{a}{\sqrt{b\varphi}}, \quad (2.26)$$

gde je $a = \frac{\Delta T}{2\rho_2 r} \sqrt{\frac{\rho_z c_{p,z} k_z}{\pi}}$, dok je b koeficijent koji zavisi od pothlađenja i sračunat je kao $b = \frac{\Delta T_{sub}}{2 \left(1 - \frac{\rho_2}{\rho_1}\right)} e^{\left(\frac{\Delta T}{3} - 1\right)}$ za $\Delta T_{sub} \leq 3$, a $b = \frac{\Delta T_{sub}}{2 \left(1 - \frac{\rho_2}{\rho_1}\right)}$ za $\Delta T_{sub} > 3$. Veličina φ u jednačini (2.26)

zavisi od odnosa srednje brzine mase tečnosti i početne brzine tečnosti iznad mehura.

U literaturi se često sreće f veličina koja se naziva frekvencija odvajanja mehura koja predstavlja recipročnu vrednost zbira vremena rasta t_g i vremena između nastanka dva mehura t_w u obliku

$$f = \frac{1}{t_w + t_g}. \quad (2.27)$$

Vrednosti vremena rasta zavise od formiranja graničnog temperaturnog sloja kao i karakteristika individualnog mesta nastanka mehura, pa ih je teško eksperimentalno odrediti. Zbog ovakvih poteškoća, istraživači korelišu frekvenciju odvajanja sa prečnikom mehura. Jakob i Fritz (1931) su prvi dali zavisnost između frekvencije odvajanja mehurova i prečnika mehura u obliku

$$f = 0,078 \frac{1}{D}. \quad (2.28)$$

Jacob i Linke (1933) su uspostavili korelaciju za frekvenciju odvajanja mehura

$$f = \frac{V}{D} \left(\frac{t_g}{t_g + t_w} \right), \quad (2.29)$$

gde je V brzina mehura, D prečnik mehura, t_g vreme rasta mehura, a t_w vreme između nastanka dva mehura. Peebles i Graber (1953) su predložili da frekvencija odvajanja mehurova osim prečnika mehura i odgovarajućih vremena, zavisi od termofizičkih parametara i predstavili je u obliku

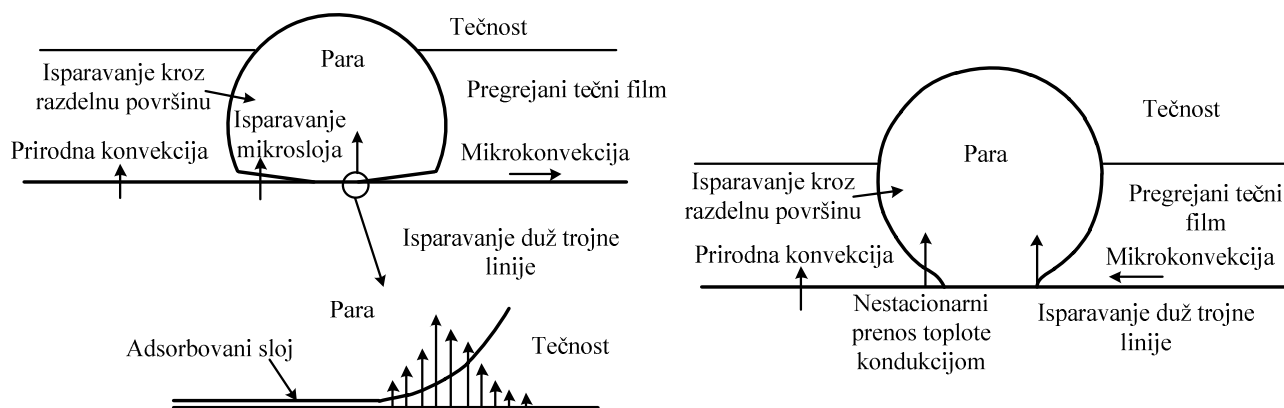
$$f = \frac{1}{D} \left(1,18 \left(\frac{t_g}{t_g + t_w} \right) \left[\frac{\sigma g (\rho_1 - \rho_2)}{\rho_1^2} \right]^{1/4} \right). \quad (2.30)$$

Za ključanje vode na atmosferskom pritisku i prečnike mehura pri odvajanju u opsegu od 1 mm do 2,5 mm, frekvencija odvajanja mehurova se kreće u opsegu 20 do 40 s⁻¹.

2.2.4 Mehanizmi razmene toplote pri mehurastom ključanju

Razmena toplote pri mehurastom ključanju obuhvata različite mehanizme tokom nastanka, rasta i odvajanja mehura, kao i neposredno nakon odvajanja mehura sa zagrejačkog zida. Mehanizmi razmene toplote pri mehurastom ključanju se mogu u opštem slučaju podeliti na mehanizme kondukcije, mehanizme usled promene faze (isparavanja i kondenzacije) i mehanizme konvektivne razmene toplote. U trenutku kada je već nastao na zagrejačkoj površini, mehur raste zahvaljujući isparavanju koje se odvija na razdelnoj površini između tečnosti i pare. Najintenzivnije isparavanje i razmena toplote se odvija u mikrosloju koji se nalazi ispod mehura, dok je isparavanje na razdelnoj površini po obodu mehura slabijeg intenziteta. Doprinos energiji potrebnoj za isparavanje mikrosloja je u energiji iz pregrejanog zida. Na vrhu mehura može doći do kondenzacije usled niže

temperature tečnosti. Razmena energije na razdelnoj površini se predstavlja preko mehanizama koji su prisutni tokom rasta i odvajanja mehura (slika 2.7).

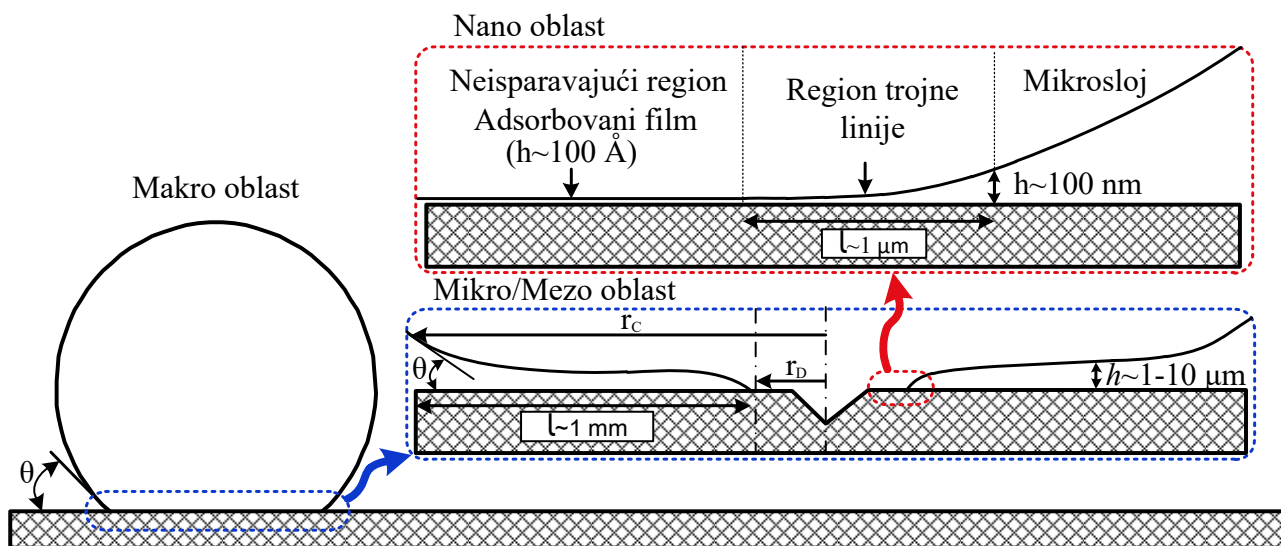


Slika 2.7 Mehhanizmi pri rastu mehura (levo) i pri odvajanju mehura (desno) (Kim, 2009).

Usled rasta mehura i kretanja razdelne površine, tečnost koja se nalazi uz zid u blizini mehura biva potisnuta i ovakav vid razmene toplote se naziva mikrokonvekcija. U ovom regionu dominantan je fluks koji se preda tečnosti, a uslovljen je kretanjem razdelne površine između mehura i tečnosti i ovaj mehanizam je prisutan pri rastu mehura, ali i pri njegovom odvajanju. U neposrednoj okolini mehura u kojoj uticaj rasta mehura nije dominantan, razmena toplote između zida i tečnosti se odvija mehanizmom prirodne konvekcije. Kada dođe do zasušenja mikrosloja ispod mehura, nastupa isparavanje duž trojne linije gde su istovremeno u kontaktnu tečna faza, parna faza i zid. Tokom rasta mehura razdelna površina se kreće ka tečnosti pa je kretanje fluida u suprotnom smeru nego pri rastu mehura i ponovo nastupa mikrokonvekcija. Neposredno pre odvajanja mehura front tečnosti se usmerava ka mestu zasušenja i kvasi zid ispod mehura, pa nastupa mehanizam nestacionarnog provođenja toplote kondukcijom.

2.3 Numeričko istraživanje ključanja

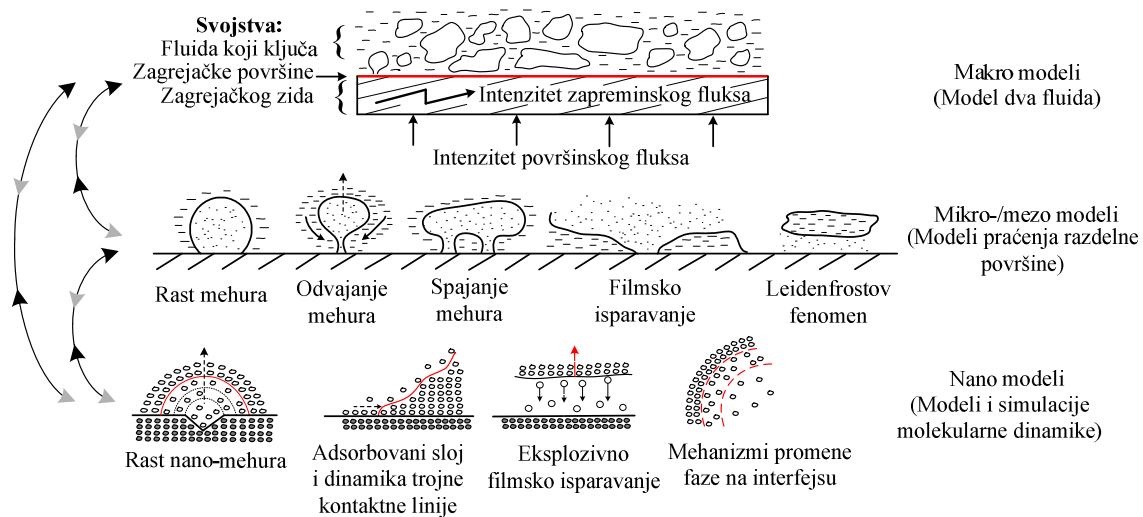
Proces formiranja mehura na zagrejačkom zidu prate fenomeni i mehanizmi od milimetarskih, preko mezo/mikro do nanometarskih razmera. Danas u literaturi postoje različiti pristupi za numeričko istraživanje procesa ključanja (Ilic i dr., 2019). Najšire gledano razlikuju se a) makro modeli ključanja implementirani u model dva fluida, b) mikro/mezo modeli ključanja primenom metoda za praćenje razdelne površine i c) nano simulacije ključanja metodama molekularne dinamike. Na slici 2.8 prikazane su oblasti koje obuhvataju makro, mezo/mikro i nano razmere ključanja. Makro fenomeni su vezani za geometrijske razmere reda veličine od 1 mm do centimetarskog nivoa, mikro/mezo fenomeni obuhvataju oblast od mikro do milimetarskog, dok su nano fenomeni ključanja reda veličine angstroma ($1\text{Å}=10^{-10}\text{ m}$) do nekoliko desetina nanometara.



Slika 2.8 Kontakt mehura i zida prikazan u makro, mikro i nano skali/dimenzijama (Guion, 2017; Langewisch, 2014).

Sa slike 2.8 se vidi da u neposrednoj blizini zida kretanje tečnosti je otežano zbog uticaja viskoznih napona, pa kao posledica toga tanak tečni film u vidu mikrosloja ostaje zarobljen između zida i mehura. Cooper i Lloyd (1969) su među prvim autorima ukazali na postojanje tankog tečnog filma gde su za uslove ključanja pri atmosferskom pritisku odredili dužinu mikrosloja i do 1 mm, a debljinu od 1 do 10 μm . Jednom formiran mikrosloj predstavlja glavni doprinos rastu mehura i preko njega je moguće ostvariti velike toplotne flukseve. Granicu između zasušenog dela mehura i mikrosloja predstavlja prelazni region dužine do 1 μm koji se u literaturi obično naziva region trojne linije ili trojna linija (eng. Triple line region - TPL). U literaturi neki istraživači ovu oblast ne razmatraju, dok drugi istraživači smatraju da je to linija, a ne oblast. Region je dobio naziv prema tome što sadrži sve tri faze, tečnu, parnu i zid. Na prelazni region se nastavlja oblast adsorbovanog sloja tečnosti koji predstavlja svega jedan do nekoliko redova molekula čija je debljina približno 1 nm i razdvaja parnu fazu od zida. Adsorbovani sloj ne isparava, a razlog za to su jake međumolekulske sile između tečnosti i zida. Postojanje adsorbovanog sloja kao i njegove dimenzije su uslovljene načinom kvašenja zida sa tečnošću. Mala debljina tečnosti u ovoj oblasti omogućava još veće flukseve nego u zoni mikrosloja, međutim ovaj sloj se ipak ponaša kao toplotni izolator za zid. Ovakva priroda kontaktne trojne linije i adsorbovanog sloja, kao i veliki raspon karakterističnih razmera predstavljaju prepreku pri numeričkom istraživanju ključanja na mikro i nano nivou.

Karakteristični mehanizmi ključanja prisutni na gore pomenutim razmerima i modeli koji se primenjuju su šematski prikazani na slici 2.9. Makro modeli ključanja uzimaju u obzir globalne parametare ključanja kao što su vrsta zagrejačkog zida, geometrija zagrejačke površine i vrsta fluida koji ključa. Modeliranje na makronivou je uglavnom zasnovano na primeni empirijskih ili poluempirijskih konstitutivnih modela koji određuju mehanizme razmene na razdelnim površinama faza.



Slika 2.9 Različiti pristupi pri numeričkom istraživanju ključanja (Ilic i dr., 2019).

Na mikro i mezo nivou se mogu uočiti i modelirati pojave kao što su interakcija dva mehura, spajanje dva mehura, kretanje fronta tečnosti ka mestu gde se mehur odvojio, itd. Ovi modeli primenom metoda praćenja razdelne površine su u mogućnosti da predvide ponašanje jednog izolovanog mehura, spajanje dva mehura, zasušenje zida usled Leidenfrost-ovog efekta. Na nano razmeru moguće je sagledati interakciju atoma zagrejačkog zida i tečne/parne faze fluida. U principu, nano modeli ključanja mogu da predvide lokacije nano mehurova za koje se pretpostavlja da su baze za kasnije nastajanje mehurova milimetarskih razmera. Trenutno ne postoje metode koje povezuju prostorne domene sva tri razmera ključanja. Razlog je složenost prenošenja veličina iz jednog u drugi prostorni domen i simultano sprovođenje takvih kompjuterskih simulacija, kao i drastična razlika u vremenskim skalama.

2.3.1 Makro modeli ključanja

Zagrejački zid pri ključanju je neuniformno okvašen tečnošću, pa se toplotni fluks na neuniforman način prenosi sa zida na dvofaznu mešavinu. Razvojem empirijskih korelacija za ključanje, kao i razvojem računara, javila se potreba za numeričkim modelima (CFD) procesa ključanja kao i preciznijeg predviđanja komponenti toplotnog fluksa pri razmeni toplote između zida i fluida. Makro modeli ključanja se fokusiraju na određivanje toplotnog fluksa koji se prenese na fluid i na predviđanje zapreminskog udela pare iznad zagrejačke površine. U savremenim CFD kodovima, toplotni fluks se modelira metodama deljenja toplotnog fluksa (eng. partitionig models). Ovi modeli su bazirani na istraživanjima mehanizama ključanja koje je sproveo Bowring (1962), koji je prvi istakao da su različiti mehanizmi razmene toplote uključeni u složeni proces ključanja. Kao vodeće mehanizme je istakao latentnu toplotu koja se odvodi mehurovima, kovekciju usled kretanja mehurova, kondenzaciju na vrhu mehura i nestacionarno provođenje toplote usled ponovnog kvašenja zagrejačkog zida na mestima gde je bio odvojeni mehur ("quenching"). Ovo zapažanje je navelo istraživače da razviju različite modele ključanja koji uzimaju u obzir pojedine mehanizme ili većinu njih i na osnovu toga izvrše deljenje ukupnog fluksa na komponente.

Kurul i Podowski (1991) su unapredili postojeću šemu deljenja toplotnog fluksa i takva šema je prva upotrebljena za modeliranje procesa ključanja CFD metodama. Danas se ovaj pristup koristi u raznim komercijalnim kodovima podjednako za bazensko i ključanje u strujnim uslovima. U literaturi modeli deljenja toplotnog fluksa se nazivaju i RPI modeli prema Univerzitetu istraživača

(Rensselaer Polytechnic Institute). Prema baznom RPI modelu ukupni toplotni fluks koji se preda sa zida na dvofaznu mešavinu jednak je zbiru tri komponente, konvektivni toplotni fluks, toplotni fluks usled naglog hlađenja zasušenog zida tečnošću-kaljenje (eng. quenching heat flux) i fluks usled isparavanja $q_w = q_c + q_q + q_e$. U ovim modelima zagrejački zid je podeljen na deo površine prekrivene mehurovima A_b i deo površine prekriven tečnošću $(1 - A_b)$. Konvektivni toplotni fluks predstavlja konvektivni prelaz toplote između tečne faze i dela zagrejačkog zida prekrivenog tečnošću $q_c = h_c (T_z - T_1)(1 - A_b)$ i zavisi od koeficijenta prelaza toplote za jednofazni fluid h_c , temperature zida T_z i fluida T_1 , kao i udela površine koja je prekrivena tečnošću A_b . Obično se taj udeo površine računa na osnovu prečnika mehura pri odvajanju, gustine mesta nukleacije i parametra K koji uzima u obzir temperaturu pothlađenja i usvaja se prema Del Valle i Kenning (1985). U RPI modelima drugi član predstavlja fluks koji nastaje kao posledica kretanja hladnije tečnosti ka mestu gde se nalazio mehur i on se može sračunati kao $q_q = h_q (T_z - T_1) A_b$, gde je koeficijent prelaza toplote usled usled "quenching-a", temperatura zida T_z , tečne faze T_1 , vreme rasta mehura na zidu τ . Treća komponenta fluksa je $q_e = Vnf\rho_2r$ koji predstavlja odvođenje latentne toplote mehurovima i zavisi od zapremine mehura V , gustine mesta nukleacije n , frekvencije odvajanja mehurova f i latentne toplote isparavanja r . Da bi se odredili ovi fluksevi korišćenjem modela za deljenje toplotnog fluksa, potrebno je zadati parametre kao što su udeo površine zagrejačkog zida koja je pokrivena parom, gustinu mesta nukleacije, prečnik mehura pri odvajanju, frekvenciju odvajanja mehurova, itd. Danas se u literaturi mogu pronaći i unapređeni RPI modeli koji uključuju neravnoteže efekte kao što je konvektivni prelaz toplote sa zida na paru. Najviše zastupljena korelacija u RPI modelima za gustinu mesta nukleacije je korelacija Kocamustafaogullari i Ishii (1995) koja zavisi od funkcije gustine, prečnika mehura pri odvajanju, efektivnog pregrejanja i važi za oblast pritisaka između 0,1 i 5 MPa. Lemmert i Chawla (1977) su predložili korelaciju za gustinu mesta nukleacije koja je zavisna od fluksa i važi za opsege 3,4 do 4,7 MWm⁻², temperature pothlađenja od 24 do 84 K i atmosferski pritisak. Korelacije za određivanje prečnika mehura pri odvajanju sa zagrejačkog zida su prikazane u potpoglavlju 2.2.3 u ovoj disertaciji. Najviše korišćena korelacija za prečnik odvajanja mehura u RPI modelima je Tolubinski i Kostanchuk (1970) koja važi za opsege pritiska od 0,1 do 1,013 MPa i izražena je kao funkcija pothlađenja tečnosti. Kocamustafaogullari i Ishii (1983) su predložili korelaciju za prečnik mehura pri odvajanju koja važi za opseg pritisaka od 0,0067 do 14,18 MPa i koja zavisi od površinskog napona i ugla kvašenja (jednačina 2.24). Unal (1976) je iskoristio pretpostavku da mehur raste u tankom tečnom filmu i razvio korelaciju za prečnik mehura pri odvajanju baziranu na pritisku pregrejanju zida, temperaturi pothlađenja i brzini (jednačina 2.26). Opseg validnosti korelacije je za pritiske od 0,1 do 17,7 MPa, toplotni fluks od 0,47 do 10,64 MWm⁻², brzinu od 0,08 do 9,15 ms⁻¹, temperature pothlađenja od 3 do 86 K i prečnik mehura od 0,08 do 1,24 mm.

Osim standardnih pristupa za deljenje toplotnog fluksa, postoje i slični načini koji su predloženi od strane raznih autora. Gu i dr. (2017) su predložili model deljenja toplotnog fluksa na tri komponente gde je $q_w = q_c + q_q + q_e$ i gde je zagrejački zid podeljen na deo prekriven mehurovima A_b i deo prekriven tečnošću $A_1 = 1 - A_b$. Konvektivni toplotni fluks je izražen na standardan način $q_c = h_c (T_z - T_1) A_1$, gde je h_c koeficijent prelaza toplote za jednofazni fluid, a $(T_z - T_1)$ je razlika temperature između zida i tečnosti. Efekti dvofazne mešavine su integrisani u ovu komponentu preko udela površine zida koja je prekrivena tečnošću A_1 i sračunata je na osnovu gustine mesta nukleacije n , prečnika mehura pri odvajanju D i empirijske konstante koja uzima u obzir pothlađenje kao i fizičke osobine fluida koji ključa. Toplotni fluks usled naglog hlađenja zida (eng. quenching heat flux), $q_q = h_q (T_z - T_1) A_b$ je modeliran na osnovu površine zagrejačkog zida koja je

prekrivena mehurovima, razlike temperatura zida i fluida i koeficijenta prelaza toplote usled "quenching-a" h_q koji zavisi od frekvencije odvajanja mehurova f i fizičkih osobina tečne faze. Fluks usled isparavanja $q_e = \rho_2 V r$ je izražen kao proizvod zapremine pare generisane na jedinici površine i jedinici vremena V , gustine pare ρ_2 i latentne toplote isparavanja r . Zapremina pare je sračunata na osnovu prečnika mehura pri odvajanju D , gustine mesta nukleacije mehurova n i frekvencije odvajanja mehurova f .

Gilman i Baglietto (2017) su nadogradili postojeći RPI model i primenili ga za uslove pothlađenog ključanja u strujnim uslovima. Efekat klizanja mehura duž zida na zagrejačkom zidu je uzet u obzir preko člana q_{sc} . Zbog ovog efekta, klizajući mehur dovodi do narušavanja temperaturnog graničnog sloja, gde hladnija tečnost prodire do zida i pospešuje razmenu toplote kondukcijom. Doprinos komponente q_{sc} ukupnom toplotnom fluksu je predstavljen preko vremenskog intervala t^* tokom kojeg je narušen temperaturni granični sloj. Iako autori nisu precizno naveli u svom radu, dimenzijskom analizom se može zaključiti da je ovaj vremenski interval određen na osnovu Fourier-ovog i Biot-ovog broja. Komponenta toplotnog fluksa q_{sc} je modelirana kao jednodimenzionalna osrednjena veličina nestacionarnog fluksa usled kondukcije u vremenskom intervalu t^* . Na ovaj način izraz za toplotni fluks usled klizanja mehura q_{sc} zavisi od gustine mesta nukleacije n i frekvencije odvajanja mehurova f , dok površina obuhvaćena mehurom koji kliza je određena koristeći empirijske korelacije za prečnik mehura pri odvajanju i distance koju pređe mehur pri klizanju. Tokom vremenskih perioda kada je temperaturni granični sloj ponovo uspostavljen, mehur koji kliza pospešuje efekat prinudne konvekcije. Ovaj efekat je uzet u obzir razdvajanjem članova na prvi, usled jednofazne prinudne konvekcije na zagrejačkom zidu bez klizajućih mehurova, i drugi usled modifikovane konvekcije čiji efekat se primećuje samo na delovima zida prekrivenim mehurovima koji klizaju na ponovo uspostavljenom temperaturnom sloju. Pri određivanju obe komponente, koeficijent prelaza toplote je određen posmatranjem mehurova na zidu kao elemenata hrapavosti. Drugi efekat klizanja mehura je pojačavanje efekta isparavanja zbog sve tanjeg tečnog filma. Ovaj efekat je određen uvođenjem dodatnog člana - član fluksa isparavanja u originalnom RPI modelu, uzimajući na sličan način komponentu isparavanja tokom rasta mehura, ali uzimajući u obzir zapreminu mikro sloja ispod klizajućeg mehura kao relevantnu. Procena zapremine tečnog mikro sloja ispod mehura je ostvarena na osnovu njegovog oblika i debljine. Komponenta toplotnog fluksa usled "quenching-a" je modifikovana. Konačno originalna RPI komponenta "quenching" toplotnog fluksa je zamenjena novom formulacijom u kojoj zasušena mesta na zagrejačkom zidu ispod mehura zauzima centralno mesto. Iz tog razloga "quenching" komponenta je definisana kao funkcija razlike temperature materijala zagrejačkog zida u zasušenoj tački i temperature tečnosti u okolini zasušenog mesta, i zapremine regiona koji je zasušen. Obe vrednosti pomenutih veličina su određene empirijski, dok je postojanje mehurova uzeto u obzir preko gustine mesta nukleacije i frekvencije odvajanja mehurova.

Sateesh i dr. (2005) su predstavili model za toplotni fluks pri bazenskom ključanju na nehorizontalnim površinama. U cilju određivanja komponenti za toplotni fluks autori su uzeli u obzir efekte međusobnog spajanja mehurova koristeći parameter R koji je definisan kao odnos površine na kojoj mogu da nastanu mehurovi i površine koja predstavlja projekciju mehurova koji napuštaju zid. Za slučajeve gde je $R > 1$ ukupni toplotni fluks se sastoji od člana usled prirodne konvekcije q_{nc} , fluksa usled isparavanja mikrosloja q_{me} i fluksa usled nestacionarnog prenosa toplote kondukcijom q_{ic} i za mehurove koji klizaju (q_{mes} i q_{ics}). Za slučajeve kada je $R \leq 1$, mehurovi su gusto zbijeni pa nema prostora za klizanje mehurova pa interakcija između mehurova

dolazi do izražaja. U tom slučaju, komponente toplotnih flukseva q_{mes} i q_{ics} su zanemarene, dok je suma q_{me} i q_{ic} težinski korigovana sa parametrom koji zavisi isključivo od R (voda) ili od R i redukovanog pritiska (za propan i freon R113a). U stacionarnim uslovima, fluks isparavanja q_{me} i fluks nestacionarnog prenosa kondukcijom q_{ic} se računaju na standardan način. Odgovarajuća površina za član q_{ic} je definisana na osnovu gustine mesta nukleacije, prečnika mehura pri odvajanju i faktora koji je konstantan $K=1.8$ i koji uzima u obzir da mehur pri svom odvajanju povlači tečnost sa površine zida. U uslovima klizanja mehura komponenta fluksa usled isparavanja q_{mes} se računa na osnovu zapremine mehura koji se odvajaju i koja se zamenjuje zapreminom povećanom usled isparavanja mikrosloja koje prouzrokuje povećanje prečnika mehura pri podizanju do prečnika mehura pri otkidanju. Nestacionarni fluks usled kondukcije tokom klizanja ima standardnu formu gde površina zida za razmenu toplote izražena preko prečnika mehura pri odvajanju i brzine mehura i određena je numeričkom integracijom tokom posmatranog vremenskog perioda klizanja. Promena prečnika mehura i brzine sa vremenom je izražena preko odgovarajućih korelacija.

Hoang i dr. (2017) su uzeli u obzir mehanizme rasta mehura kao jedne od najvažnijih za formiranje odgovarajućih komponenti fluksa isparavanja i "quenching" fluksa. U skladu sa tim komponenta fluksa isparavanja se sastoji od člana isparavanja mikrosloja tokom klizanja mehura $q_{ev,sl}$, fluksa isparavanja tečnog mikrosloja između zida i osnove mehura $q_{ev,st}$ i komponente isparavanja pregrejane tečnosti u okolini mehura $q_{ev,sl}$. "Quenching" komponenta je podeljena u komponentu nestacionarnog fluksa usled kondukcije, komponente usled naknadnog kvašenja zida posle odvajanja mehura $q_{ic,rw}$ i komponente koja uzima u obzir fluks usled nestacionarnog provođenja kondukcijom usled klizanja, spajanja ili odvajanja mehura q_{ic} . Pošto formulacija svake od ovih komponenti zavisi od raznih dodatnih empirijskih parametara, komponente isparavanja i "quenching" $q_{ic,rw}$ su grupisane i razmatrane kao latentna toplota koja prelazi preko površine - q_{lat} . Osim doprinosa isparavanju, član q_{lat} uzima u obzir i kondenzaciju na vrhu mehura koja dolazi do izražaja kada mehur dodirne pothlađeni region tečnosti. Koeficijent prelaza toplote koji je potreban za definisanje ovog člana je sračunat modifikovanjem postojećih korelacija i izražen kao stepena funkcija prečnika mehura koja je pomnožena sa parametrom koji zavisi od fizičkih osobina fluida kao i brzine tečne i parne faze. Udeo površine za razmenu toplote namenjen kondenzaciji je izveden preko energetskog bilansa na razdelnoj površini mehura koji je izložen pothlađenoj tečnosti. Član nestacionarnog fluksa usled kondukcije q_{ic} je definisan koristeći standardni pristup, pri čemu nestacionarna kondukcija usled klizanja mehura nastupa posle odvajanja mehura, a spajanje mehurova nastaje odmah nakon faze rasta mehura. Poredeći maksimalni prečnik mehura D_m sa razmakom između aktivnih mesta nukleacije $s = 1/\sqrt{n}$ mehurovi koji klizaju ($D_m < s$) se razlikuju od onih koji se spajaju ($D_m \geq s$). Na osnovu toga faktor koji uzima u obzir uticaj površine i karakteristična vremena klizanja i spajanja mehurova je formulisan i implementiran u izraz za fluks usled nestacionarnog provođenja toplote. Komponenta usled prinudne konvekcije je formulisana na standardan način.

Chu i You (2009) su odredili toplotni fuks kao $q = (q_e \tau_g + q_q \tau_w) / (\tau_g + \tau_w) + q_c$, gde komponente q_e i q_q predstavljaju isparavanje i "quenching", i težinski su korigovane sa odgovarajućim vremenima rasta τ_g i vremenima čekanja τ_w . Fluks prirodne konvekcije je određen za uslove bazenskog ključanja. Iako su bazni oblik deljenja toplotnog fluksa zadržali kao i ostali autori, kroz rad se vidi

težnja da se smanji zavisnost modela od empirijskih korelacija. U tom cilju, autori su dalje razvili model u pravcu određivanja gustine mesta nukleacije fraktalnom teorijom porozne sredine. Na ovaj način formulacije bazna tri toplotna fluksa su unapređene uvođenjem fraktalne distribucije koja zavisi od prečnika kaviteta, ali i fraktalnih dimenzija mesta nukleacije. Fraktalna mesta nukleacije su funkcija pregrevanja zida, ukupne gustine mesta nukleacije, minimuma i maksimuma prečnika kaviteta, ugla kvašenja i fizičkih osobina fluida. Ovakva postavka modela ne zahteva zadavanje korelacije za aktivna mesta nukleacije, međutim korelacija za prečnik mehura pri odvajanju i vreme rasta kao i vreme rasta su neophodne za kompletiranje modela.

Svi pomenuti modeli i korelacije pripadaju makro modeliranju ključanja i uspešno se koriste kao alat pri modeliranju ključanja u inženjerskoj opremi i uređajima. Predviđanje toplotnog fluksa i koeficijenta prelaza toplote pri mehurastom ključanju je moguće u smislu dobijanja reda promenljive veličine pri zadatim uslovima, ali sa druge strane treba biti obazriv zbog ograničenosti i oblasti šire primene koja nedostaje. Takođe, modeliranje ključanja na makro nivou zahteva neke od važnih ulaznih parametara kao što su temperatura pri kojoj nastaje prvi mehur, prečnik mehura pri odvajanju, gustina mesta nukleacije, ugao kvašenja, frekvencija odvajanja mehurova, kao i veliki broj empirijskih konstanti čija fizikalnost i upotreba nije još istražena na fundamentalnom nivou niti je moguća za primenu za šire opsege geometrije i termofizičkih parametara procesa ključanja.

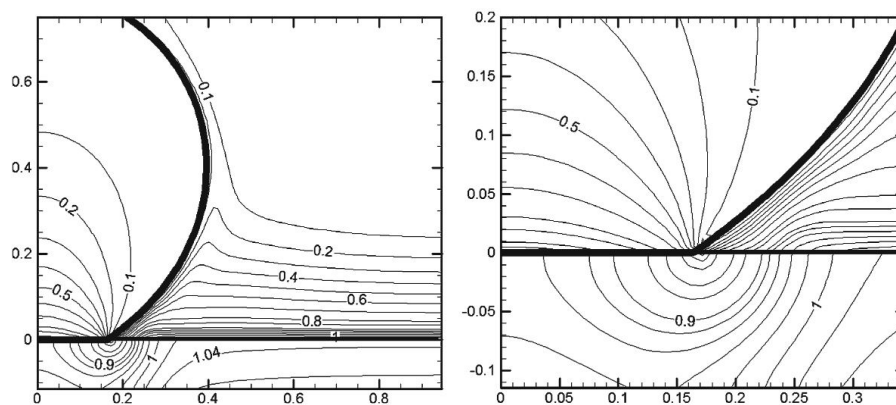
Na katedri za termoenergetiku Mašinskog fakulteta Univerziteta u Beogradu, na grupi za generatore pare i nuklearne reaktore postoji dugogodišnja praksa modeliranja bazenskog ključanja. Modeliranje je zasnovano na modelu dva fluida za dvofazni tok i konstitutivnim modelima za rešavanje transportnih procesa na razdelnim površinama između faza. Primenjeni model razmatra prisustvo obe faze u svakoj kontrolnoj zapremini strujnog prostora. Prisustvo tečne i parne faze u modelu je određeno zapreminskim udelima tečnosti i pare. Ukoliko je zapreminski udeo faze jednak nuli, faza nije prisutna, dok u slučaju da je zapreminski udeo faze jednak jedinici, faza u potpunosti ispunjava tu kontrolnu zapreminu. Ovakav pristup se u literaturi naziva Euler-ov pristup rešavanju dvofaznog strujanja. Prvi ovakav model je razvijen od strane Stosic i Stevanovic (2002) gde je izvršena trodimenzijska simulacija ponašanja dvofazne mešavine u uslovima bazenskog ključanja. Analiziran je uticaj različitih toplotnih flukseva na dinamiku bazenskog ključanja, kao i uticaj makro veličina mehura u makro oblasti. Isti model je kasnije unapređen od strane Pezo i Stevanovic (2011) i korišćen je za analizu krize razmene toplote. Stojanovic i dr. (2016) su predložili model bazenskog ključanja gde je predloženo spregnuto rešavanje razmene toplote u zagrejačkom zidu i bazenu. Pomenuta istraživanja i modeli predstavljaju osnovu za razvoj modela u ovoj doktorskoj disertaciji i sprovođenje odgovarajućih numeričkih analiza ključanja.

2.3.2 Mikro/mezo simulacije ključanja

Mikro/mezo kompjuterske simulacije ključanja obuhvataju deljenje proračunskog domena na dva regiona (i) mikro region koji uključuje tanak tečni film između osnove mehura i zagrejačkog zida i (ii) mezo region koji uzima u obzir dinamiku jednog ili više mehurova u kontinualnoj tečnoj fazi koristeći metodu praćenja razdelne površine. Mikro i mezo regioni su povezani zakonima razmene mase i energije, temperaturama i pritiscima na spoljnoj ivici mikro sloja.

Metod za CFD simulaciju ključanja koji uzima u obzir mikro i mezo region su primenili Son i dr. (1999) na rešavanje bazenskog ključanja u dvodimenzijom domenu i uslovima sa konstantnom temperaturom zagrejačke površine i zasićenom parnom fazom. Mezo region je numerički rešen LS metodom (eng. Level Set) u kojoj je razdelna površina između faza određena kao nulti nivo vrednosti neprekidne funkcije. Način promene faza u mezo regionu je baziran na transferu energije kroz razdelnu površinu koji uzima u obzir kondukciju samo u tečnoj fazi. Mikro region je podeljen

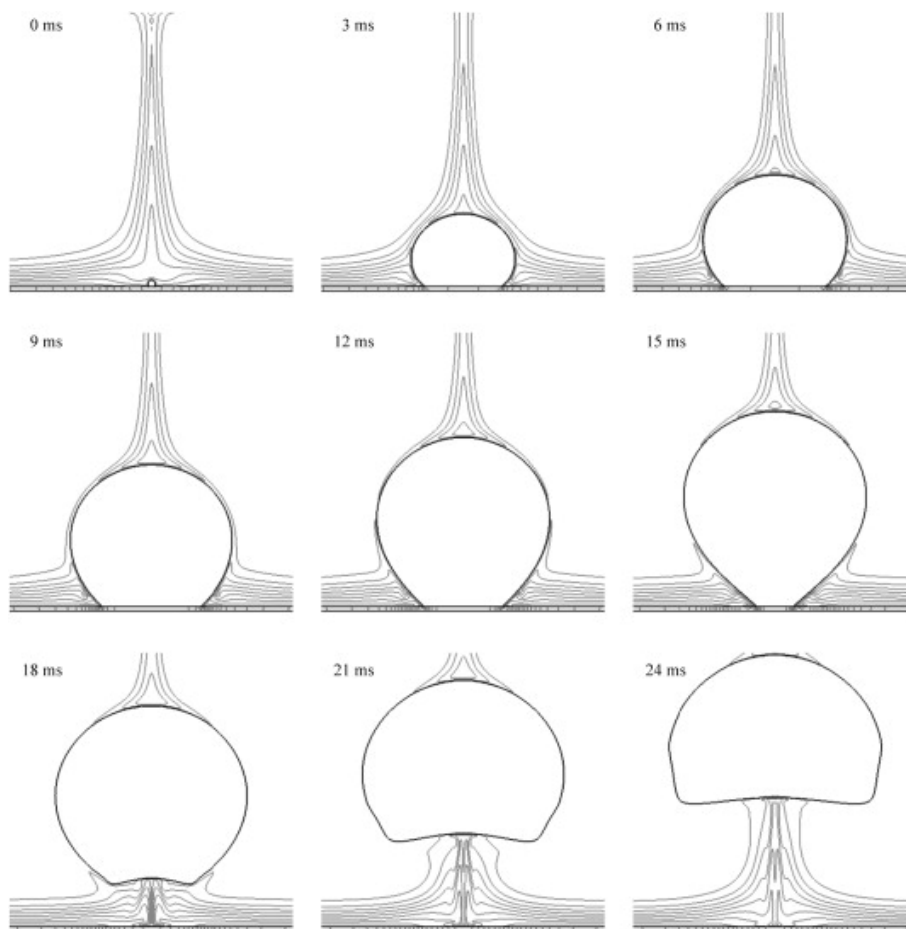
na adsorbovani sloj, ekstremno tanak neisparavajući sloj smešten u centralni deo osnove mehura, i isparavajući film čija se debljina povećava od osnove ka perifernom delu mehura. Model mikro sloja je formulisan koristeći teoriju podmazivanja za formulisanje odgovarajućih jednačina bilansa mase, količine kretanja i energije, Clausius-Clapeyron-ove jednačine za fluks isparavanja na spoljnoj granici tečnog filma i kapilare, odstupanje i skok pritiska pare u cilju bilansa sila na razdelnoj površini. Ovakav pristup daje diferencijalne jednačine četvrtog reda u cilju rešavanja debljine mikro sloja sa prečnikom mehura. Model je primenjen na simuliranje mehurastog ključanja zasićene vode na vreloj površini od silikona i iskorišćen za simulaciju rasta jednog mehura (Son i dr., 1999), vertikalno spajanje dva mehura nastala na istom mestu nukleacije (Son i dr., 2002) i bočno spajanje dva mehura (Mukherjee i Dhir, 2004). Model je unapređen u tri dimenzije od strane autora Abarajith i dr. (2006) i primenjen na modeliranje spajanja mehurova fluida PF5060 u uslovima smanjene gravitacije. Lee i dr. (2010) su modifikovali model koji je prikazan od strane Son i dr. (1999) i uveli su dodatnu LS funkciju koja predstavlja markiranu udaljenost od razdelne površine fluida i čvrstog zida, pri čemu je originalni model za mikro sloj zamenjen pojednostavljenim u kojem je nagib tečnog filma konstantan i zavisi samo od ugla kvašenja. Model je korišćen za simuliranje dinamike rasta mehura u malom kavitetu. Konačno poboljšanje modela je prikazano od strane Aktinol i Dhir (2012) koji su implementirali uslov spregnutog provođenja toplote u zidu i fluidu i uveli jednačinu energije za parnu fazu. Na slici 2.10 je prikazana raspodela temperature pri rastu izolovanog mehura.



Slika 2.10 Raspodela temperature pri rastu izolovanog mehura (Aktinol i Dhir, 2012).

VOF metoda (eng. Volume of Fluid - VOF) je široko rasprostranjena za modeliranje razdelne površine između dva fluida. Prvi put za simuliranja ključanja je upotrebljena od strane Kunkelmann i Stephan (2009) gde je razmatran makro i mikro region. Razdelna površina između faza identifikuje se kao nagli skok u zapreminskom udelu tečnosti. Modeliranje makro nivoa je ostvareno rešavanjem energetskih jednačina za obe faze uz simultano rešavanje razmene toplote između zida i fluida. Razmena mase između faza je modelirana pristupom koji je razvio Tanasawa (1991) gde maseni fluks isparavanja zavisi linearno od razlika temperatura na razdelnoj površini i temperature zasićenja. Odstupanje temperature na razdelnoj površini od temperature zasićenja je izraženo preko koeficijenta isparavanja predloženog od Hardt i Wondra (2008) i na taj način je uzet u obzir deo molekula koji napušta razdelnu površinu tokom isparavanja i udaljenost od zagrejačkog zida. Mikro region je simuliran modelom koji su predložili Stephan i Busse (1992) čiji principi su slični onima koji je predložio Son i dr. (1999), osim uslova za skok pritiska pare koji je zanemaren. Ovakav VOF model je korišćen za računanje rasta i odvajanja jednog mehura rashladnog fluida HFE-7100 na zagrejanom čeličnoj foliji. Ovaj model je značajno modifikovan od strane Kunkelman i Stephan (2010) koji su primenili uobičajan model za uslov skoka energije u cilju određivanja

razmene faza na razdelnoj površini i korišćenju VOF i LS metode za bolju rekonstrukciju razdelne površine. Na slici 2.11 prikazani su rezultati za oblik mehura u različitim vremenskim trenucima.

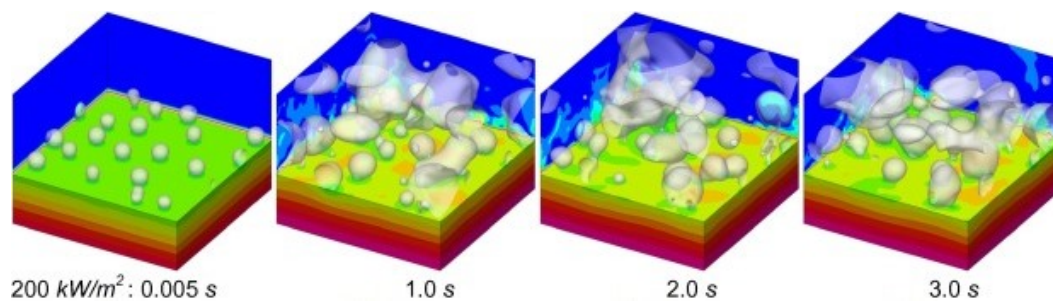


Slika 2.11 Oblik mehura u fazi rasta, odvajanja od zida i podizanja (Kunkelmann i Stephan, 2010).

Ovakav model je takođe primenjen za simulaciju mehurastog ključanja rashladnog fluida HFE-7100. Herbert i dr. (2013) su unapredili model mikro sloja predstavljen od strane Stephan i Busse (1992) tako što su uzeli u obzir kretanje kontaktne linije tokom udara kapljice rashladnog fluida F 72 o površinu hroma. Verziju ovog modela su koristili Sielaff i dr. (2014) pri istraživanju horizontalnog spajanja dva mehura čiji nastanak je kontrolisan i iniciran tokom ključanja rashladnog fluida FC 72 na foliji od čelika. Model sličan modelu autora Kunkelmann i Stephan (2009) je prikazan od strane autora Jia i dr. (2015). Autori su uveli modifikovanu funkciju visine u VOF model u cilju boljeg modeliranja razdelne površine. Model je korišćen za dvodimenzijску simulaciju zasićenog bazenskog ključanja rashladnog fluida R113 na zagrevačkom zidu sa konstantnom temperaturom. Ling i dr. (2014) su kombinovali VOF i LS metodu i izvršili dvodimenzijскую simulaciju ključanja jednog i dva izolovana mehura kao i spajanje mehurova na zidu sa konstantnom temperaturom. Za simuliranje mikro oblasti isti autori su koristili model autora Ma i dr. (2008) u kojem osim isparavanja, kretanje tečnosti u tankom graničnom filmu koji se nastavlja na adsorbovani sloj je modelirano Navier-Stokes-ovim jednačinama za stacionarne uslove uz zanemarivanje advekcionog člana. Model je pojednostavljen i opisan sa pet diferencijalnih jednačina koje su rešene numerički.

Sato i Niceno (2013) su razvili metod rešavanja ključanja baziran na parametrima mikro i mezo nivoa, uz implementaciju sopstvenog modela za praćenje razdelne površine takozvanom CF (eng.

color function - CF). Mikro region su simulirali modelom Stephan i Busse (1992). Model su razvili da bi simulirali rast mehura u zasićenoj tečnosti. Lal i dr. (2015) su takođe primenili ovaj model za računanje mehurastog ključanja u laminarnom toku duž zagrejačkog zida na konstantnoj temperaturi. Model je modifikovan od strane Sato i Niceno (2015) uvođenjem spregnutog računanja razmene toplote u zidu i tečnosti i predstavili novog modela za region mikro sloja. Debljina filma je određena uzimajući u obzir fluks isparavanja. Korišćena je pretpostavka da se početna debljina filma linearno povećava sa distancom od centra nukleacije, dok se koeficijent proporcionalnosti zadaje kao spoljni parameter. Iako mikro sloj može zasušiti, iz numeričkih razloga je njegova minimalna debljina podešena da bude uvek reda veličine molekula. Model su koristili Giustini i dr. (2017) za istraživanje nestacionarnog odvođenja toplote sa zagrejačkog zida nakon odvajanja mehura. Unapređena verzija modela je prikazana u radu Sato i Niceno (2017) u kojoj je nukleacija mehurova na više mesta ostvarena primenom generatora slučajnih brojeva. Pored toga, uvedeno je i modeliranje turbulencije Smagorinsky modelom baziranom na simulaciji velikih vrtloga LES (eng. Large Eddy Simulation - LES). Na slici 2.12 prikazana je raspodela temperature zida i fluida dobijena ovim modelom.

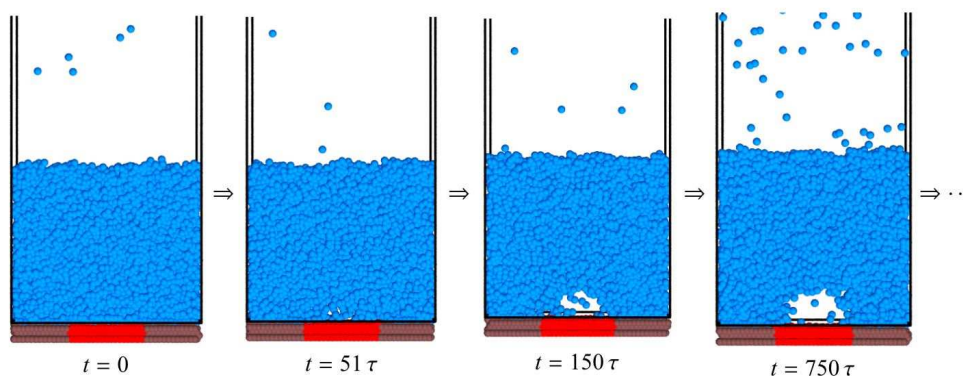


Slika 2.12 Rezultati simulacije bazenskog ključanja (Sato i Niceno, 2017).

2.3.3 Nano simulacije ključanja

Molekularno Dinamičke (eng. Molecular dynamics - MD) simulacije i odgovarajući modeli su se pokazali kao koristan alat pri istraživanju ključanja. Pregled najvažnijih istraživanja u ovoj oblasti će biti predstavljeni u sledećem tekstu.

Najveća prednost simulacija molekularne dinamike jeste da se mesto nukleacije mehura ne zadaje unapred već je rezultat proračuna za različite geometrijske tipove zida i uslove kvašenja zagrejačkog zida. Yamamoto i Matsumoto (2012) su sproveli MD simulacije ključanja vode na glatkom zidu od bakra i došli do zaključaka da mehur nastaje lakše na hidrofilnim nego na hidrofobnim površinama. Na slici 2.13 prikazan je proces generacije mehura na nano nivou.

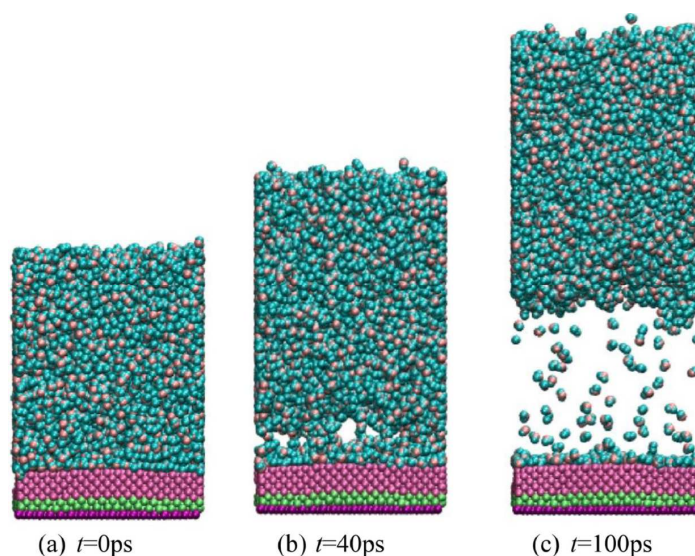


Slika 2.13 Generacija mehura na nano nivou (Yamamoto i Matsumoto, 2012).

Rezultati ključanja argona na nano strukturiranim površinama prikazani u radu Novaka i dr. (2008) su pokazali da kaviteti manji od kritične dimenzije mehura (1 do 2 nm^3) ne utiču na nukleaciju mehurova, ali se nukleacija povećava za dva reda veličine ako su u pitanju veći kaviteti.

Sledeća važna prednost MD simulacija ključanja je tačno predstavljanje oblasti neisparavajućeg adsorbovanog sloja. U tom pogledu Maroo i Chung (2008) su uočili veliki gradijent temperature ($9,64 \text{ K/nm}$) kroz adsorbovani sloj argona na zidu od platine. Usled toga adsorbovani sloj deluje kao toplotni izolator. U svom kasnijem radu Maroo i Chung (2010) su pokazali da je toplotni fluks prenesen sa zida od platine ($\sim 258 \text{ MWm}^{-2}$) za dva reda veličine veći nego toplotni fluks na mikro nivou, ali mu se vrednost održava svega nekoliko nano sekundi. Simlacije molekularne dinamike sprovedene od Ji i Yan (2008) za slučaj argona na zidu od platine, su pokazale da se debljina adsorbovanog sloja smanjuje sa povećanjem temperature, sa 2 nm pri temperaturi 110 K do samo jednog sloja molekula na temperaturi 210 K . Na temperaturama zida 600 K adsorbovani sloj molekula argona je narušen i raspoređen između zasušanih mesta na čvrstom zidu. Inaoka i Ito (2013), kao i Wang i dr. (2016) su rekonstruisali krivu ključanja MD simulacijama argona na glatkom zidu. Wang i dr. (2015) su istraživali eksplozivno ključanje tečnog filma argona na zagrejanom hidrofobnom zidu od aluminijuma, kao i Diaz i Guo (2017) koji su izvršili analizu eksplozivnog ključanja za različite uslove kvašenja na zidu od bakra. Leidenfrost-ov fenomen intenzivnog ključanja vode na ravnom zidu od bakra istraživan je od strane autora Mao i Zhang (2014) i od strane Fu i dr. (2016) za uslove nano strukturiranih zidova. Rezultati su pokazali sloj pare iznad zagrejanog zida na kome tečnost levitira i sloj neisparavajućih molekula uz sam zid, bez obzira na vreme trajanja procesa.

Iako simulacije molekularne dinamike otkrivaju različite aspekte ključanja na nano nivou, njihov razvoj je ograničen uglavnom zbog neophodnosti odvijanja simulacija u nano razmerima (nekoliko nano metara do nekoliko desetina nanometara) što zahteva male vremenske korake i duga vremena računanja. Takođe, još jedan problem je nedostatak eksperimentalnih rezultata na osnovu kojih bi bila izvršena validacija simulacija. Osim toga realne zagrejačke površine imaju neregularnu atomsku rešetku, pa to dodatno otežava modeliranje međumolekularnih sila između zida i fluida. Na slici 2.14 predstavljeni su rezultati eksplozivnog ključanja vode u vidu tečnog filma debljine 72 \AA na supstratu od bakra (Ilic i dr., 2021). Rezultati su dobijeni MD simulacijama za slučaj naglog povećanja temperature supstrata (od 298 do 800 K). U radu se ističe uticaj stvaranja i prostiranja talasa pritiska na proces stvaranja parne faze.



Slika 2.14 Predviđanje eksplozivnog ključanja vode MD simulacijama (Ilic i dr., 2021).

2.4 Eksperimentalna istraživanja ključanja u velikim zapreminama tečnosti

U literaturi se može pronaći prikaz velikog broja istraživačkih instalacija za ključanje u kojima se eksperimentalno ispituju različiti uticajni parametri ključanja u bazenskim uslovima kao što su vrsta i termofizički parametri materijala zagrejačkog zida, gustina mesta nukleacije, uticaj pritiska na parametre pri ključanju, interakcija između fluida i zida kroz merenja ugla kvašenja, dimenzije i oblik mirkokaviteta. Ovde su predstavljene najreprezentativnije reference.

Nishikawa i dr. (1984) su istraživali na koji način orijentacija zagrejačkog zida utiče na krivu ključanja i koeficijent prelaza toplote. Za uslove eksperimenta je korišćena ravna bakarna ploča uronjena u vodu na atmosferskom pritisku, dok je ugao ploče variran od 0° (slučaj kada je bakarna ploča okrenuta horizontalno nagore) do 175° (slučaj kada je bakarna ploča okrenuta horizontalno nadole). Autori su došli do rezultata da pri toplotnim fluksevima od 3 kWm^{-2} do 100 kWm^{-2} sa povećanjem ugla nagiba ploče dolazi do pomeranja krive ključanja ulevo, dok pri fluksevima većim od 100 kWm^{-2} , a manjim od 1000 kWm^{-2} nagib zagrejačke površine ne utiče krivu ključanja.

Jones i dr. (2009) su eksperimentalno istraživali uticaj hrapavosti na ključanje u bazenskim uslovima na atmosferskom pritisku. Kao radne fluide su koristili vodu i FC-77 zbog različitih termičkih karakteristika i različitih uglova kvašenja. Prilikom istraživanja koristili su dve vrste zagrejačkih površina, ispolirane površine sa hrapavošću $R_a=0,027 \mu\text{m}$ i $R_a=0,038 \mu\text{m}$, i drugi tip površina sa hrapavošću $R_a=1,08 \mu\text{m}$ i $R_a=10,0 \mu\text{m}$. Za oba fluida autori su došli do zaključka da sa povećanjem hrapavosti, raste i koeficijent prelaza toplote za oba fluida kao i za sve opsege toplotnih flukseva. Eksperimentalni rezultati su upoređeni sa poznatim korelacijama za ključanje i autori su došli do zaključka ne postoji jedinstvena korelacija za ceo opseg izmerenih vrednosti. Autori daju objašnjenje da eksponent hrapavosti verovatno zavisi od ugla kvašenja koji u eksperimentu nije meren i da je potrebna dalja analiza ovih parametara.

Kim i dr. (2017) su ispitivali na koji način presvlačenje zagrejačke površine grafenom utiče na uslove kvašenja zagrejačkog zida, kao i na vrednosti kritičnog toplotnog fluksa. Takođe, za pomenute zagrejačke površine je ispitivan uticaj orijentacije zagrejačke površine na koeficijent prelaza toplote pri ključanju. Površine presvučene grafenom su se pokazale više kao hidrofobne sa uglovima kvašenja od $65,1^\circ$ za 2D grafenske površine i $142,3^\circ$ za 3D grafenske površine, dok za površine koje nisu presvučene ugao kvašenja je $45,6^\circ$. Ugao kvašenja je meren kroz tečnost. Autori

su pokazali da sa smanjenjem ugla orijentacije zagrejačkog zida bez obzira na način presvlačenja, dolazi do smanjenja nagiba krive ključanja. Što se tiče površina presvučenih grafenom, nastanak prvog mehura se dešava pri mnogo manjim pregrijanjima, dok su poboljšanja u koeficijentu prelaza toplote i vrednosti kritičnog toplotnog fluksa velika.

Sakashita i Ono (2009) su izvršili eksperiment bazenskog ključanja vode na horizontalnim i vertikalnim zagrejačkim površinama u opsegu pritiska od 0,1 MPa do 5 MPa, dok je kritični toplotni fluks analiziran u opsegu pritiska od 0,1 do 7 MPa. Za sve vrednosti toplotnih flukseva izvršena su merenja prečnika mehura i frekvencija odvajanja mehurova na osnovu čega su predložene empirijske korelacije za kritični toplotni fluks. Rezultati su pokazali da se prečnik mehura pri odvajanju smanjuje sa povećanjem pritiska. Sakashita (2011) je sproveo eksperimentalno istraživanje ključanja na horizontalnoj i vertikalnim zagrejačkim zidovima na pritiscima od 0,35 do 5 MPa. Instalacija u kojoj su se obavljali eksperimenti je bila cilindrična prečnika 50 mm i visine 150 mm. Zagrejački zid je bila folija od nikla, debljine 8 μm , širine 3 do 4 mm i dužine 27,5 mm. Eksperiment je pokazao da je gustina mesta nukleacije proporcionalna $p^{1.5}$ pri konstantnim uslovima toplotnog fluksa. Na povišenim pritiscima praćen je rast izolovanih mehurova, njihov prečnik i vreme odvajanja od zagrejačkog zida. Zapaženo je da se pri višim pritiscima vreme odvajanja mehura smanjuje, kao i prečnik mehura pri odvajanju. Izmerena gustina mesta nukleacije je upoređena sa korelacijama dostupnim u literaturi i ostvareno je prihvatljivo slaganje.

Theofanous i dr. (2002a,b) su prikazali u svoja dva rada rezultate eksperimentalnog istraživanja ključanja vode na zagrejačkom zidu od stakla dimenzija 130 μm koje je presvučeno titanijumskim nano filmom sa različitim dimenzijama od 140, 270, 300, 450, 500 i 1000 nm. Zagrevanje fluida u posudi ostvareno je propuštanjem struje kroz titanijumski nano film. Za posmatranje ponašanja mehurova na zagrejačkom zidu, njihovog kontakta sa zagrejačkim zidom i brojem mehurova korišćena je infracrvena kamera. Na osnovu snimaka ostvarenih infracrvenom kamerom, razvijen je softver koji je odredio gustinu mesta nukleacije na zagrejačkom zidu sa tačnošću od 15 %. Voda koja je korišćena u eksperimentu je bila HLPC (visoke klase) i DI (dejonizovana). Ispitivan je efekat starenja zagrejača pri čemu se novi grejači sa glatkim površinama i inicijalnom hrapavošću ± 4 nm, tzv. "fresh heaters", izlažu dejstvu pulsog zagrevanja u atmosferi vazduha ili vodene pare. U zavisnosti od dužine pulsog zagrevanja, od novih grejača sa glatkim površinama dobijaju se tzv. "aged heaters" (manje vreme izloženi starenju) i tzv. "heavily aged" (duže vreme izloženi starenju). Rezultati za gustine mesta nukleacije za širok opseg toplotnih flukseva su pokazali kod novih grejača sa glatkim površinama gustina mesta nukleacije ne ide preko 10 mehurova po cm^2 , dok za zagrejače duže vreme izložene starenju, ova vrednost ne ide preko 60 mehurova po cm^2 , to jest da sa povećanjem stepena starenja površina, raste i gustina mesta nukleacije. Autori su ukazali da ne postoji jedinstveno objašnjenje u velikim razlikama između izmerenih podataka u eksperimentu i rezultatima drugih autora u literaturi. Osim izmerenih podataka za mesta nukleacije, autori su prikazali razliku između regularnih i neregularnih mesta nastanka mehurova, gde se neregularna mesta uglavnom pojavljuju sa većim pregrijanjima i tamo gde prethodno nije nastajao mehur. Neregularni mehurovi zbog većeg pregrijanja zida su obično većeg prečnika od 3 do 5 mm, dok su vremena rasta mehurova na zidu od 50 do 100 ms. Regularna mesta imaju vremena rasta od 10 ms do 20 ms. Na mestima nukleacije i njihovoj bliskoj okolini autori su merili promene temperature zagrejačkog zida, dok su na mestima gde nastaje zasušenje zida zabeležena pregrijanja zida koja idu i do 170 °C.

Jung i Kim (2014) su eksperimentalno istraživali ponašanje jednog mehura na zagrejačkom zidu pri bazenskom ključanju pothlađene tečnosti na atmosferskom pritisku. Za određivanje raspodele temperature zida ispod mehura korišćena je metoda infracrvene termografije, dok je za određivanje raspodele dvofazne mešavine na zidu korišćena tehnika totalne refleksije. Metodom laserske interferometrije određena je raspodela debljine mikrosloja na zagrejačkom zidu. Autori su naveli da

za prenošenje toplote sa zagrejačkog zida na dvofaznu mešavinu važnu ulogu predstavlja debljina mikrosloja. Intenzivna razmena toplote je zapažena na mestima gde je tečni film jako tanak, dok je intenzitet toplotnog fluksa imao relativno malu vrednost na mestu trojne linije. Takođe, autori su zapazili da je doprinos rastu mehura kroz tečni mikrosloj samo 17 % od ukupnog transfera toplote, dok je ostalih 83 % doprinos od okolne pregrejane tečnosti. Isti eksperimentalni pristup i instalacija je od strane istih autora Jung i Kim (2016) iskorišćena za ispitivanje efekta orijentacije zida na bazensko ključanje pri atmosferskom pritisku. Eksperiment je sproveden za četiri toplotna fluksa od 103, 146, 270 i 469 kWm^{-2} , i horizontalno i vertikalno postavljeni zagrejački zid. Rezultati su pokazali da sa povećanjem nagiba zagrejačkog zida dolazi do povećanja gustine mesta nukleacije jer dolazi do tanjenja graničnog sloja, pa izolovani mehurovi klize i spajaju se međusobno obrazujući nove mehurove. Takođe, rezultati eksperimenta su pokazali da se povećava i prečnik mehura pri odvajanju kao i toplotni fluks odat sa površine. Na osnovu eksperimenta, autori su zaključili da postojeći načini modeliranja prenosa toplote za zagrejačkog zida ne mogu u potpunosti predvideti ključanje na zagrejačkom zidu orijentisanom pod nagibom, pa su predložili modifikovani model ključanja koji uzima u obzir spajanje izolovanih mehurova za različite nagibe zagrejačkih površina.

3. MODELIRANJE GENERISANJA PARE U USLOVIMA BAZENSKOG KLJUČANJA

3.1 Zakoni održanja za bazensko ključanje dvofazne mešavine na zagrejačkom zidu

Kretanje i ponašanje dvofazne mešavine koja se nalazi i kreće na zagrejačkom zidu se može opisati zakonima održanja mase, količine kretanja i energije. U ovoj disertaciji je primenjen model dva fluida za postavljanje jednačina održanja gore pomenutih veličina za dvofaznu mešavinu u kojoj se odvija proces ključanja (Ishii i Hibiki, 2011). Prema modelu dva fluida zakoni održanja se formiraju za svaku fazu pojedinačno. Jednačine u vektorskoj formi za potrebe simulacije višedimenzijaskog strujanja tečnosti i pare se mogu predstaviti u sledećem obliku

Zakon održanja mase za tečnu fazu:

$$\frac{\partial(\alpha_1\rho_1)}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_1\rho_1\vec{u}_1) = -\Gamma_{isp} + \Gamma_{kond} \quad (3.1)$$

Zakon održanja mase za parnu fazu:

$$\frac{\partial(\alpha_2\rho_2)}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_2\rho_2\vec{u}_2) = \Gamma_{isp} - \Gamma_{kond} \quad (3.2)$$

Zakon održanja količine kretanja za tečnu fazu:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\alpha_1\rho_1\vec{u}_1)}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_1\rho_1\vec{u}_1\vec{u}_1) = \\ -\alpha_1\nabla p + \nabla \cdot \left[\alpha_1\rho_1\nu_1(\nabla\vec{u}_1 + (\nabla\vec{u}_1)^T) \right] + \alpha_1\rho_1\vec{g} + \vec{F}_{21} - (\vec{u}_1\Gamma_{isp} - \vec{u}_2\Gamma_{kond}) \end{aligned} \quad (3.3)$$

Zakon održanja količine kretanja za parnu fazu:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\alpha_2\rho_2\vec{u}_2)}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_2\rho_2\vec{u}_2\vec{u}_2) = \\ -\alpha_2\nabla p + \nabla \cdot \left[\alpha_2\rho_2\nu_2(\nabla\vec{u}_2 + (\nabla\vec{u}_2)^T) \right] + \alpha_2\rho_2\vec{g} - \vec{F}_{21} + (\vec{u}_1\Gamma_{isp} - \vec{u}_2\Gamma_{kond}) \end{aligned} \quad (3.4)$$

Zakon održanja energije za tečnu fazu:

$$\frac{\partial(\alpha_1\rho_1h_1)}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_1\rho_1h_1\vec{u}_1) = -(\Gamma_{isp} - \Gamma_{kond})h'' \quad (3.5)$$

Dopunska jednačina za bilans mase

$$\alpha_1 + \alpha_2 = 1 \quad (3.6)$$

Zakon održanja energije za zagrejački zid:

$$\left(\rho c_p\right)_z \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot (\lambda_z \nabla T_z) + \dot{q}_V, \quad (3.7)$$

gde su indeksi 1 i 2 rezervisani za tečnost i paru. Indeks z u jednačini (3.7) označava zagrejački zid. Zavisno promenljive veličine u jednačinama (3.1-3.7) su: zapreminski udeo faze α , brzina \vec{u} , entalpija h , pritisak p i temperatura T_z . Nezavisno promenljive veličine su vreme t i prostorne koordinate. Ostali parametri su: ρ gustina, g gravitaciono ubrzanje, h'' entalpija suvozasicene pare, c_p specifični toplotni kapacitet i λ_z toplotna provodljivost za materijal zida. Izvorni članovi sa desne strane bilansnih jednačina opisuju procese na razdelnoj površini između faza. To su brzina isparavanja Γ_{isp} , kondenzacije Γ_{kond} , sila međufaznog trenja \vec{F}_{21} . Ove veličine se modeliraju

primenom konstitutivnih korelacija za dvofaznu mešavinu. U jednačini (3.7) \dot{q}_V je zapreminski izvor toplote (na primer, javlja se ukoliko je metalni zid električni provodnik ili nuklearni gorivni element). Temperatura tečnosti se računa $T_1 = h_1 / c_p$ gde je c_p specifični toplotni kapacitet.

Pretpostavke koje su korišćene pri rešavanju bilansnih jednačina:

i) Strujanje dvofazne mešavine u bazenu je trodimenzijsko, kao i temperatursko polje u zagrejačkom zidu, pa se bilansne jednačine projektuju na tri ose Descartes-ovog koordinatnog sistema i rešavaju u tom obliku,

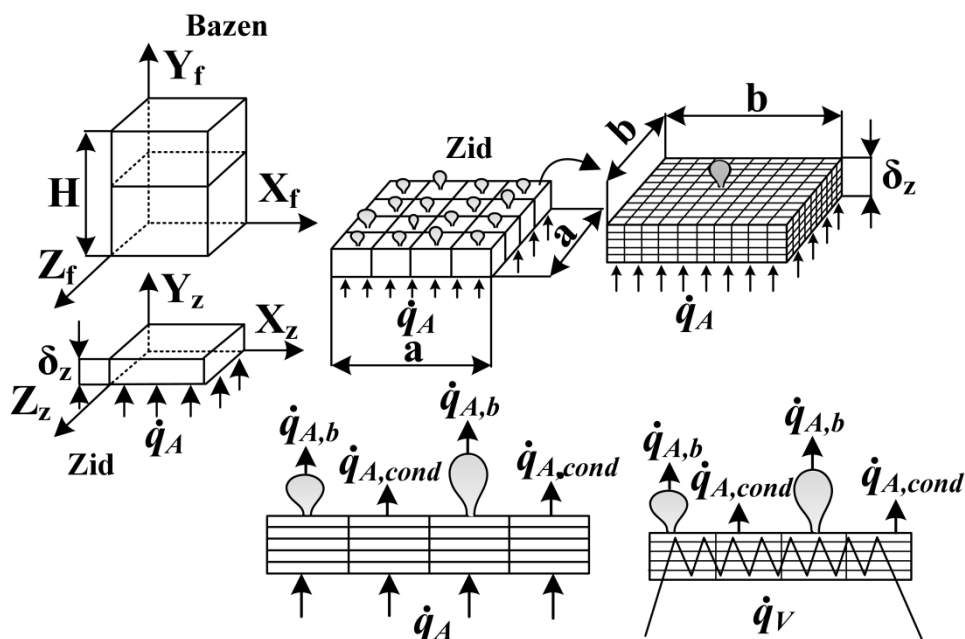
ii) Parna faza koja nastaje pri bazenskom ključanju je u stanju zasićenja pa se ne rešava jednačina bilansa energije za parnu fazu, takođe nema prenosa toplote sa zagrejačkog zida na paru,

iii) Pritisak je isti za obe faze u okviru jedne kontrolne zapremine.

3.2 Geometrija bazena i zagrejačkog zida

Model bazenskog ključanja je zasnovan na simultanom rešavanju dva proračunska domena gde su mikro parametri ključanja kao i mehanizmi razmene toplote na zagrejačkom zidu uzeti u obzir. Prvi proračunski domen je domen fluida visine H (slika 3.1-gore levo), posuda kvadratne osnove koja je u početnom trenutku ispunjena tečnošću u stanju zasićenja na atmosferskom pritisku, dok je drugi proračunski domen zagrejački zid debljine δ_z (slika 3.1-gore desno). Zid se greje površinskim ili zapreminskim toplotnim fluksom (slika 3.1-dole). Domen bazena je podeljen na $N_x \times N_{y,f} \times N_z$ kontrolnih zapremina, a domen zagrejačkog zida podeljen na $N_x \times N_{y,z} \times N_z$ kontrolnih zapremina.

Usvojen je isti broj kontrolnih zapremina u x i z pravcu $N_x = N_z$. Širina bazena u x i z pravcu je obeležena sa a na slici 3.1. Gornja površina zagrejačkog zida je podeljena na $N_b \times N_b$ kvadratnih zona nukleacije. Broj kontrolnih zapremina u jednoj zoni nukleacije je određen kao $(N_x / N_b) \times (N_z / N_b)$. Širina bazena je određena kao $a = N_b b$ gde se širina zone b računa na osnovu gustine mesta nukleacije $b = n^{-0.5}$. U svakoj zoni nukleacije raste jedan mehur. Lokacija na kojoj će rasti mehur je određena generatorom slučajnih brojeva. Gustina mesta nukleacije je usvojena na osnovu eksperimentalnih vrednosti (Theofanous i dr., 2002a). Broj zona nukleacije N_b je izabran tako da širina bazena a ima dva puta veću vrednost od dužine kapilare, kako bi se ključanje moglo aproksimirati ključanjem na beskonačnoj ploči prema autorima Gogonin i Kutateladze (1977).



Slika 3.1 Domen zagrejačkog zida i bazena korišćen u numeričkoj simulaciji (gore) i načini grejanja zagrejačkog zida: površinsko grejanje (dole levo) i zapreminsko grejanje (dole desno).

3.3 Konstitutivne korelacije

Brzina isparavanja na razdelnoj površini između faza se računa polu-empirijskom korelacijom (Stosic i Stevanovic, 2002)

$$\Gamma_{isp} = \frac{\alpha_1 \rho_1}{\tau_{isp}} \frac{h_1 - h'}{h'' - h'}, \quad (3.8)$$

gde je τ_{isp} relaksaciona konstanta isparavanja. Isparavanje je prisutno u kontrolnim zapreminama gde je entalpija tečnosti veća od entalpije zasićenja i brzina isparavanja predstavlja masu tečne faze koja isparava po jedinici zapremine u jedinici vremena. Brzina kondenzacije se određuje prema (Stosic i Stevanovic, 2002)

$$\Gamma_{kond} = \frac{\alpha_1 \rho_1}{\tau_{kond}} \frac{h' - h_1}{h'' - h'}, \quad (3.9)$$

gde τ_{kond} označava relaksacionu konstantu kondenzacije. Kondenzacija se javlja u kontrolnim zapreminama gde je para u kontaktu sa pothlađenom tečnošću. U modeliranju bazenskog ključanja kondenzacija nije prisutna jer je temperatura tečnosti iznad temperature saturacije. Jednačine (3.8) i (3.9) su razvijene i validirane od strane (Stevanovic i dr., 2015) i (Sun i dr., 2015) za vodu i paru u stanju termičke neravnoteže.

Sila međufaznog trenja po jedinici zapremine se određuje sledećim izrazom

$$\vec{F}_{21} = \frac{3}{4} \alpha_2 \rho_1 \frac{C_D}{D} |\vec{u}_2 - \vec{u}_1| (\vec{u}_2 - \vec{u}_1), \quad (3.10)$$

gde C_D predstavlja koeficijent međufaznog trenja, gde D označava prečnik mehura. Koeficijent međufaznog trenja zavisi od zapreminskog udela pare u dvofaznoj mešavini.

Za male vrednosti zapreminskog udela pare $\alpha_2 \leq 0,3$, koeficijent međufaznog trenja se računa prema modifikovanoj Ishii-Zuber korelaciji (Ishii i Zuber, 1979) koja je pomnožena sa 0,4, prema (Stosic i Stevanovic, 2002) i ima oblik

$$C_D = 0,267D \left(\frac{g\Delta\rho}{\sigma} \right)^{1/2} \left\{ \frac{1+17,67f(\alpha_2)^{6/7}}{18,67f(\alpha_2)} \right\}^2, \quad (3.11)$$

gde se funkcija od zapreminskog udela pare računa na osnovu izraza

$$f(\alpha_2) = (1-\alpha_2)^{1,5}. \quad (3.12)$$

Za veće vrednosti zapreminskog udela pare $0,3 \leq \alpha_2 \leq 1$, koeficijent međufaznog trenja se računa pomoću izraza koji ima isti algebarski oblik kao CATHARE korelacija (Rousseau i Houdayer, 1983)

$$C_D = 1,487D \left(\frac{g\Delta\rho}{\sigma} \right)^{1/2} (1-\alpha_2)^3 (1-0,75\alpha_2)^2. \quad (3.13)$$

Predviđanje brzinskog polja obe faze i sledstveno određivanje raspodele zapreminskog udela pare zavise od odgovarajućeg modeliranja sile međufaznog trenja u dvofaznim sistemima. Konstitutivne korelacije za silu međufaznog trenja predstavljene u ovoj disertaciji su testirane i validirane za dvofazne sisteme u nuklearnim generatorima pare (Stosic i Stevanovic, 2002), pri strujanju vode i vazduha u snopu cevi (Simovic i dr., 2007) i pri ključanju u cevnom snopu horizontalnog generatora pare (Maslovaric i dr., 2014).

3.4 Mehanizmi razmene toplote na zagrejačkom zidu i povezivanje domena zida i dvofazne mešavine

U prikazanom modelu, toplotni fluks koji se na fluid prenosi sa zagrejačkog zida je podeljen na: (i) toplotni fluks usled kondukcije između zida i tečnosti (označen kao $\dot{q}_{A,cond}$ na slici 3.1) i (ii) toplotni fluks na mestu rasta mehura (označen kao $\dot{q}_{A,b}$ na slici 3.1). Toplotni fluks usled kondukcije se računa na mestima gde tečnost kvasi zagrejački zid. Na tim mestima primenjen je uslov spregnutog računanja razmene toplote u zagrejačkom zidu i razmene toplote u tečnom filmu (konjugovana razmena toplote - vrednost toplotnog fluksa na zagrejačkoj površini sa strane zida jednaka je vrednosti toplotnog fluksa sa strane fluida). U opštem slučaju prenos toplote je moguć u oba smera, sa zagrejačkog zida na tečnost i obrnuto sa jako pregrejane tečnosti na zagrejački zid koji je na nižoj temperaturi. Toplotni fluks na mestu rasta mehura postoji u onim kontrolnim zapreminama uz zagrejački zid u kojima postoji tečna faza. Toplotni fluks na mestu rasta mehura se računa na osnovu vremena rasta mehura na zagrejačkom zidu i prečnika mehura pri odvajanju. Prema tome, prikazani model razlikuje dve oblasti na zagrejačkom zidu, oblast u kojoj rastu mehurovi i oblast prekrivenu tečnošću u kojoj nema rasta mehura.

Komponenta toplotnog fluksa usled kondukcije u ovom radu predstavlja razmenu toplote između zagrejačkog zida i tečne faze. U drugim radovima, gde se vrši deljenje toplotnog fluksa na komponente, toplotni fluks usled kondukcije se računa kao zbir toplotnih flukseva usled prirodne konvekcije i "quenching" komponente toplotnog fluksa (Dhir, 2006) i (Kim, 2009). Toplotni fluks na mestu rasta mehura u ovom radu odgovara toplotnom fluksu usled isparavanja u modelima

deljenja toplotnog fluksa od predloženog od strane (Kurul i Podowski, 1991) i primenjenog od strane (Lee i dr., 2019).

Toplotni fluks usled kondukcije na površini između kontrolne zapremine fluida i zagrejačkog zida se računa

$$\dot{q}_{A,cond} = -\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y}\right)_z = -\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y}\right)_1, \quad (3.14)$$

gde je λ toplotna provodljivost, indeks z odgovara zagrejačkom zidu, a indeks 1 odgovara tečnosti. Numeričko rešavanje ove jednačine biće opisano u potpoglavlju 3.6.

Toplotni fluks na mestu rasta mehura se računa kao toplota predata mehuru tokom celog perioda njegovog rasta podeljena sa vremenom rasta mehura i površinom kontakta osnove mehura i zagrejačkog zida

$$\dot{q}_{A,b} = \frac{\pi D^3 \rho_2 r}{6 \tau A_b}, \quad (3.15)$$

gde je D prečnik mehura pri odvajanju, ρ_2 gustina pare, r latentna toplota isparavanja i τ vreme rasta mehura na zagrejačkoj površini. Pretpostavljeno je da površina kontakta osnove mehura i zagrejačkog zida A_b ima vrednost 1 % od vrednosti površine zone nukleacije na zagrejačkom zidu. Površina kontakta mehura koja utiče na njegov rast se menja tokom vremena, ali efekat promene te površine nije uzet u obzir u ovom modelu. U početnoj fazi mehur brzo raste i površina kontakta mehura i zida je jako mala, obzirom da je prečnik mehura reda veličine hrapavosti površine. U tom smislu je pretpostavka da ona iznosi svega 1 % površine zone nukleacije opravdana. U kasnijoj fazi rasta mehur sporije raste i površina kontakta mehura sa zagrejačkim zidom ima veću vrednost, ali je pretpostavka da ona iznosi 1 % od vrednosti površine zone nukleacije zadržana. U određenoj meri ova pretpostavka ima uticaj na računanje temperature zida ispod mehura, ali rezultati u potpoglavlju 3.8 pokazuju da to nije uticalo na rezultate krive ključanja. Prečnik mehura pri odvajanju u jednačini (3.15) se računa po korelaciji (Fritz 1935)

$$D = 0,0208\theta L_c. \quad (3.16)$$

gde je θ ugao kvašenja u stepenima definisan kao ugao između zagrejačkog zida i tangente na mehur mereno kroz tečnost. Originalna Fritz-ova korelacija koristi vrednosti statičkog ugla kvašenja prema Pioro i dr. 2004, pa zbog te činjenice u simulaciji nije korišćen dinamički ugao kvašenja. Prema Narayan i dr. (2018) izmereni ugao kvašenja u početku pada od početne vrednosti 90° do vrednosti približno 30° , ali kasnije vrednost ugla kvašenja je porasla na 90° . Dužina kapilare u jednačini (3.16) se računa

$$L_c = \left(\frac{\sigma}{g(\rho_1 - \rho_2)}\right)^{0,5}. \quad (3.17)$$

Relacija između prečnika mehura pri odvajanju i vremena rasta mehura τ je izvedena prema autoru Yagov (1971) i objavljena od strane Isachenko (1980)

$$D = 2\left(\gamma Ja + \sqrt{\gamma^2 Ja^2 + 2\beta Ja}\right)\sqrt{a_1\tau}, \quad (3.18)$$

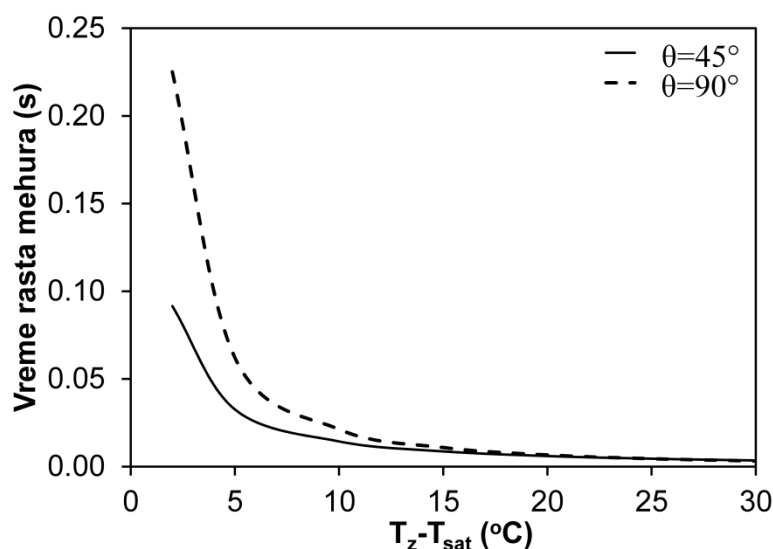
gde su γ i β empirijski parametri, a a_1 je temperaturna provodljivost vode. Parametar γ uzima vrednosti od 0,1 do 0,49 za uglove kvašenja od 40° do 90° respektivno, dok parametar β uzima vrednost 6. Jakob-ov broj u jednačini (3.18) se računa kao

$$Ja = \frac{c_{p,1} \Delta T \rho_1}{r \rho_2} \quad (3.19)$$

Jednačina (3.18) je primenjiva na širok opseg pritiska od 0,01 do 10 MPa (Isachenko, 1980). Izjednačavanjem desnih strana jednačina (3.16) i (3.18) dobija se izraz za vreme rasta mehura na zagrejačkom zidu

$$\tau = \frac{4,326 \cdot 10^{-4} \theta^2 L_c^2}{4a_1 \left(\gamma Ja + \sqrt{\gamma^2 Ja^2 + 2\beta Ja} \right)^2} \quad (3.20)$$

Vreme rasta mehura je u modelu iskorišćeno za računanje fluksa na mestu rasta mehura u jednačini (3.15), ali takođe ovo vreme je vreme između nastanka dva mehura na zagrejačkom zidu i određuje kada će se mehurovi odvojiti i nastati na drugoj lokaciji na zidu. Zavisnost između vremena rasta mehura i pregrevanja zida za uglove kvašenja 45° i 90° je predstavljena na slici 3.2. Može se uočiti izrazito nelinearna zavisnost. Vreme rasta mehura naglo opada sa pregrevanjem zida do vrednosti 10 °C, dok za veće vrednosti pregrevanja ova zavisnost nije izražena. Uticaj ugla kvašenja na vreme rasta mehura na zagrejačkom zidu pri većim pregrevanjima praktično ne postoji.



Slika 3.2 Zavisnost vremena rasta mehura na zagrejačkom zidu u zavisnosti od pregrevanja zida određena na osnovu jednačine (3.20).

3.5 Granični uslovi

Primenjeni granični uslovi za parcijalne diferencijalne jednačine (3.1-3.5) koje opisuju dvofaznu mešavinu u uslovima bazenskog ključanja su predstavljeni u tabeli 3.1, dok su granični uslovi za parcijalnu diferencijalnu jednačinu (3.7) kojom se određuju temperatura u domenu zagrejačkog zida predstavljeni u tabeli 3.2. Na dnu bazena i na vrhu zagrejačkog zida, spregnuto računanje razmene

toplote je ostvareno preko dva mehanizma, kao što je objašnjeno u potpoglavlju 3.4, to jest preko toplotnog fluksa usled kondukcije $\dot{q}_{A,cond}$ i toplotnog fluksa usled rasta mehura $\dot{q}_{A,b}$.

Tabela 3.1 Granični uslovi za bazen.

Leva i desna vertikalna ravan	$x = 0, 0 \leq y \leq H, 0 \leq z \leq a$ $x = a, 0 \leq y \leq H, 0 \leq z \leq a$	$u_1, u_2 = 0, \frac{\partial v_1}{\partial x}, \frac{\partial v_2}{\partial x} = 0, \frac{\partial w_1}{\partial x}, \frac{\partial w_2}{\partial x} = 0, \frac{\partial h_1}{\partial x} = 0$	
Zadnja i prednja vertikalna ravan	$0 \leq x \leq a, 0 \leq y \leq H, z=0$ $0 \leq x \leq a, 0 \leq y \leq H, z=a$	$\frac{\partial u_1}{\partial z}, \frac{\partial u_2}{\partial z} = 0, \frac{\partial v_1}{\partial z}, \frac{\partial v_2}{\partial z} = 0, w_1, w_2 = 0, \frac{\partial h_1}{\partial z} = 0$	
Donja horizontalna ravan	$0 \leq x \leq a, y = 0, 0 \leq z \leq a$	$u_1, u_2, v_1, v_2, w_1, w_2 = 0$	
		Za kontrolne zapremine fluida:	Za kontrolne zapremine gde nastaje mehur :
		$\dot{q}_{A,cond} = \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right)_z = \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right)_1$	$\dot{q}_{A,b} = \frac{\frac{4}{3} \pi \left(\frac{D}{2} \right)^3 \rho_2 r}{\tau A_b}$
Gornja horizontalna ravan	$0 \leq x \leq a, y = H, 0 \leq z \leq a$	$\frac{\partial u_1}{\partial y}, \frac{\partial u_2}{\partial y} = 0, \frac{\partial v_1}{\partial y}, \frac{\partial v_2}{\partial y} = 0, \frac{\partial w_1}{\partial y}, \frac{\partial w_2}{\partial y} = 0, \frac{\partial h_1}{\partial y} = 0$	

*) koordinate x, y, z u tabeli 3.1 odgovaraju koordinatama X_f, Y_f i Z_f na slici 3.1

U tabeli 3.2 prikazani su načini zadavanja uslova grejanja koje može biti zadato kao grejanje donje površine zida površinskim toplotnim fluksom \dot{q}_A ili zapreminskim toplotnim fluksom \dot{q}_V . Zapreminski toplotni fluks nije granični uslov i zadat je kao izvorni član u jednačini (3.5) koja predstavlja jednačinu provođenja toplote u zagrejačkom zidu. U slučaju zadavanja uslova zapreminskog grejanja zagrejačkog zida, donja površina zagrejačkog zida je adijabatski izolovana. Komponenta brzine tečne i parne faze u pravcu normalnom na posmatranu ravan je jednaka nuli na svim bočnim stranicama bazena i na donjoj horizontalnoj ravni, a nema promene druge dve komponente brzine tečne i parne faze u pravcu normalnom na posmatranu ravan. Na vertikalnim stranama bazena i gornjoj horizontalnoj ravni bazena nema promene entalpije u pravcu normalnom na posmatranu ravan.

Tabela 3.2 Granični uslovi za zagrejački zid.

Leva i desna vertikalna ravan	$x = 0, 0 \leq y \leq \delta_z, 0 \leq z \leq a$ $x = a, 0 \leq y \leq \delta_z, 0 \leq z \leq a$	$\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_z = 0$	
Zadnja i prednja vertikalna ravan	$0 \leq x \leq a, 0 \leq y \leq \delta_w, z=0$ $0 \leq x \leq a, 0 \leq y \leq \delta_z, z=a$	$\left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)_z = 0$	
Gornja horizontalna ravan zida	$0 \leq x \leq a, y = \delta_z, 0 \leq z \leq a$	Za kontrolne zapremine fluida:	Za kontrolne zapremine gde nastaje mehur:
		$\dot{q}_{A,cond} = \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y}\right)_z = \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y}\right)_1$	$\dot{q}_{A,b} = \frac{\frac{4}{3}\pi\left(\frac{D}{2}\right)^3 \rho_2 r}{\tau A_b}$
Srednji deo zida	$0 \leq x \leq a, 0 < y < \delta_z,$ $0 \leq z \leq a$	U slučaju zadavanja uslova zapreminskog toplotnog fluksa (električni grejač): $\dot{q}_V = const. = \frac{\dot{q}_A}{\delta_z}$ i $\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)_z = 0$ na $y = 0$	
Donja horizontalna ravan zida	$0 \leq x \leq a, y = 0, 0 \leq z \leq a$	U slučaju zadavanja uslova površinskog grejanja: $\dot{q}_A = const. = \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y}\right)_z$	

*) koordinate x, y, z u tabeli 3.2 odgovaraju koordinatama X_z, Y_z i Z_z na slici 3.1

3.6 Primena metode kontrolnih zapremina i metode SIMPLE na rešavanje bazenskog ključanja

Sistem eliptičkih diferencijalnih jednačina formiraju projekcije jednačina količine kretanja na tri ose Descartes-ovog koordinatnog sistema, jednačine bilansa mase za parnu i tečnu fazu i energije za zagrejački zid. Sistem diferencijalnih jednačina rešen je metodom kontrolnih zapremina. Skalarnе kontrolne zapremine su primenjene za entalpiju tečne faze, zapreminski udeo pare, pritisak fluida i temperaturu zagrejačkog zida, dok su brzine faza određene za kontrolne zapremine koje su u odnosu na skalarnе kontrolne zapremine pomerene u x, y i z pravcu prema SIMPLE metodi (Patankar, 1980). Primenjena je potpuno implicitna šema za računanje vremenskih promena zavisno promenljivih veličina, dok je polje pritiska za dvofazni region računato korišćenjem SIMPLE metode Patankara (1980). Jednačine su prevedene u diskretizovanu formu i rešene primenom TDMA (trodijagonalni matrični algoritam) za odgovarajuće granične uslove. Procedura trodimenzijskog numeričkog modeliranja ključanja obuhvata sledeće korake:

- 1) Zadavanje početnih vrednosti za dvofazni domen, domen zida i mikro parametre (zadavanje termofizičkih osobina fluida i zagrejačkog zida, zadavanje početnih vrednosti brzina za obe faze, zadavanje početne entalpije tečnosti, početnog nivoa vode u bazenu, početnih vrednosti temperatura zida, načina grejanja, dimenzija skalarnih kontrolnih zapremina zida i bazena, ugla kvašenja, koraka integracije i greške rešavanja bilansnih jednačina),
- 2) Aktivacija generatora slučajnih brojeva i određivanje kontrolnih zapremina u kojima nastaju mehurovi (mehur može nastati samo u kontrolnoj zapremini u kojoj je temperatura vode veća od temperature zasićenja i u kojoj je zapreminski udeo tečnosti veći od nule),

- 3) Sračunavanje entalpije tečnosti i zapreminskog udela pare na osnovu jednačina (3.5) i (3.2),
- 4) Sračunavanje temperaturnog polja u zagrejačkom zidu na osnovu jednačine (3.7),
- 5) Sračunavanje brzina tečne i parne faze za pomerene kontrolne zapremine na osnovu jednačine (3.3) i (3.4), (brzine obe faze se računaju za sve tri projekcije Descartes-ovog koordinatnog sistema),
- 6) Rešavanje polja pritiska (pretpostaviti polje pritiska, rešiti bilansne jednačine količine kretanja i dobiti odgovarajuće brzine parne i tečne faze u sva tri pravca faze za pretpostavljeno polje pritiska, rešiti jednačinu korekcije pritiska, rešiti stvarno polje pritiska, rešiti stvarne vrednosti brzina, novodobijeno polje pritiska usvojiti kao početno i ponoviti postupak dok rešenje ne konvergira, (Stevanovic, (2006)),
- 7) Ponoviti korake 3), 4), 5) i 6) sve dok suma desnih strana bilansnih jednačina mase (1) i (2) ne bude manja od unapred zadate greške.
- 8) Vreme simulacije se povećava. Novi vremenski korak integracije počinje uz dodeljivanje novih sračunatih veličina početno zadatim. Kvizistacionarno stanje je dostignuto kada srednja temperatura površine zagrejačkog zida dostigne približno istu vrednost u više uzastopnih vremenskih trenutaka.

Numeričko rešavanje spregnutog toplotnog fluksa između zagrejačkog zida i fluida u bazenu se vrši na sledeći način. Nakon diskretizacije jednačine (3.14), temperatura površine zagrejačkog zida se može napisati

$$T_{surf} = \frac{\left(\lambda \frac{T}{\Delta y} \right)_z + \left(\lambda \frac{T}{\alpha \Delta y} \right)_1}{\left(\frac{\lambda}{\Delta y} \right)_z + \left(\frac{\lambda}{\alpha \Delta y} \right)_1}, \quad (3.21)$$

gde indeksi z i 1 predstavljaju zagrejački zid i tečnost sledstveno, T je temperatura, Δy je visina kontrolne zapremine i λ je toplotna provodljivost. U jednačini (3.21), T_z predstavlja temperaturu zida u sredini kontrolne zapremine koja je u kontaktu sa fluidom na vrhu zagrejačkog zida. Pozicija na kojoj se računa temperatura tečnosti diskretizovane tačke T_1 u kontrolnoj zapremini, koja je na dnu posude sa fluidom, koja je u kontaktu sa zagrejačkim zidom i ispunjena je dvofaznom mešavinom, zavisi od zapreminskog udela tečnosti u toj kontrolnoj zapremini. Ako je zapreminski udeo tečnosti jednak 1, u toj kontrolnoj zapremini temperatura tečnosti se nalazi u središtu kontrolne zapremine bazena koja je najbliža zidu. Ako je zapreminski udeo manji od 1, lokacija diskretizovane tačke za temperaturu tečnosti se nalazi negde između sredine kontrolne zapremine i površine zagrejačkog zida. Činjenica da je zagrejački zid prekriven tečnim filmom različite debljine, to jest dvofaznom mešavinom različitog zapreminskog udela tečnosti, je uzeta u obzir u jednačini (3.21) tako što je visina kontrolne zapremine Δy pomnožena sa zapreminskim udelom tečnosti α . Konačno toplotni fluks usled kondukcije se računa prema

$$\dot{q}_{A,cond} = \lambda_z \frac{T_z - T_{surf}}{0,5 \Delta y_z}, \quad (3.22)$$

gde je T_z temperatura zida sračunata jednačinom (3.7). Toplotni fluks usled kondukcije formulisan jednačinom (3.22) se računa samo u kontrolnim zapreminama gde tečni film prekriva zagrejački zid. U kontrolnim zapreminama gde je sva tečnost isparila, toplotni fluks usled kondukcije je jednak nuli.

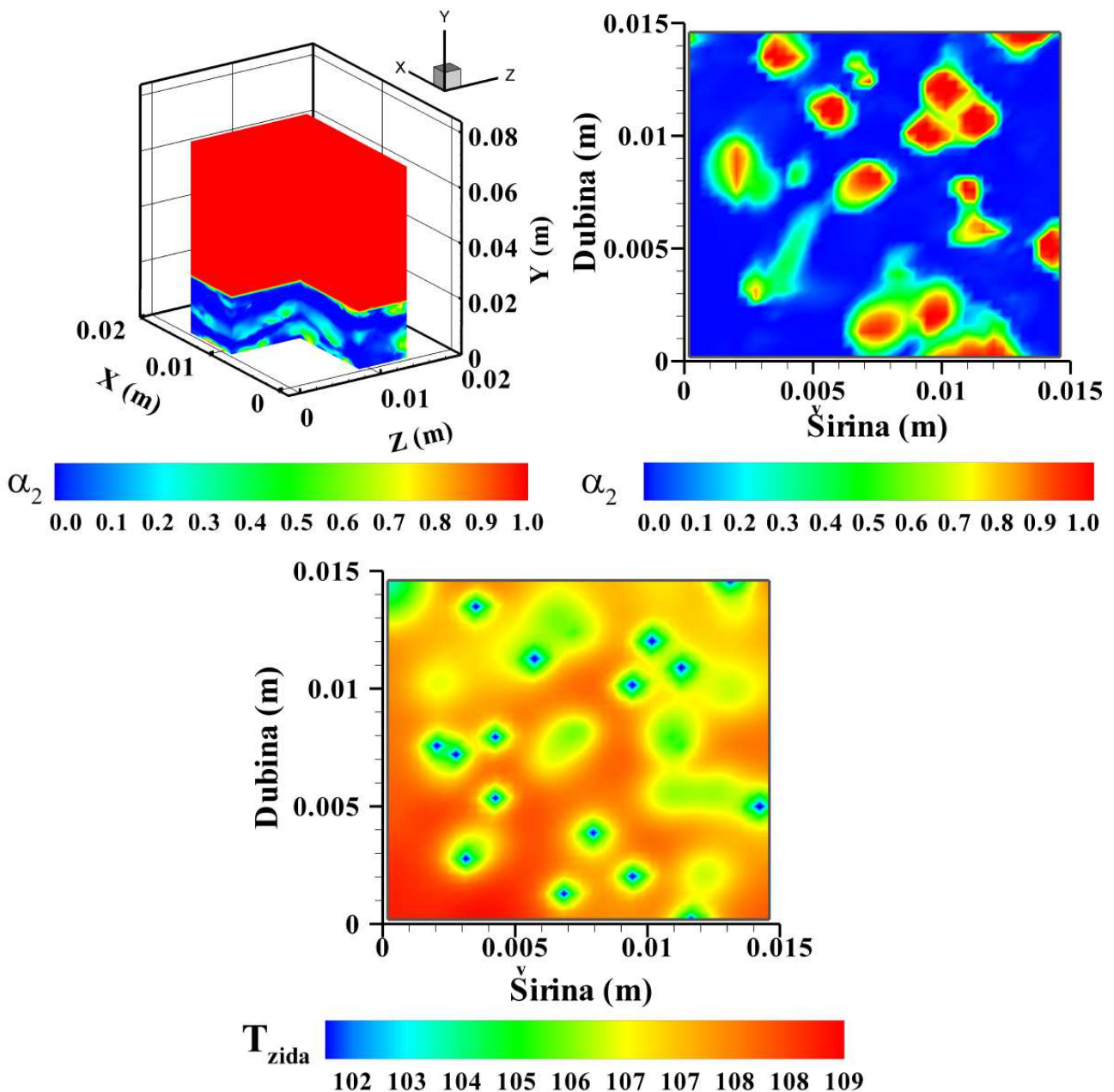
3.7 Prikaz rezultata numeričke simulacije ključanja i poređenje razvijenog modela sa izmerenim vrednostima

Razvijeni model bazenskog ključanja je primenjen na simulaciju eksperimentalnih uslova predstavljenih u radovima Theofanous i dr. (2002a,b). Ovi radovi predstavljaju detaljna istraživanja bazenskog ključanja sprovedena u okviru "BETA eksperimenta", gde su merena mesta nukleacije mehurova na novim zagrejačima sa glatkom površinom i grejačima koji su manje ili više izloženi starenju. Starenje zagrejača je ostvareno pulsним zagrevanjem u okruženju vazduha ili pare i na taj način je povećana hrapavost, a sledstveno i gustina mesta nukleacije. Autori su istraživali uticaj hrapavosti na krivu ključanja i uslove blizu kritičnog toplotnog fluksa. Osim mesta nukleacije i stepena hrapavosti zagrejača, varirana je i debljina zagrejača. Tokom eksperimenta su mereni raspodela zapreminskog udela pare u bazenu i temperatura zida. Termičko stanje zagrejača ispod mehura, kao i njegovoj okolini, je praćeno merenjem nestacionarnih temperaturnih profila u tom području kao i vremena rasta mehura na zagrejačkom zidu.

Rezultati numeričkih simulacija sprovedenih u okviru ove disertacije su: raspodela zapreminskog udela pare u bazenu, polje brzina parne i tečne faze, raspodela entalpije tečne faze i raspodela temperature u zagrejačkom zidu.

Kao primer dobijenih numeričkih rezultata na slici 3.3 je prikazana trodimenzijska raspodela zapreminskog udela pare u bazenu, dvodimenzijska raspodela zapreminskog udela pare na zagrejačkom zidu i dvodimenzijska raspodela temperature zagrejačkog zida. Rezultati prikazani na slici 3.3 su prikazani za uslove toplotnog fluksa od $76,8 \text{ kWm}^{-2}$, gustinu mesta nukleacije $7,32 \text{ cm}^{-2}$ i ugao kvašenja 90° .

Dobijeni rezultati su objavljeni u dva rada. U radu Stojanovic i dr. (2016) analiziran je uticaj stanja površine zagrejačkog zida na krivu ključanja. Razmatranja su usmerena na starost zagrejačke površine, obzirom da starost površine direktno utiče na gustinu mesta nukleacije, a time na oblik krive ključanja. U radu Petrovic i Stevanovic (2021) je sprovedena analiza osetljivosti krive ključanja na ugao kvašenja za sledeće parametre: debljina zagrejačkog zida, vrsta materijala zagrejačkog zida i početna visina vode u bazenu.

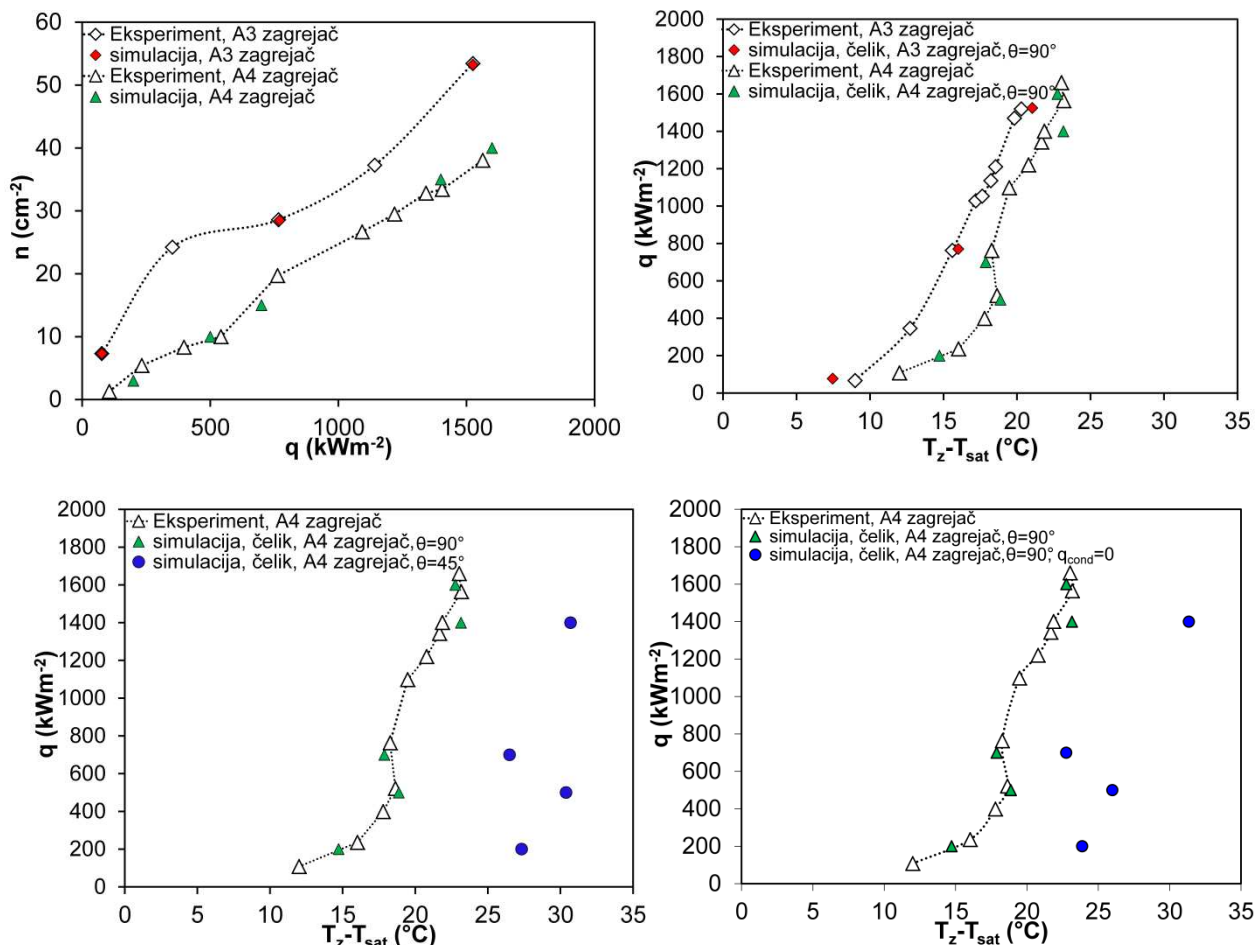


Slika 3.3 Trodimenzijska raspodela zapreminskog udela pare (gore levo), dvodimenzijska raspodela zapreminskog udela pare na zagrejačkom zidu (gore desno) i dvodimenzijska raspodela temperature na površini zagrejačkog zida (dole).

Prva grupa numeričkih simulacija je sprovedena u cilju istraživanja uticaja gustine mesta nukleacije na krivu ključanja za dva različita stanja zagrejačkih površina. Simulacije su sprovedene koristeći podatke za zagrejače koji su obeleženi sa A3 i A4 kod Theofanous i dr. (2002a,b). Vrednosti gustine mesta nukleacije usvojene za zagrejače A3 su 7,32, 28,25 i 53,24 cm^{-2} , za toplotne flukseve 76,8, 770,5 i 1525,17 kWm^{-2} sledstveno. Gustine mesta nukleacije usvojene za zagrejače A4 su 3, 10, 15, 35 i 40 cm^{-2} za toplotne flukseve 200, 500, 700, 1400 i 1600 kWm^{-2} (slika 3.4 - gore levo). Svih osam simulacija su sprovedene za uslove uniformnog toplotnog fluksa, debljinu zagrejačkog zida od 2,5 mm i ugao kvašenja 90° .

Poređenje rezultata dobijenih numeričkom simulacijom sa izmerenim podacima Theofanous i dr. (2002a) je prikazano na slici 3.4. Theofanous je izneo zapažanje da je za oba tipa zagrejačkih

zidova ugao kvašenja izmeren u rasponu između 60° i 75° . Ugao kvašenja je blisko povezan sa kombinacijom vrste zagrejačkog zida i fluida i od njegove vrednosti zavisi količina toplote koja se odvodi na mestu nastanka mehurova.

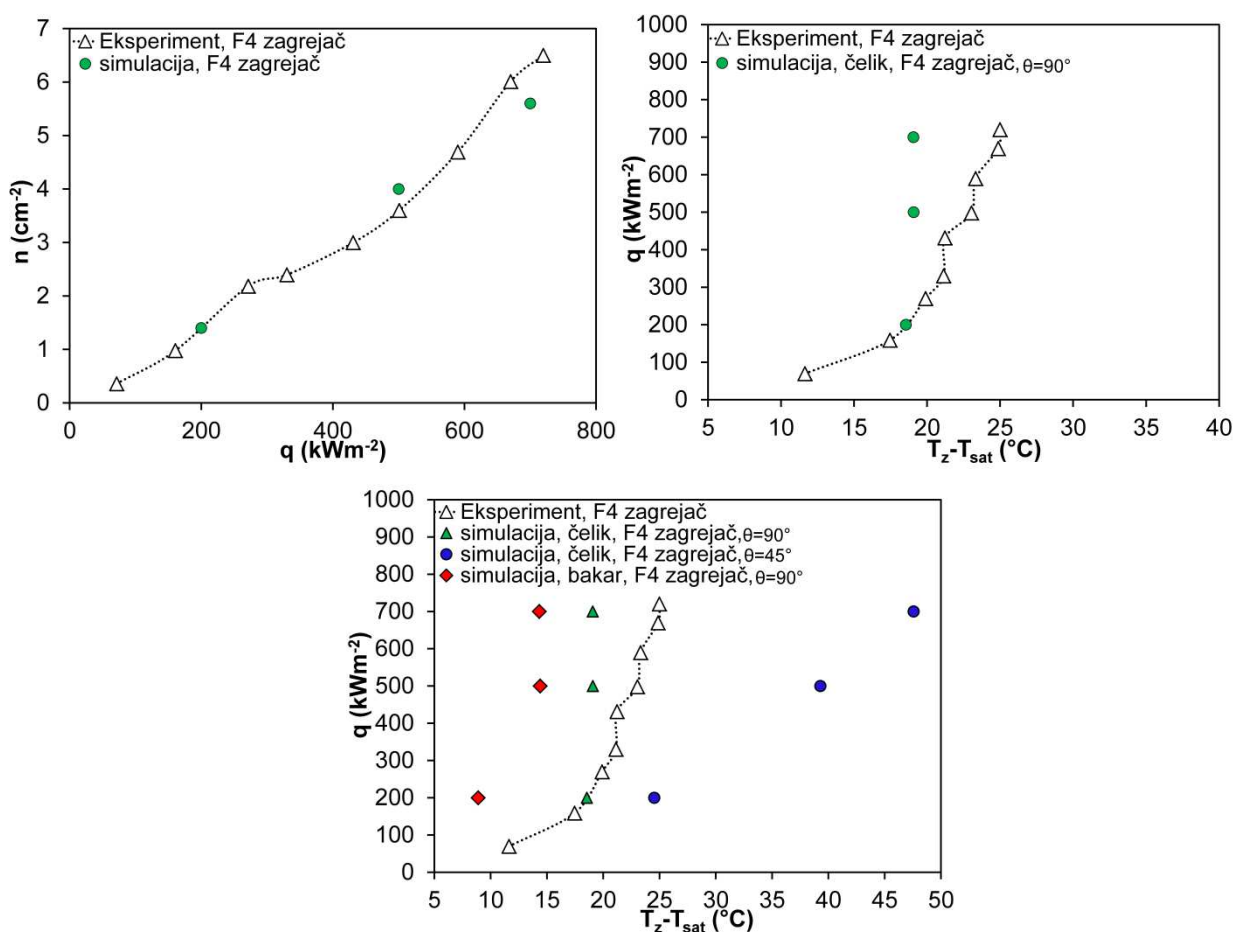


Slika 3.4 Gustina mesta nukleacije korišćena kao ulazni podatak za numeričke simulacije (gore levo), i sračunata kriva ključanja za A3 i A4 tipove zagrejačkih zidova (gore desno), uticaj ugla kvašenja na krivu ključanja za A4 tip zagrejačkog zida (dole levo) i uticaj konduktivnog toplotnog fluksa na krivu ključanja za A4 tip zagrejačkog zida (dole desno).

Na slici 3.4 (dole levo) prikazan je uticaj ugla kvašenja na oblik krive ključanja gde se može zapaziti značajno pomeranje krive udesno. Rezultati za A4 zagrejače su korišćeni za analizu uticaja prenosa toplote kondukcijom na oblik krive ključanja. Rezultati predstavljeni na slici 3.4 (dole desno) pokazuju da u slučajevima bez konduktivnog člana člana ($q_{A,cond} = 0$), dolazi do pomeranja krive ključanja udesno za 5 do 10 °C.

Druga grupa numeričkih simulacija sprovedena je za nove zagrejače sa glatkim površinama označenim sa F4 (Theofanous i dr., 2002a,b). Gustina mesta nukleacije na novim zagrejačima je znatno manja nego kod zagrejača izloženim starenju. Prema slici 3.5 (gore levo) gustina mesta nukleacije za nove zagrejače sa glatkim površinama iznosi 1,4, 4,0 i 5,6 cm⁻² pri odgovarajućim toplotnim fluksevima od 200, 500 i 700 kWm⁻². Ostali uslovi korišćeni u numeričkoj simulaciji su isti kao u slučaju zagrejača A3 i A4. Numerički rezultati za pregrevanje zida se dobro poklapaju sa izmerenim podacima za slučaj toplotnog fluksa od 200 kWm⁻², dok je za slučajeve većih vrednosti toplotnog fluksa predviđeno pregrevanje zida niže od izmerenih vrednosti za 4 do 6 °C (slika 3.5-gore desno). Razlog za ova odstupanja bi mogao da bude u korišćenju konstantne vrednosti ugla

kvašenja od 90° , obzirom na mogućnost da ugao kvašenja za ovakve uslove ima manju vrednost. Koristeći rezultate na slici 3.5 (dole) analizirana je osetljivost krive ključanja na ugao kvašenja i zapaženo da pri vrednosti ugla kvašenja od 45° dolazi do značajno većih pregrevanja zida. Ova povećanja se mogu uočiti i kod zagrejača A4 na slici 3.4 (dole levo).

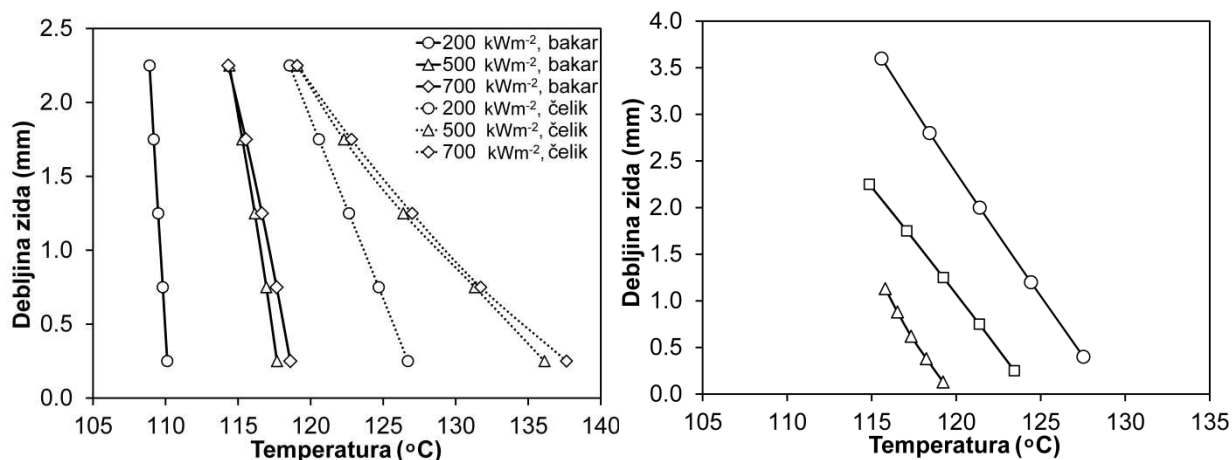


Slika 3.5 Gustina mesta nukleacije korišćena kao ulazni podatak za numeričke simulacije (gore levo), sračunata kriva ključanja za F4 tip zagrejačkog zida (gore desno), uticaj ugla kvašenja na krivu ključanja za F4 tip zagrejačkog zida (dole).

Analiza uticaja ugla kvašenja na krivu ključanja na slici 3.5 (dole) je pokazala da je pri nižim vrednostima flukseva pregrevanje zida manje osetljivo na smanjenje ugla kvašenja nego što je to slučaj pri većim vrednostima flukseva od 500 i 700 kWm⁻². Uticaj materijala zagrejačkog zida je sagledan primenom bakra kao materijala umesto čelika. Vrednost toplotne provodljivosti za bakar je 379 Wm⁻¹ K⁻¹ što je skoro 8 puta veće u odnosu na toplotnu provodljivost čelika od 50 Wm⁻¹ K⁻¹. Veća toplotna provodljivost bakra dovodi do većih vrednosti toplotnog fluksa usled kondukcije i sledstveno do manjih pregrevanja zida što se vidi na slici 3.5 (dole).

Na slici 3.6 predstavljen je uticaj različitih materijala i debljine zida na raspodelu temperature u zagrejačkom zidu. Vrednosti prikazane na slici su srednje vrednosti temperatura zida u horizontalnoj ravni. Na slici 3.6 (levo) predstavljeni su rezultati za zagrejačke zidove od bakra i čelika i tri toplotna fluksa. Primećuje se da je promena temperature sa debljinom zida manja u slučaju bakarnog zida u odnosu na slučaj sa čelikom. Postoji mala razlika u temperaturi površine zagrejačkog zida za slučajeve toplotnih flukseva od 500 i 700 kWm⁻² dok je vrednost temperature na zagrejačkom zidu najniža u slučaju toplotnog fluksa od 200 kWm⁻². Na slici 3.6 (desno) prikazani su rezultati za tri vrednosti debljine zagrejačkog zida ($1,25$ mm, $2,5$ mm i 4 mm) na

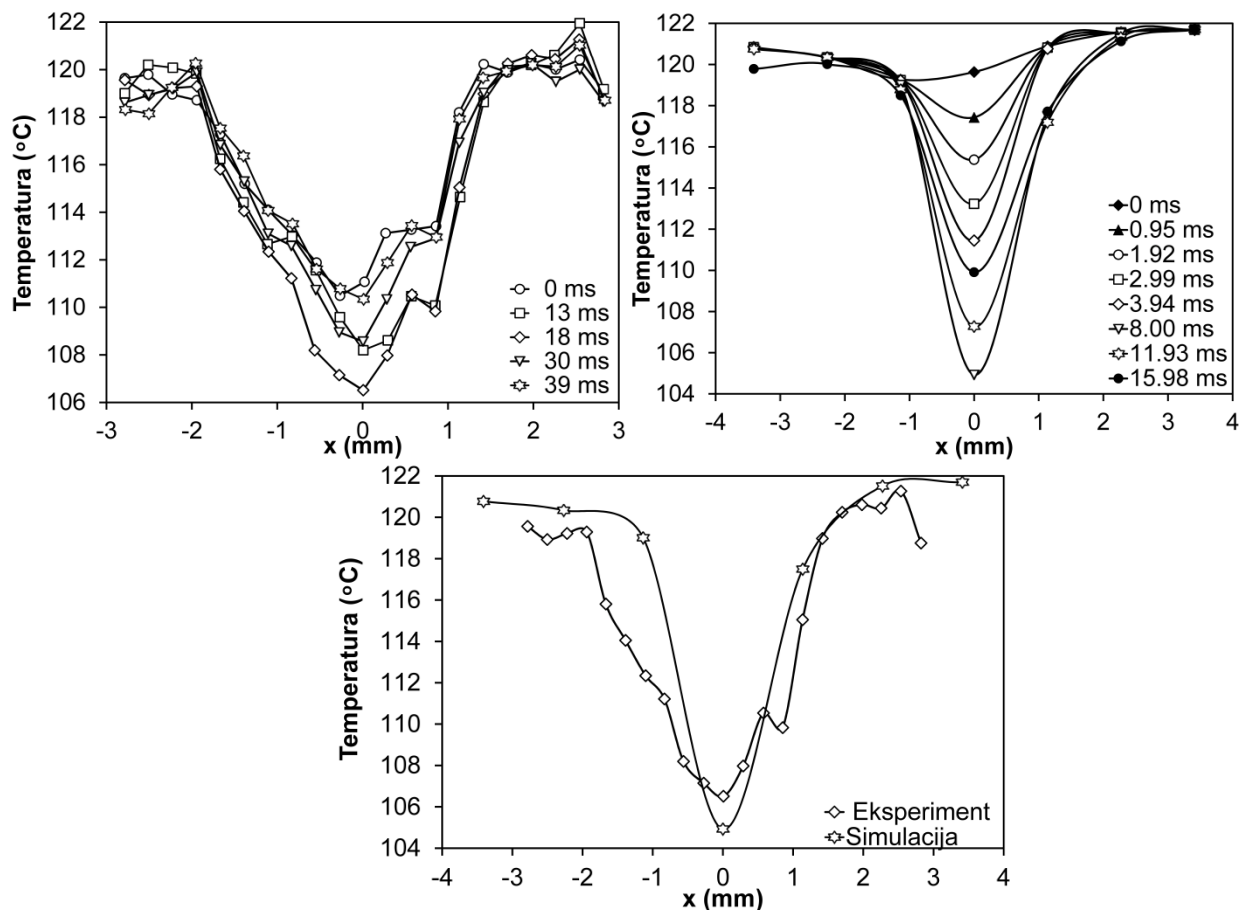
promenu srednje temperature u zidu. Srednja temperatura zida za koordinatu Z_z ($Z_z=0-\delta_z$) predstavlja sumu temperatura u ravni Z_z podeljenu sa brojem kontrolnih zapremina u toj ravni. Rezultati su pokazali slab uticaj debljine zida na temperaturu na površini zagrejačkog zida što je potvrdio i Theofanous i dr. (2002b).



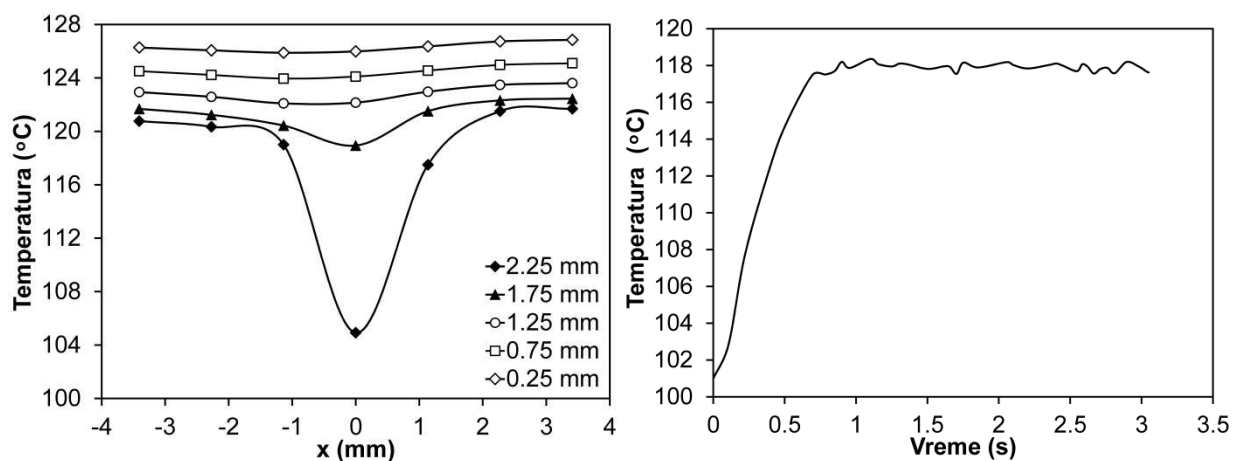
Slika 3.6 Promena temperature u zagrejačkom zidu tipa F4 od bakra i od čelika za različite toplotne fluksve i ugao kvašenja od 90° (levo), promena temperature u zagrejačkom zidu tipa A4 za tri različite debljine zida, toplotni fluks od 200 kWm⁻², materijal zida čelik i ugao kvašenja od 90° (desno).

Na slici 3.7 je prikazana promena temperature zagrejačkog zida sa vremenom na mestu rasta mehura i u njegovoj okolini. Na slici 3.7 se vidi da je temperatura zagrejačkog zida na području korena mehura znatno niža nego temperatura zida u njegovoj okolini. Ovaj rezultat ukazuje da bi trebalo uvesti korekcije u modelima koji dele toplotni fluks na više komponenti, preciznije korigovati standardnu proceduru pri računanju nestacionarnog toplotnog fluksa kondukcijom prilikom ponovnog kvašenja zagrejanog zida hladnim tečnim filmom nakon odvajanja mehura. Prema tome, takozvana komponenta kaljenja u toplotnom fluksu ("quenching" toplotni fluks) je formulisana tako da uzima u obzir razliku srednje temperature zida i temperature zasićenja kao referentnu, dok ovde prikazani rezultati pokazuju da je na mestima rasta mehura ta temperaturska razlika manja.

Na slici 3.8 (levo) prikazani su rezultati temperature zida ispod mehura koji raste na nekoliko različitih pozicija duž debljine zida. Debljina 2,25 mm prema rezultatima na slici 3.8 (levo) odgovara donjoj površini zagrejačkog zida i vidi se da na nju mehur nema uticaja. Na slici 3.8 (desno) prikazana je srednja temperatura zagrejačkog zida od početka do kraja simulacije. Uslovi pri kojima su prikazani rezultati odgovaraju F1 zagrejačima, fluksu od 200 kWm⁻², početnoj srednjoj temperaturi zagrejačkog zida od 101 °C pre početka grejanja. Nakon aktiviranja toplotnog fluksa, srednja temperatura zida raste da bi se nakon 0,7 sekundi dostiglo kvazistacionarno stanje. Ovo znači da srednja temperatura površine zagrejačkog zida osciluje oko vrednosti 118 °C. Oscilovanje temperature je posledica periodičnog nastajanja, rasta i odvajanja mehurova na različitim mestima na zagrejačkom zidu.

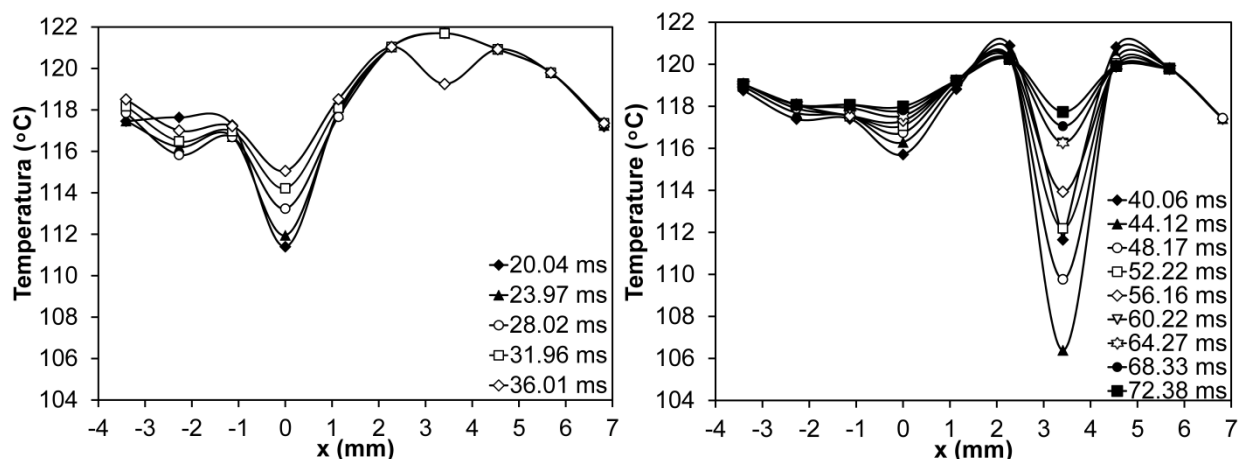


Slika 3.7 Temperaturski profil na mestu nastanka mehurja od trenutka nastanka mehurja (nulti trenetak) do vremena kada se mehur odvoji (39 ms) izmeren u eksperimentu Theofanous i dr. (2002a) (gore levo), temperaturski profil na mestu nastanka mehurja od trenutka nastanka mehurja (nulti trenetak) do vremena kada se mehur odvoji (15,98 ms) sračunat modelom (gore desno) i poredenje dva profila u trenutku neposredno pre odvajanja mehurja (dole).



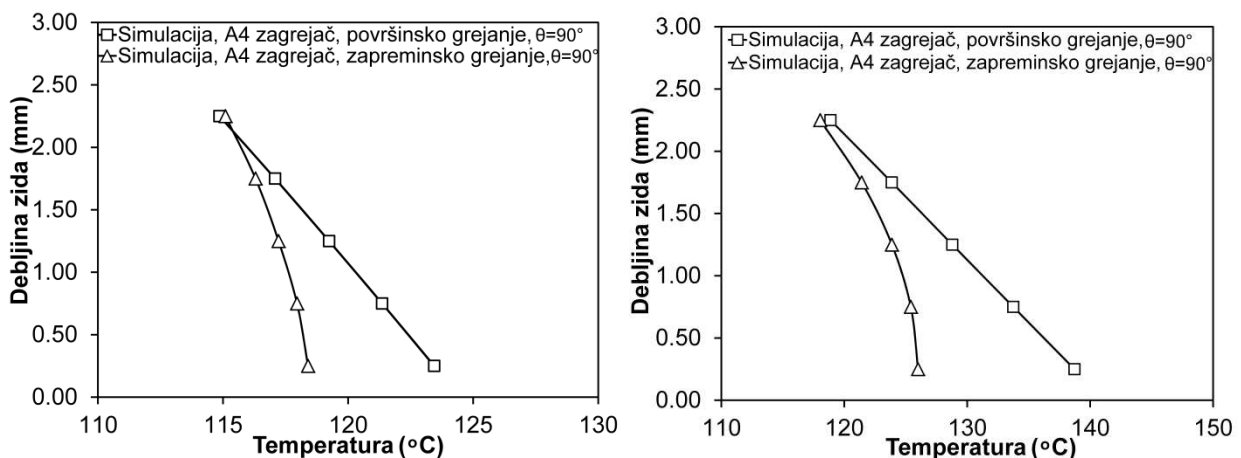
Slika 3.8 Promena temperature ispod mehurja na različitim dubinama - udaljenostima od mehurja (levo) i srednja temperatura zagrevačkog zida tokom vremena trajanja simulacije (desno).

Na slici 3.9 su predstavljene promene temperature zida ispod dva mehura tokom njihovog životnog ciklusa. Simulacija je sprovedena za F1 zagrejačke zidove i toplotni fluks od 200 kWm^{-2} . Posmatrani mehurovi se nalaze na međusobnom rastojanju od 3,5 mm. Na slici 3.9 (levo) na horizontalnom rastojanju 0 mm prikazano je povećanje temperature sa vremenom što je uzrokovano odvajanjem mehura. Na istom dijagramu je prikazan početak nastanka drugog mehura u blizini na horizontalnom rastojanju od 3,5 mm u vremenskom trenutku od 36 ms. Na slici 3.9 (desno) prikazan je sledstveni tok promene temperature na mestu ispod mehura na horizontalnom rastojanju 0 mm i ispod mehura na rastojanju 3,5 mm. Na mestu odvojenog mehura temperatura zida raste i izjednačava se sa okolnom temperaturom zida u trenutku od približno 72 ms. Na mestu gde nastaje novi mehur, temperatura zida ispod mehura počinje da naglo opada sve do približno 44 ms, nakon toga dolazi do odvajanja mehura i rasta temperature zida jer nastupa razmena toplote kondukcijom koja je slabijeg intenziteta.



Slika 3.9 Temperaturski profil ispod mehura koji nastaje na zidu i nestaje (levo) i mehura koji posle nekoliko trenutaka nastaje u blizini (desno). Podaci odgovaraju uslovima F1 simulacije Theofanous i dr. (2002a), toplotnom fluksu od 200 kWm^{-2} .

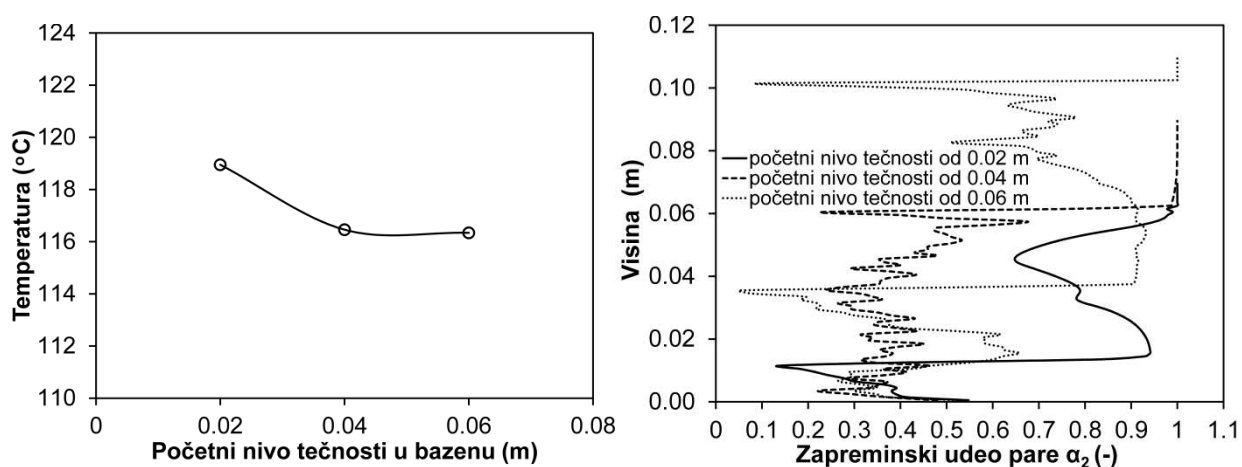
Uticaj načina grejanja na raspodelu temperature u zagrejačkom zidu prikazan je na slici 3.10. Toplotni fluks se kao granični uslov zadaje na donjoj površini zagrejačkog zida kao površinski ili se zadaje zapreminska generacija toplote. Numeričke simulacije su sprovedene za A4 zagrejače i toplotni fluks od 200 kWm^{-2} (levo) i 500 kWm^{-2} (desno).



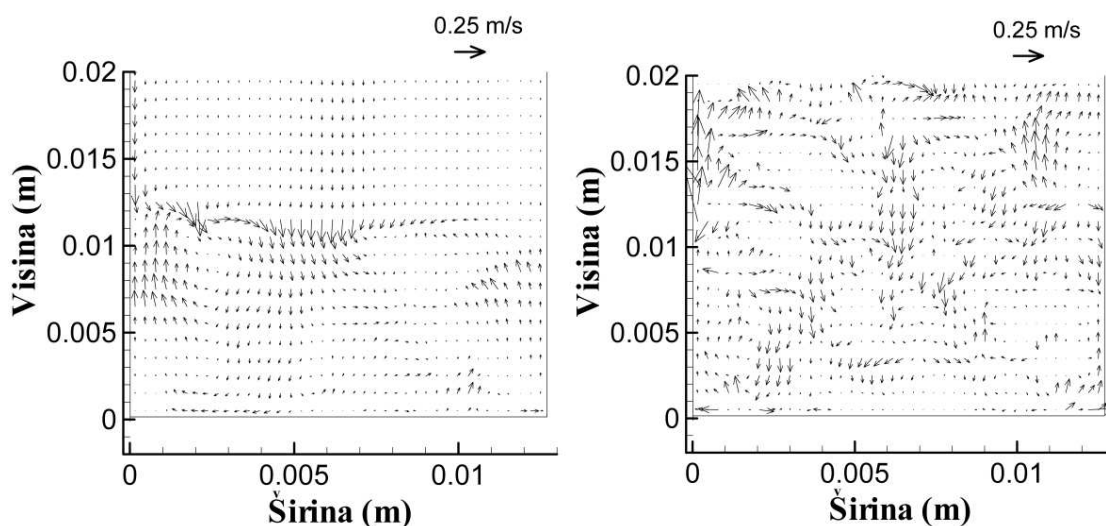
Slika 3.10 Sračunata promena temperature kroz zagrejački zid za granični uslov površinskog i zapremskog grejanja fluksom 200 kWm^{-2} (levo) i fluksom 500 kWm^{-2} (desno).

Iako je očigledno da raspodela temperature kroz zagrejački zid nije ista, granični uslov zadavanja temperature ne utiče na temperaturu na gornjoj površini zagrejačkog zida na kojoj se odvija ključanje.

Na slici 3.11 (levo) prikazana je promena srednje temperature zagrejačkog zida za tri različita početna nivoa tečnosti u bazenu. Simulacija je sprovedena za uslove proračuna za A4 zagrejač i toplotni fluks od 500 kWm^{-2} . Na slici 3.11 (levo) se može uočiti da veći početni nivoi tečnosti u bazenu od 0,04 m nemaju uticaj na srednju temperaturu zida. Pri manjim početnim nivoima tečnosti koeficijent prelaza toplote naglo raste zbog načina kvašenja tečnog filma na zagrejačkom zidu. Razlog za ovu pojavu je analogan transformaciji mehurastog ili čepastog toka u anularni, gde je povećanje koeficijenta prelaza toplote povećano zbog hlađenja zida tečnim filmom. Model prikazan u ovom radu ne uzima u obzir efekte površinskog napona, pa nije primenjiv na jako tanke tečne filmove. Na slici 3.11 (desno) prikazana je promena zapreminskog udela sa visinom bazena. Simulacije su sprovedene za tri slučaja početne ispunjenosti bazena tečnošću od 0,02, 0,04 i 0,06 m i sa toplotnim fluksom od 500 kWm^{-2} .



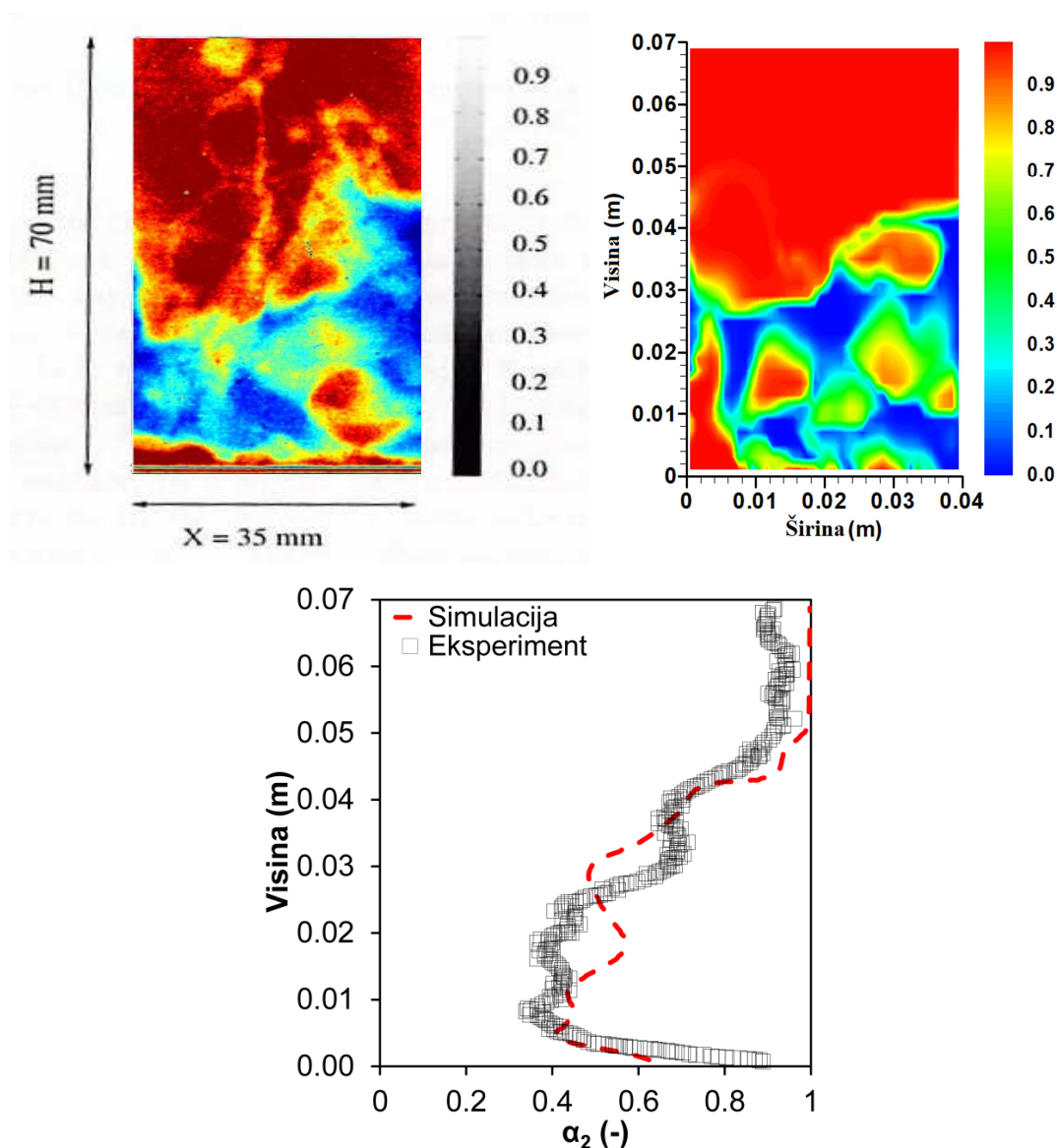
Slika 3.11 Promena temperature zida u zavisnosti od početnih nivoa tečnosti u bazenu (levo) i promena zapreminskog udela pare sa visinom bazena (desno).



Slika 3.12 Vektori brzine tečnosti za slučaj početnih ispunjenosti bazena tečnošću od 20 mm (levo) i 60 mm (desno).

Nivo tečnosti u bazenu za sva tri slučaja je određen naglim rastom zapreminskog udela pare (slika 3.11-desno). Nivo dvofazne mešavine u bazenu je praktično isti za slučajeve početnog nivoa tečnosti od 0,02 i 0,04 m i pozicioniran je na visini od 0,06 m. U slučaju početne ispunjenosti bazena tečnošću od 0,06 m, nivo dvofazne mešavine je pozicioniran nešto iznad 0,1 m. U sva tri slučaja srednja vrednost zapreminskog udela pare na samoj površini zagrejačkog zida je približno 0,5. Povećanje koeficijenta prelaza toplote sa povećanjem zapremine tečnosti u bazenu je povezano sa intenzivnijom prirodnom cirkulacijom tečnosti. Na slici 3.12 su prikazani vektori brzine tečnosti za slučajeve početnih nivoa tečnosti u bazenu od 0,02 m (levo) i 0,06 m (desno). Primećuje se da je manje intenzivnije mešanje u slučajevima od 0,02 m, nego u slučaju od 0,06 m.

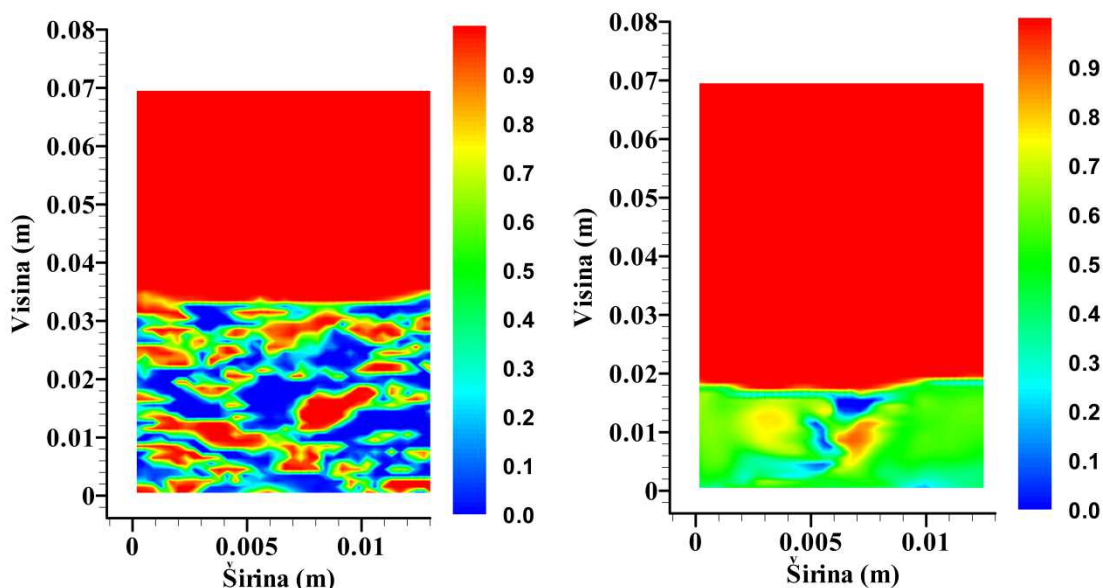
Validacija rezultata raspodele zapreminskog udela pare predstavljena je na slici 3.13. Na slici 3.13 (gore levo) predstavljena je radiografska raspodela zapreminskog udela pare pri bazenskom ključanju pri toplotnom fluksu od 1 MWm^{-2} i gustini mesta nukleacije $n = 20 \cdot 10^4 \text{ m}^{-2}$ (Theofanous i dr., 2002a).



Slika 3.13 Radiografski prikaz izmerenog zapreminskog udela pare (gore levo, Theofanous i dr. 2002b)), sračunata raspodela zapreminskog udela tečnosti (gore desno) i poređenje eksperimentalnih i sračunatih srednjih vrednosti zapreminskog udela pare sa visinom (dole).

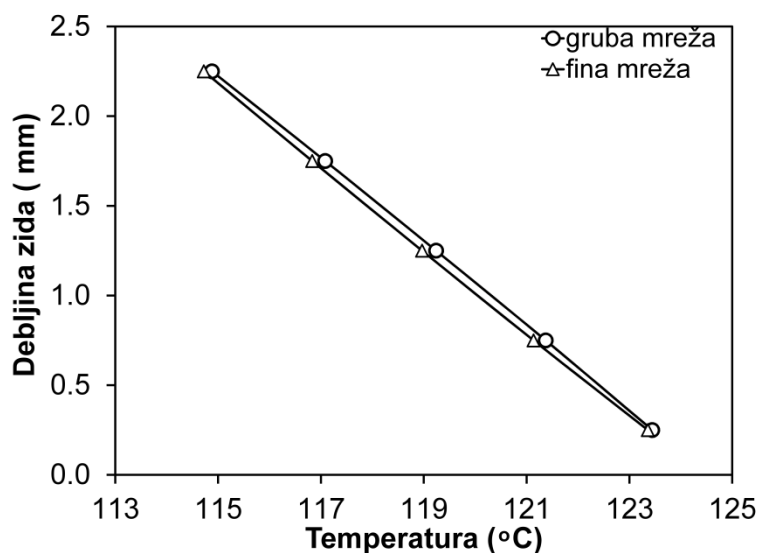
Na slici 3.13 (gore desno) prikazani su rezultati numeričke simulacije na isti način kao u radu Pezo i Stevanovic (2011). Rezultati numeričke simulacije na slici 3.13 (gore desno) oslikavaju na odgovarajući način radiografsku raspodelu zapreminskog udela koja je izmerena u eksperimentu. Rezultati dobijeni numeričkom simulacijom prikazuju strukturu dvofaznog toka koja je slična radiografskom prikazu eksperimenta, u blizini zagrejačkog zida se formira parni sloj, dok se iznad zida primećuju mehurovi pare koji se podižu ka nivou dvofazne mešavine. Na slici 3.13 (dole) predstavljeno je poređenje izmerenih i sračunatih vrednosti srednjeg zapreminskog udela pare sa visinom bazena. Srednji zapreminski udeo pare zida za koordinatu Z_f ($Z_f=0-H$) predstavlja sumu zapreminskih udela pare u ravni Z_f podeljenu sa brojem kontrolnih zapremina u toj ravni. Promena zapreminskog udela tečnosti sa visinom bazena je mala sve do visine od 0,04 m gde tečnosti ima sve manje i manje. Sračunat zapreminski udeo pare na zagrejačkom zidu od 0,64 je nešto niži od izmerene vrednosti 0,88. Sračunata vrednost srednjeg zapreminskog udela na visini bazena od 0,05 m je 0,4 i poklapa se sa izmerenim vrednostima. Na visini bazena od 0,04 m oba zapreminska udela imaju vrednost 0,7. Numeričkom simulacijom dobijena je pozicija nivoa dvofazne mešavine na visini 0,05, dok izmerene vrednosti pokazuju približno istu poziciju uz povećano odnošenje kapi.

Karakteristika prikazanog načina spregnutog modeliranja domena zagrejačkog zida i domena dvofazne mešavine je neuniformni toplotni fluks i generacija pare određena rastom mehura i spregnutim rešavanjem toplotnog fluksa između zagrejačkog zida i tečnog filma. Standardni CFD proračuni i simulacije pretpostavljaju da na svakom delu zagrejačkog zida postoje svi mehanizmi ključanja, pri čemu se ne razlikuju diskretna mesta nukleacije mehurova. Slika 3.14 poredi numeričke rezultate ostvarene neuniformnim toplotnim fluksom (levo) i uniformnim toplotnim fluksom (desno). U obe simulacije je primenjen toplotni fluks od 500 kWm^{-2} . U slučaju neuniformnog toplotnog fluksa (levo) gustina mesta nukleacije je 10 cm^{-2} . Rezultati raspodele zapreminskog udela pare sa neuniformnim toplotnim fluksom pokazuju oblik dvofaznog toka sa neregularnim oblastima koje u prostoru zauzimaju voda i para, dok u simulacijama sa konstantnim toplotnim fluksom (desno) i uniformnim generisanjem pare takvu raspodelu dve faze u prostoru nije moguće ostvariti. Modeliranje toplotnog fluksa kao uniformnog (slika 3.14-desno) dovodi do toga da je predviđanje nivoa dvofazne mešavine na polovini visine u odnosu na slučaj levo sa neuniformnim toplotnim fluksom.



Slika 3.14 Rezultati numeričke simulacije bazenskog ključanja sa neuniformnim toplotnim fluksom (levo) i diskretno izabranim mestima nukleacije (zid se hladi tečnim filmom) i simulacija sa uniformnim toplotnim fluksom na površini između zida i fluida (desno).

Na slici 3.15 prikazani su rezultati numeričke simulacije promene temperature sa debljinom zagrejačkog zida sa grubom i finom mrežom (vrednosti predstavljaju srednje vrednosti temperatura u kontrolnim zapreminama u horizontalnoj ravni). Gruba mreža se sastoji od $40 \times 70 \times 40$ ($N_x \times N_{y,f} \times N_z$) kontrolnih zapremina za domen bazena i $40 \times 5 \times 40$ ($N_x \times N_{y,z} \times N_z$) kontrolnih zapremina za domen zida. Broj kontrolnih zapremina primenjen u finoj mreži je $80 \times 140 \times 80$ ($N_x \times N_{y,f} \times N_z$) za domen bazena i $80 \times 10 \times 80$ ($N_x \times N_{y,z} \times N_z$) za domen zagrejačkog zida. Simulacije sa obe mreže prikazuju približno istu promenu temperature. Razlika između srednjih temperatura na površini zagrejačkog zida je manja od 0,2 K. Raspodela srednjeg zapreminskog udela pare duž visine bazena, kao i raspodela brzina faza pri gruboj i finoj mreži nemaju velikih odstupanja. Prikazani rezultati pokazuju da model pouzdano predviđa veličine pri ključanju sa relativno malim brojem kontrolnih zapremina u poređenju sa modelima koji prate kretanje razdelne površine. Jednu simulaciju bazenskog ključanja je moguće sprovesti za približno 2 dana na računaru koji ima 2,6 GHz procesor. Dalje smanjenje vremena računanja bi bilo moguće paralelizacijom kompjuterskog algoritma. Vremenski korak integracije u svim prikazanim simulacijama je $5 \cdot 10^{-6}$ s pri nižim vrednostima toplotnih flukseva od 200 kWm^{-2} , dok pri višim fluksevima od 1600 kWm^{-2} vremenski korak integracije iznosi $5 \cdot 10^{-7}$ s. Relativna greška računanja bilansa mase za svaku kontrolnu zapreminu je ispod vrednosti 10^{-5} .



Slika 3.15 Sračunata srednja promena temperature kroz zagrejački zid sa grubom i finom mrežom.

Model bazenskog ključanja prikazan u ovoj disertaciji predstavlja originalni trodimenzijski model za simulaciju bazenskog ključanja. U poređenju sa kompjuterskim simulacijama ključanja dostupnim u literaturi koji uzimaju u obzir jedan ili dva mehura, rešavaju jedan domen uz ograničenja, itd., ovaj model uzima u obzir ponašanje više mehurova, baziran je na simultanom rešavanju kretanja dvofazne mešavine u bazenu i rešavanju nestacionarnog provođenja toplote u zagrejačkom zidu. Razmena toplote zida i dvofazne mešavine je modelirana odvojeno na mestima rasta mehurova i odvojeno na mestima gde tečni film kvasi zagrejački zid. Zbog ove činjenice, prikazan pristup ima mogućnost da predvidi neuniformnu razmenu toplote na zagrejačkom zidu, a samim tim predvidi temperature zida ispod mehura, zapreminskog udela pare u zapremini dvofazne mešavine i nivo dvofazne mešavine. Za razliku od numeričkih simulacija sprovedenih u ovoj disertaciji, standardne simulacije ključanja koje su zasnovane na deljenju toplotnog fluksa na komponente, primenjuju sve mehanizme ključanja na svakom delu zagrejačkog zida pri čemu mesta nastanka mehura nisu uočljiva. Ostvareni naučni doprinosi razvojem modela bazenskog ključanja i sprovođenjem numeričkih simulacija u okviru ove disertacije su sledeći:

i) Modeliranje bazenskog ključanja razvijenim modelom je pokazalo da kriva ključanja izrazito zavisi od gustine mesta nukleacije i ugla kvašenja,

ii) Oblik krive ključanja je manje osetljiv na promenu ugla kvašenja kod zagrejača izloženih starenju nego kod novih grejača sa glatkom površinom pri visokim vrednostima toplotnog fluksa od 500 kWm^{-2} . Oblik krive ključanja kod novih grejača sa glatkom površinom manje zavisi od ugla kvašenja pri manjim toplotnim fluksevima 200 kWm^{-2} .

iii) Razmena toplote od zagrejačkog zida ka mehuru koji raste, na mestu gde je mehur u kontaktu sa zidom, dovodi do naglog pada temperature u odnosu na srednju temperaturu zida. Ovaj pad temperature smanjuje razmenu toplote između zagrejačkog zida i tečnosti koja dolazi na mesto gde je bio mehur nakon njegovog odvajanja. Ovaj efekat dovodi do zaključka da je temperaturska razlika u članu za toplotni fluks pri naglom hlađenju površine zagrejačkog zida - kaljenju ("quenching" komponenti) kod modela koji dele toplotni fluks previsoka i da treba da ima manju vrednost.

iv) Temperatura duž zagrejačkog zida je niža u slučaju zapreminskog izvora toplote što bi odgovaralo električnom grejaču ili nuklearnom gorivu nego što je to u slučaju površinskog grejanja na dnu zagrejačkog zida. Bez obzira da li je u pitanju površinski ili zapreminski izvor grejanja, temperatura na gornjoj površini zagrejačkog zida je približno ista za ova dva slučaja.

v) Početni nivo tečnosti u bazenu ima blag uticaj na koeficijent prelaza toplote, gde se koeficijent prelaza povećava sa povećanjem nivoa tečnosti do 60 mm.

vi) Povećanje toplotne provodljivosti smanjuje temperaturu kroz zagrejački zid. Debljina zagrejačkog zida u opsegu od 1,25 mm do 4 mm nema uticaj na temperaturu gornje površine zagrejačkog zida.

vii) Standardni pristupi kompjuterskim simulacijama ključanja sa uniformnim toplotnim fluksom koji se predaje dvofaznoj mešavini, nisu u mogućnosti da predvide na pravi način oblik dvofaznog toka kao ni nivo dvofazne mešavine u bazenu. Model prikazan u ovom radu uzima u obzir neuniforman toplotni fluks sa zagrejačkog zida na dvofaznu mešavinu. Ovaj fluks je posebno određen razmenom toplote na diskretnim mestima nukleacije, a posebno na mestima gde tečni film kvasi zagrejački zid. Modeli sa uniformnim toplotnim fluksom ne razlikuju mesta na kojima raste mehur pa samim tim se može reći da su to modeli sa srednjim koeficijentom prelaza toplote i srednjom temperaturom zida. Sa druge strane, model razvijen u ovom radu razlikuje ta mesta i može da pouzdano predvidi veće temperaturske razlike zida i tečnosti na mestima gde tečni film kvasi zid, ali i manje temperaturske razlike na mestu gde rastu mehurovi.

viii) Razvijeni model ključanja sa odgovarajućim konstitutivnim korelacijama obezbeđuje pouzdanije rezultate uz manje kompjutersko vreme računanja od modela u literaturi koji prate kretanje razdelne površine.

3.8 Korelacija za krivu ključanja izvedena na osnovu numeričkih istraživanja bazenskog ključanja

Na osnovu sprovedenog numeričkog istraživanja bazenskog ključanja, predlaže se nova korelacija za bazensko ključanje u sledećoj generalnoj formi

$$\dot{q}_A = n\dot{Q}_b + (1 - \alpha_2)\dot{q}_{cond}, \quad (3.23)$$

gde n predstavlja gustinu mesta nukleacije, \dot{Q}_b predstavlja količinu toplote koja se odvodi sa zagrejačkog zida po jednom mehuru, α_2 predstavlja zapreminski udeo pare na površini zagrejačkog zida i \dot{q}_{cond} predstavlja količinu toplote koja se razmeni kondukcijom. Količina toplote koja se odvodi po jednom mehuru se može sračunati kao

$$\dot{Q}_b = \frac{4}{3}\pi\left(\frac{D}{2}\right)^3\rho_2r, \quad (3.24)$$

a količina toplote usled kondukcije se računa kao

$$\dot{q}_{cond} = \lambda_1 \frac{T_z - T_{sat}}{\sqrt{\pi a_1 \tau}}. \quad (3.25)$$

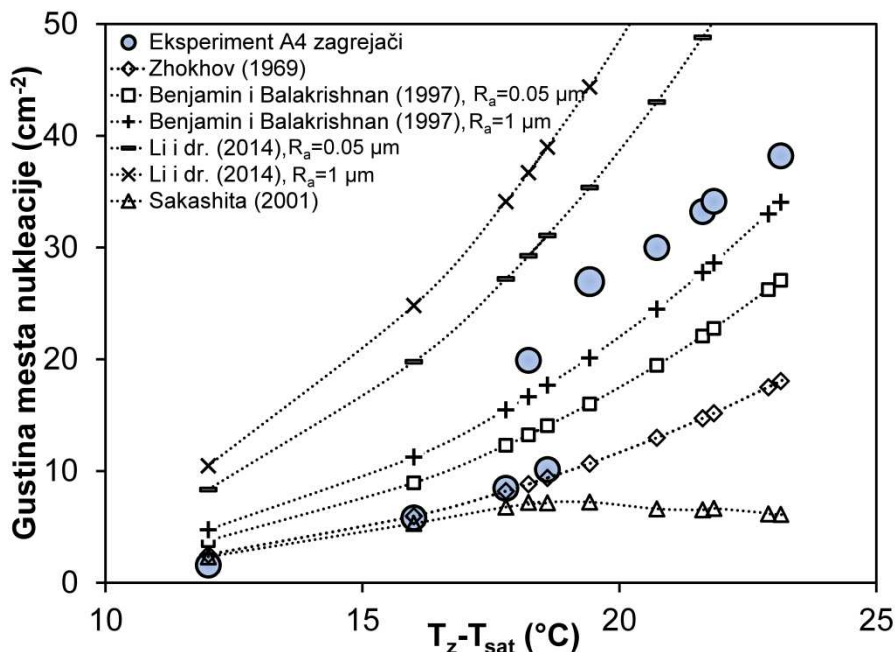
Vreme rasta mehura na zagrejačkom zidu τ u jednačini (3.25) je određeno jednačinom (3.20). Jednačina (3.25) predstavlja toplotni fluks sa površine polubeskonačne ploče koja je trenutno dovedena u dodir sa fluidom niže temperature (Incropera i dr., 2006).

Intenzitet razmenjene toplote usled kondukcije zavisi od raspodele dvofazne mešavine u blizini zida, pa je drugi član u jednačini (3.23) pomnožen sa zapreminskim udelom tečnosti.

Konačni oblik jednačine (3.23) glasi

$$\dot{q}_A = n \frac{\pi D^3}{6} \frac{\rho_2 r}{\tau} + (1 - \alpha_2) \lambda_1 \frac{T_z - T_{sat}}{\sqrt{\pi a_1 \tau}}. \quad (3.26)$$

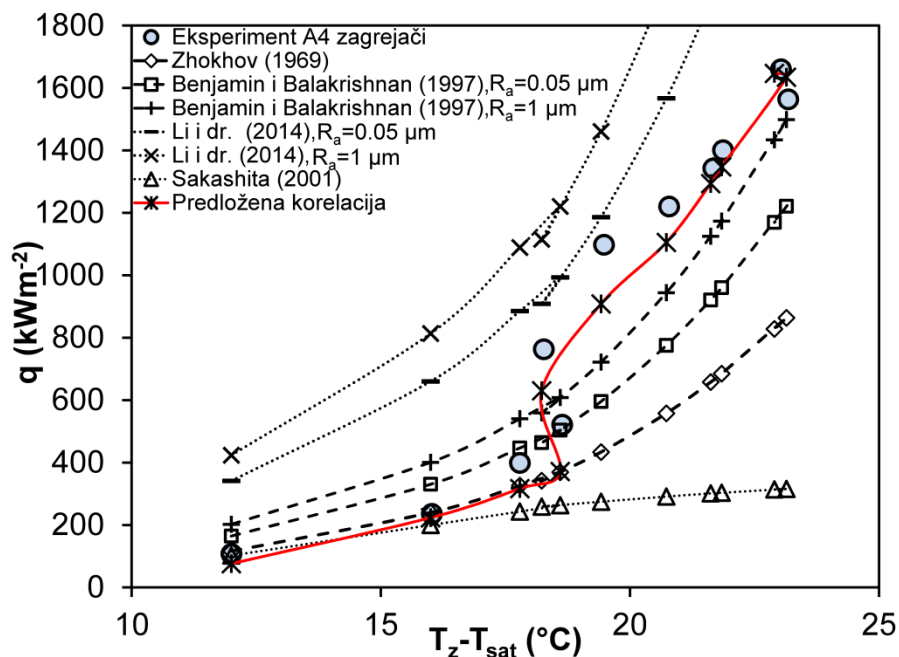
Slaganje ostvarenih rezultata numeričke simulacije sa eksperimentalnim, prikazano u potpoglavlju 3.7, u velikoj meri zavisi od gustine mesta nukleacije koja je ulazni parametar. U slučaju nedostatka eksperimentalnih podataka o gustini mesta nukleacije, moguće je korišćenje korelacija za njihovo predviđanje. Na slici 3.16 predstavljeno je poređenje dostupnih korelacija u literaturi sa izmerenim podacima autora Theofanous i dr. (2002a). Ove korelacije su detaljno predstavljene i opisane u potpoglavlju 2.2.2. Da bi se sračunale njihove vrednosti, korišćena su pregrevanja iz eksperimenta Theofanous i dr. (2002a). Korelacije Zhokhov (1969) i Sakashita (2001) predviđaju pouzdano gustinu mesta nukleacije za pregrevanja do 18 °C i 16 C sledstveno. Korelacija Benjamin i Balakrishnan (1997) je validirana za opseg srednje hrapavosti R_a od 0,02 μm do 1,17 μm dok je korelacija autora Li i dr. (2014) validirana za opseg srednje hrapavosti R_a od 0,004 μm do 2,22 μm . Na slici 3.16 usvojene su parametarski dve vrednosti srednje hrapavosti od 0,05 μm i 1 μm za obe korelacije da bi se prikazao njihov uticaj na gustinu mesta nukleacije. Sa slike 3.16 se može primetiti da korelacija Benjamin i Blakrishnan (1997) predviđa gustinu mesta nukleacije za veća pregrevanja pri srednjim hrapavostima većim od 1 μm , dok korelacija Li i dr. (2014) predviđa dobro gustinu mesta nukleacije za vrednosti hrapavosti manje od 0,05 μm .



Slika 3.16 Poređenje izmerenih i vrednosti za gustinu mesta nukleacije sračunatih korišćenjem korelacija.

Da bi se video uticaj gustine mesta nukleacije na krivu ključanja, na slici 3.17 upoređeni su eksperimentalni podaci za toplotni fluks u funkciji pregrevanja zida Theofanous i dr. (2002a) sa

rezultatima dobijenim korišćenjem ovde predložene korelacije (jednačina 3.26). Predložena korelacija koristi izmerena mesta nukleacije sa slike 3.16 i pokazuje najbolja poklapanja sa eksperimentalnim podacima. Međutim, kada se gustina mesta nukleacije odredi pomoću korelacija dostupnih u literaturi, mogu se uočiti odstupanja u manjoj ili većoj meri u zavisnosti od pregrevanja i korišćene hrapavosti. Sa slike 3.17 se vidi da korelacija Zhokhov (1969) pokazuje dobra poklapanja za pregrevanja zida do 16 °C, dok za veća pregrevanja najbolje poklapanje pokazuje korelacija Benjamin i Balakrishnan (1997) za vrednosti srednje hrapavosti veće od 1 μm. Novopredložena korelacija (3.26) je zasnovana na dva osnovna mehanizma ključanja i pokazuje da jednostavne korelacije mogu predvideti precizno krivu ključanja kako za niže, tako i za više vrednosti pregrevanja. Međutim, neophodno je poznavanje broja mesta nukleacije i ugla kvašenja kao ključnih uticajnih parametara ključanja. Na osnovu toga može se zaključiti da buduća istraživanja treba da budu usmerena ka istraživanju ovih veličina.



Slika 3.17 Predviđanje krive ključanja korelacijom (3.26) za gustinu mesta nukleacije određenu merenjem (Theofanous i dr., 2002a) ili za gustinu mesta nukleacije izračunatu na osnovu korelacija iz literature.

Model bazenskog ključanja razvijen u ovom poglavlju daje detaljan uvid u uticajne veličine ključanja na mikro nivou. Poznavanje raspodela ovih veličina, kao što su raspodela zapreminskog udela pare na zagrejačkom zidu i raspodela temperature u zagrejačkom zidu, predstavlja podlogu pri istraživanju uslova ključanja u strujnim uslovima na cevnom snopu u generatorima pare. Na osnovu razvijenog modela bazenskog ključanja, moguće je izvršiti provere veličina u strujnim uslovima kao što su: vrednost kritičnog toplotnog fluksa, pojavu lokalnog zasušenja, koeficijenta prelaza toplote i proveru postojećih empirijskih korelacija za prenos toplote ključanjem koje se koriste pri modeliranju strujnih uslova ključanja.

4. MODELIRANJE GENERISANJA PARE U USLOVIMA KLJUČANJA NA SPOLJAŠNJOJ POVRŠINI CEVNOG SNOPA GENERATORA PARE

Model bazenskog ključanja, prikazan u poglavlju 3, je zasnovan na simultanom rešavanju domena bazena i domena zagrejačkog zida. Generacija pare se u tim modelima odvija na površini zagrejačkog zida na mestima rasta mehurova ili na mestima gde je zagrejački zid prekriven tečnošću čija entalpija je viša od entalpije određene pritiskom zasićenja. Kada se ključanje dešava u energetskoj opremi u strujnim uslovima, pristup modeliranju dvofaznog toka je složeniji zbog složenije geometrije strujnog prostora i efekata koji u bazenskom ključanju nisu dominantni. U ovom poglavlju je prikazan model generisanja pare u uslovima ključanja na sekundarnoj strani generatora pare, gde se u strujnim uslovima sekundarni fluid dovodi, zagreva i ključa na spoljašnjoj površini cevno snopa generatora pare.

Numeričke simulacije uslova strujanja dvofazne mešavine na sekundarnoj strani generatora pare se vrše zbog efikasnosti i bezbednosti rada generatora pare, zato je za njegov pouzdan rad potrebno detaljno sagledati sve strujne i termičke efekte koji se javljaju. Vibracije cevno snopa i zamor materijala cevi mogu da se jave usled visokih vrednosti masenog fluksa dvofazne mešavine. Visoke vrednosti zapreminskog udela pare mogu da dovedu do smanjene površine za razmenu toplote i do krize razmene toplote. Kompjuterske simulacije strujanja treba da pokažu mogućnost nastanka vrtloga na sekundarnoj strani generatora pare, jer vrtlozi mogu da prouzrokuju taloženje soli na cevima. Danas se pri razvoju i projektovanju generatora pare postavljaju sve složeniji zahtevi za generisanje pare na grejnim površinama koje su izložene visokim vrednostima specifičnih toplotnih protoka. Ovakvi uslovi mogu da dovedu do krize razmene toplote koja je praćena termomehaničkim oštećenjem materijala zagrejačkog zida ili zasušenjem i gubitkom toplotnog ponora na strani prijemnika toplote. Na osnovu kompjuterskih simulacija moguće je istražiti složene mehanizme koji utiču na ostale parametre i opremu pri generisanju pare.

4.1 Zakoni održanja za dvofazno strujanje sa ključanjem na sekundarnoj strani generatora pare

Vertikalno strujanje dvofazne mešavine u generatoru pare se opisuje pomoću modela dva fluida koji se zasnovan na jednačinama bilansa mase, količine kretanja i energije, za svaku fazu pojedinačno. Koristi se koncept poroznosti pri čemu se u kontrolnoj zapremini mogu nalaziti tečna faza, parna faza i cevi.

Zakon održanja mase za tečnu fazu:

$$\frac{\partial(\alpha_1\rho_1)}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_1\rho_1\vec{u}_1) = -\Gamma_{isp} + \Gamma_{kond} + \dot{m}_{1,ul} \quad (4.1)$$

Zakon održanja mase za parnu fazu:

$$\frac{\partial(\alpha_2\rho_2)}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_2\rho_2\vec{u}_2) = \Gamma_{isp} - \Gamma_{kond} \quad (4.2)$$

Zakon održanja količine kretanja za tečnu fazu:

$$\frac{\partial(\alpha_1\rho_1\vec{u}_1)}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_1\rho_1\vec{u}_1\vec{u}_1) = -\alpha_1\nabla p + \alpha_1\rho_1\vec{g} + \vec{F}_{21} - \vec{F}_{31} - (\Gamma_{isp} - \Gamma_{kond})\vec{u}_1 + \dot{m}_{1,ul}\vec{u}_{1,ul} \quad (4.3)$$

Zakon održanja količine kretanja za parnu fazu:

$$\frac{\partial(\alpha_2 \rho_2 \vec{u}_2)}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_2 \rho_2 \vec{u}_2 \vec{u}_2) = -\alpha_2 \nabla p + \alpha_2 \rho_2 \vec{g} - \vec{F}_{21} - \vec{F}_{32} + (\Gamma_{isp} - \Gamma_{kond}) \vec{u}_i \quad (4.4)$$

Zakon održanja energije za tečnu fazu:

$$\frac{\partial(\alpha_1 \rho_1 h_1)}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_1 \rho_1 h_1 \vec{u}_1) = -(\Gamma_{isp} - \Gamma_{kond}) h'' + \dot{q}_{31} \quad (4.5)$$

Dopunska jednačina za bilans zapremine

$$\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 = 1, \quad (4.6)$$

gde indeksi 1, 2 i 3 u jednačinama (4.1-4.6) označavaju sledstveno tečnu, parnu fazu i cevi u snopu. Izvorni članovi sa desne strane bilansnih jednačina su maseni protok uticanja tečne faze $\dot{m}_{1,ul}$, brzina ispravanja Γ_{isp} , brzina kondenzacije Γ_{kond} , sila međufaznog trenja \vec{F}_{21} , sila trenja između zida cevi i tečne faze \vec{F}_{31} , sila trenja između zida cevi i parne faze \vec{F}_{32} . Entalpija pare u stanju zasićenja je označena sa h'' , brzina kretanja razdelne površine \vec{u}_i , zapreminski udeo α , zapreminski toplotni fluks koji se prenosi sa zida cevi na tečnu fazu \dot{q}_{31} .

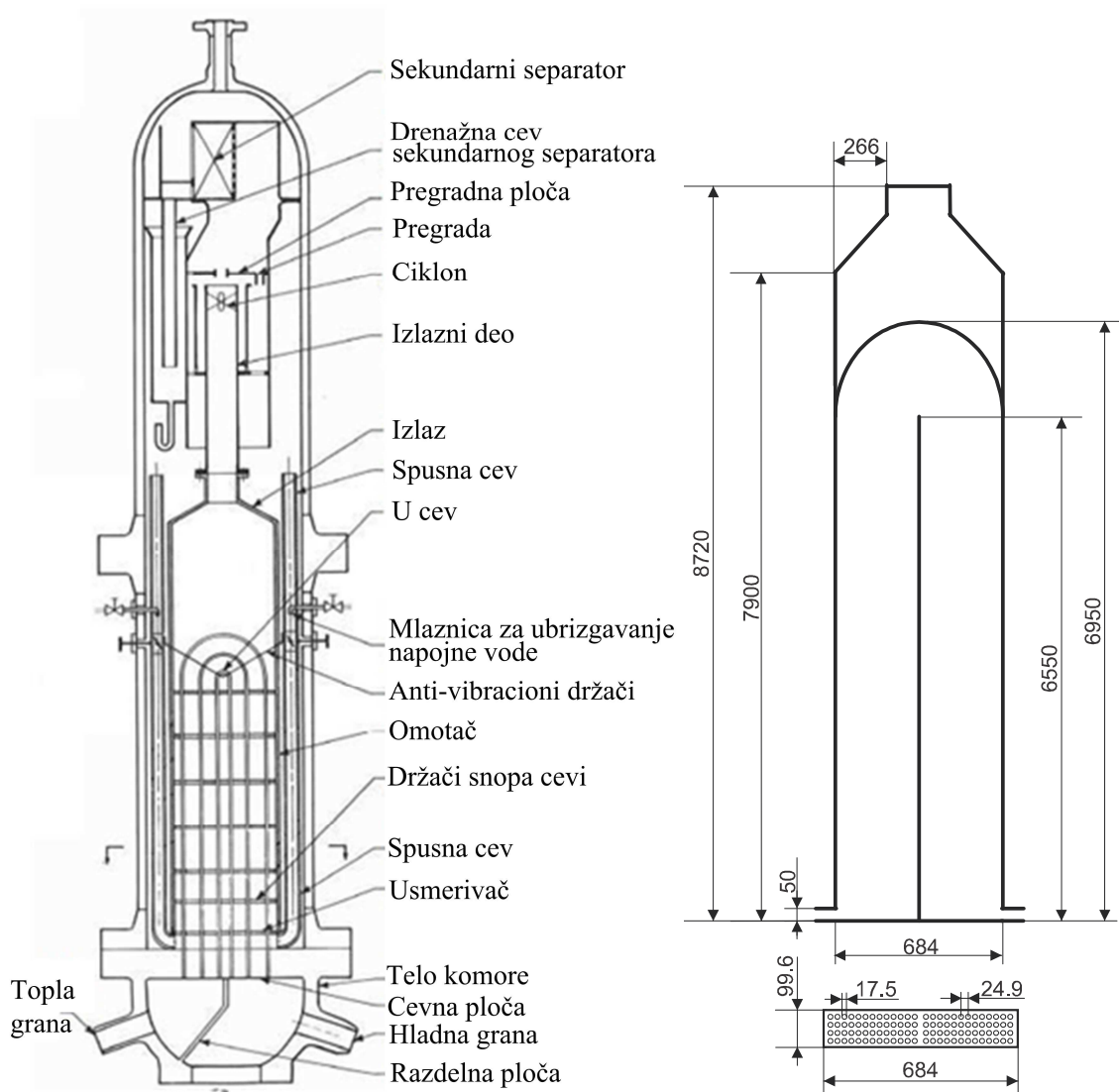
Pretpostavke koje su korišćene pri rešavanju bilansnih jednačina:

- i) Strujanje na sekundarnoj strani je dvodimenzijско strujanje,
- ii) Para na sekundarnoj strani generatora pare je u stanju zasićenja, tako da se ne rešava jednačina bilansa energije za parnu fazu,
- iii) Ne postoji razmena toplote između zida cevi i parne faze,
- iv) Pritisak je isti za obe faze u okviru jedne kontrolne zapremine,
- v) Usvojena je pretpostavka da je otpor strujanju dvofazne mešavine oko cevi u snopu kontinualno raspoređen i da je strujanje na sekundarnoj strani generatora pare strujanje u porznoj sredini,
- vi) Zakoni održanja su napisani u neviskoznoj formi, turbulencija nije modelirana već je turbulentna viskoznost uzeta u obzir preko koeficijenta otpora strujanju mešavine oko cevi u snopu.

4.2 Geometrija generatora pare

Numeričke simulacije strujanja na sekundarnoj strani generatora pare su sprovedene za uslove dvofaznog strujanja u eksperimentalnoj instalaciji MB2 (Model Boiler 2-slika 4.1), koja predstavlja umanjenu verziju vertikalnog generatora pare tipa Model F, koji se koristi u nuklearnim elektranama sa vrelovođenim reaktorom. Na umanjenoj verziji instalacije su zadržane geometrijske karakteristike generatora pare koji se koristi u nuklearnoj elektrani, dok generacija pare iznosi 1 % od proizvodnje pare realnog generatora pare u nuklearnoj elektrani na nominalnom režimu rada. Detaljan prikaz instalacije sa radnim i geometrijskim parametrima je predstavljen u (Hillberg, 2010). Primarni fluid je voda koja utiče kroz toplu granu i nakon ulazne komore struji kroz U-cevi, predaje toplotu sekundarnom fluidu i ističe preko izlazne komore u hladnu granu. Sekundarni fluid je pothlađena tečnost koja predstavlja mešavinu napojne vode i recirkulisane vode. Radni parametri generatora pare su prikazani u tabeli 4.1. Radni parametri i fizičke osobine primarnog i sekundarnog fluida u eksperimentalnoj instalaciji MB2, prikazani su u tabelama 4.2 i 4.3 sledstveno.

Mešavina napojne vode i recirkulisane zasićene vode struji vertikalno naniže kroz dve spusne cevi kružnog poprečnog preseka (unutrašnji prečnik spusnih cevi je 77,7 mm) i uvodi se na najnižoj koti na sekundarnu stranu generatora pare. Nakon uvođenja mešavina napojne vode i recirkulisane tečnosti struji oko snopa 52 kvadratno raspoređene U-cevi (materijal Inconel-600, debljina zida cevi 1 mm, spoljašnji prečnik cevi 17,5 mm, korak cevi 24,9 mm), zagreva se do uslova zasićenja, ključa i isparava. U-cevi su smeštene u omotaču u poretku 13x4 i fiksirane su držačima cevi na 5 visinskih nivoa. Na samom ulazu sekundarnog fluida u podizni kanal generatora pare nalazi se usmerivač fluidne struje. Visina pravog dela snopa U-cevi je 6,7 m što je za 0,5 m kraće nego na generatoru pare Model F. Površina za razmenu toplote je 39,8 m². Završni deo podiznog kanala generatora pare je izveden sa prelaznim konusnim delom, nakon kojeg dvofazna mešavina ističe ka ciklonu i separatorima. Dvofazna mešavina ne isparava u potpunosti u jednom polazu već nakon sekundarnog separatora recirkuliše i meša se sa napojnom vodom.



Slika 4.1 Izgled MB2 generatora pare (levo-Hillberg, 2010) i šematski prikaz njegovih dimenzija korišćenih u simulaciji (desno).

Tabela 4.1 Radni parametri eksperimentalne instalacije generatora pare MB2 (Hillberg, 2010).

Naziv parametra	Vrednost
Termička snaga	6,63 MW
Pritisak u parnom domu	6,96 MPa
Recirkulacioni broj	3,0

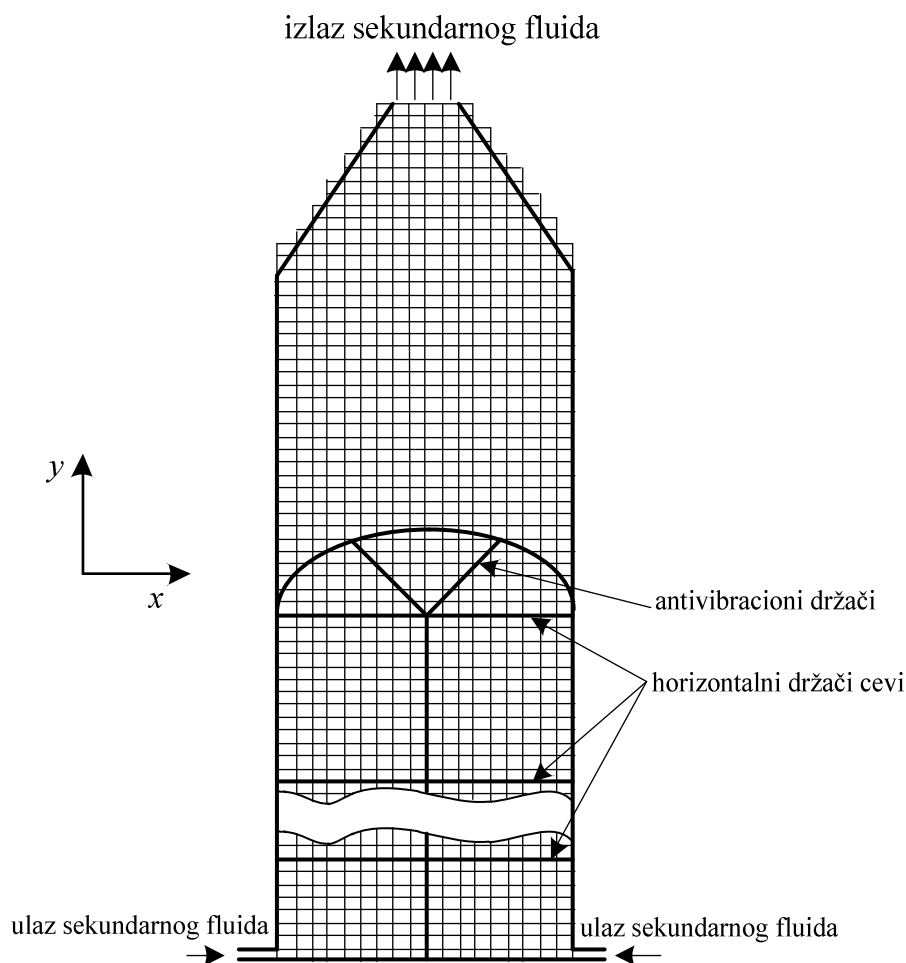
Tabela 4.2 Radni parametri i fizičke osobine primarnog fluida (voda) u eksperimentalnoj instalaciji MB2.

Naziv parametra	Vrednost
Maseni protok primarnog fluida	36,06 kgs ⁻¹
Pritisak u primarnom cirkulacionom krugu	15,5 MPa
Ulazna temperatura primarnog fluida	598,25 K
Izlazna temperatura primarnog fluida	566,45 K
Specifični toplotni kapacitet	6419,2 Jkg ⁻¹ K ⁻¹
Dinamička viskoznost	7,84 · 10 ⁻⁵ m ² s ⁻¹
Prandtl-ov broj	0,98

Tabela 4.3 Radni parametri i fizičke osobine sekundarnog fluida (voda - vodena para) u eksperimentalnoj instalaciji MB2.

Naziv parametra	Vrednost
Maseni protok sekundarnog fluida u jednoj grani	3,76 kgs ⁻¹
Ulazna temperatura sekundarnog fluida	542 K
Entalpija sekundarnog fluida na ulazu	1178,3 kJkg ⁻¹
Gustina sekundarnog fluida na ulazu	843,1 kgm ⁻³
Specifični toplotni kapacitet	4671,6 Jkg ⁻¹ K ⁻¹
Toplotna provodljivost sekundarnog fluida	0,64 Wm ⁻¹ K ⁻¹
Dinamička viskoznost	1,15 · 10 ⁻⁴ m ² s ⁻¹
Prandtl-ov broj	0,84

Strujni domen je određen omotačem generatora pare i podeljen je na 18x175 jednakih skalarnih kontrolnih zapremina (slika 4.2). Radi bolje preglednosti u vertikalnom pravcu nisu prikazane sve kontrone zapremine. U okviru jedne kontrolne zapremine mogu se nalaziti tečna faza, parna faza i zid cevi.



Slika 4.2 Podela strujnog prostora na kontrolne zapremine.

Drugi tip eksperimentalne instalacije odabran za simulaciju je model generatora pare tipa 51F koju je razvila NUPEC korporacija u Japanu (slika 4.3-Yagi, 2002). Jedan od ciljeva pri izradi ove instalacije vertikalnog generatora pare je istraživanje vibracija U-cevi koje nastaju pri strujanju dvofazne mešavine u cevnom snopu. Primarni fluid je voda, dok je sekundarni fluid freon R123. Prilikom izrade eksperimentalne instalacije generatora pare vodilo se računa da se dimenzije i materijal cevi izrade na isti način kao kod generatora pare tipa 51F. Nakon uvođenja sekundarnog fluida, on struji oko snopa 230 U-cevi (materijal Inconel-690, debljina 1,27 mm, spoljašnjeg prečnika cevi 22,3 mm, sa korakom cevi 32,54 mm). U-cevi su smeštene u kvadratnom poretku od 46x5 i fiksirane su držačima cevi na 7 različitih visinskih nivoa. U delu gde su U-cevi savijene (slika 4.4) postavljeni su anti-vibracioni držači. Visina cevnog snopa je približno 10,5 m. Na izlaznom delu je postavljen separator vlage koji utiče na smanjeni poprečni presek pri isticanju dvofazne mešavine. Radni parametri modela generatora pare 51F prikazani su u tabeli 4.4. Radni parametri primarnog i sekundarnog fluida i njihove fizičke osobine prikazane su u tabelama 4.5 i 4.6 sledstveno. Izbor radnih parametara na sekundarnoj i primarnoj strani je izveden u cilju zadržavanja istog odnosa gustina na eksperimentalnoj i stvarnoj instalaciji. Pošto stvarna instalacija generatora pare 51F radi sa mnogo većim parametrima na sekundarnoj strani, u modelskoj

instalaciji je izabran freon R123 kao radni fluid, koji sa odgovarajućim istim odnosom gustina treba da pokaže efekat opstrujavanja prepeka na sekundarnoj strani kao što je to slučaj u originalnoj instalaciji generatora pare.

Tabela 4.4 Radni parametri modela generatora pare tipa 51F (Yagi, 2002).

Naziv parametra	Vrednost
Termička snaga	2,0 MW
Pritisak u parnom domu	0,73 MPa

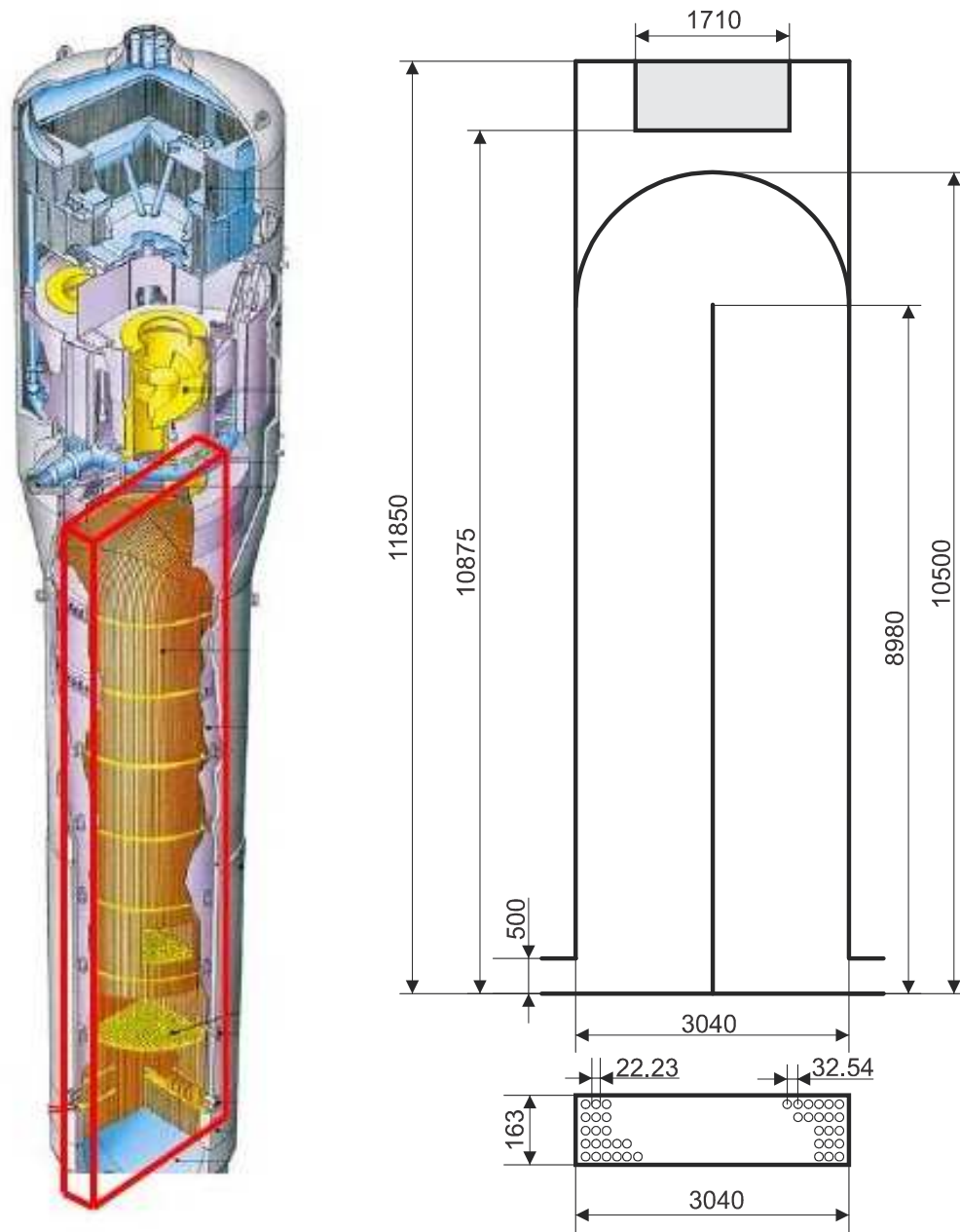
Tabela 4.5 Radni parametri primarnog fluida (voda) korišćeni u simulaciji.

Naziv parametra	Vrednost
Brzina primarnog fluida na ulazu u cevni snop	4 ms ⁻¹
Pritisak u primarnom cirkulacionom krugu	1,5 MPa
Ulazna temperature primarnog fluida	378 K
Izlazna temperature primarnog fluida	376,7 K
Specifični toplotni kapacitet	4220.7 Jkg ⁻¹ K ⁻¹
Dinamička viskoznost	2,68·10 ⁻⁴ m ² s ⁻¹
Prandtl-ov broj	1,67

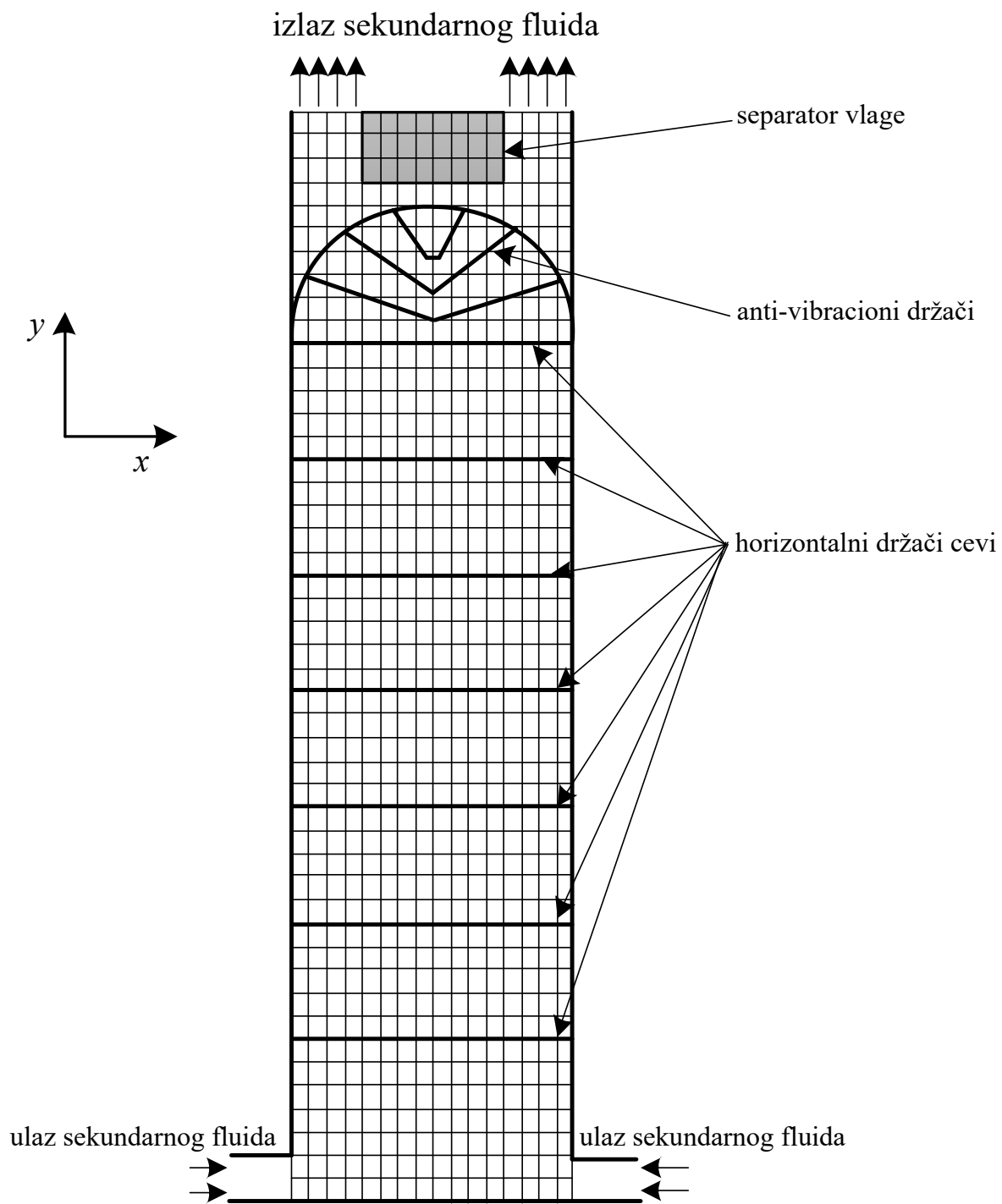
Tabela 4.6 Radni parametri sekundarnog fluida (freon R123) korišćeni u simulaciji.

Naziv parametra	Vrednost
Maseni protok sekundarnog fluida	240,0 kgs ⁻¹
Ulazna temperatura sekundarnog fluida	371,4 K
Entalpija sekundarnog fluida na ulazu	101,2 kJkg ⁻¹
Pritisak sekundarnog fluida na ulazu	0,86 MPa
Gustina sekundarnog fluida na ulazu	1257,9 kgm ⁻³
Specifični toplotni kapacitet	1138,8 Jkg ⁻¹ K ⁻¹
Toplotna provodljivost sekundarnog fluida	0,06 Wm ⁻¹ K ⁻¹
Dinamička viskoznost	1,94·10 ⁻⁴ m ² s ⁻¹
Prandtl-ov broj	3,77

Strujni domen generatora pare je podeljen na 16x47 jednakih skalarnih kontrolnih zapremina (slika 4.4). Pothlađeni sekundarni fluid utiče simetrično u dve kontrolne zapremine na dnu generatora pare.



Slika 4.3 Izgled modela generatora pare (levo-Yagi, 2002) i šematski prikaz njegovih dimenzija korišćenih u simulaciji (desno).



Slika 4.4 Numerička mreža na sekundarnoj strani generatora pare.

4.3 Konstitutivne korelacije

Članovi sa desne strane bilansnih jednačina (4.1-4.5) predstavljaju izvorne članove koji se modeliraju konstitutivnim korelacijama. Isparavanje se odvija u onim kontrolnim zapreminama gde je entalpija fluida veća od entalpije zasićenja. Isparavanje i kondenzacija se u modelima ključanja na sekundarnoj strani generatora pare modeliraju na isti način kao u modelima bazenskog ključanja (jednačina 3.8 i 3.9).

Međufazno trenje ima veliki uticaj na brzinsko i polje pritiska. Sila međufaznog trenja postoji ukoliko je prisutna razlika između brzina tečne i parne faze. Ova sila izvorno ima isti oblik kao pri bazenskom ključanju (jednačina 3.10), ali se koeficijent međufaznog trenja pri ključanju u snopu cevi do vrednosti zapreminskog udela pare 0,3 računa prema Stevanovic (2006)

$$C_D = \frac{2}{3} D \left\{ \frac{g \Delta \rho}{\sigma} \right\}^{1/2} \left\{ \frac{1 + 17,67(f(\alpha_2))^{6/7}}{18,67 f(\alpha_2)} \right\}^2, \quad (4.7)$$

dok se za veće vrednosti zapreminskog udela pare $0.3 \leq \alpha_2 \leq 1$ koeficijent međufaznog trenja računa kao

$$C_D = 3,717 D \left(\frac{g \Delta \rho}{\sigma} \right)^{1/2} (1 - \alpha_2)^3 (1 - 0,75 \alpha_2)^2. \quad (4.8)$$

Pad pritiska usled trenja na zidovima cevnog snopa se određuje homogenim modelom koji uzima u obzir zbir odvojenih padova pritiska svake faze koja je u interakciji sa zidom cevi. Sila trenja koja nastaje usled strujanja dvofazne mešavine oko snopa cevi se računa prema

$$\vec{F}_{3k} = (1 - \alpha_3) \frac{\Delta p_{k,e}}{\Delta e} \vec{e}, \quad (4.9)$$

gde α_3 predstavlja zapreminski udeo cevi u kontrolnoj zapremini, indeks k označava tečnu ili parnu fazu ($k=1,2$), \vec{e} je jedinični vektor koordinatnih osa x i y , Δe je širina kontrolne zapremine u odgovarajućem x ili y pravcu i $\Delta p_{k,e}$ je pad pritiska usled trenja uzrokovan strujanjem svake faze pojedinačno preko cevi koji se za tečnu fazu računa prema

$$\Delta p_{1,e} = \zeta_{1,e} \frac{\rho_1 \hat{u}_{1,e}^2}{2} (1 - \varphi), \quad (4.10)$$

gde je $(1 - \varphi)$ zapremina tečne faze u kontrolnoj zapremini, dok se za parnu fazu računa prema

$$\Delta p_{2,e} = \zeta_{2,e} \frac{\rho_2 \hat{u}_{2,e}^2}{2} \varphi, \quad (4.11)$$

gde su $\zeta_{1,e}$ koeficijent lokalnog otpora tečne faze u e pravcu, $\zeta_{2,e}$ koeficijent lokalnog otpora parne faze u e pravcu, $\hat{u}_{1,e}$ maksimalna brzina tečne faze u e pravcu i $\hat{u}_{2,e}$ maksimalna brzine parne faze u e pravcu. Koeficijent lokalnog otpora za Reynolds-ove brojeve manje od 4000 se računa prema Rassohin (1987) kao

$$\zeta_{k,e} = \frac{64 \Delta e}{\text{Re } d_c}, \quad (4.12)$$

dok se za Reynolds-ove brojeve u opsegu $10^{12} > \text{Re} > 4000$ računa prema izrazu

$$\xi_{k,e} = \frac{0,316 \Delta e}{\text{Re}^{0,25} d_c} \quad (4.13)$$

Maksimalna brzina faza u e pravcu se određuje prema

$$\hat{u}_{k,e} = \frac{u_{k,e}}{1 - \frac{d_c}{P_e}} \quad (4.14)$$

gde su d_c prečnik cevi i P_e korak cevi u e pravcu.

Poroznost se definiše kao

$$\psi = 1 - \alpha_3, \quad (4.15)$$

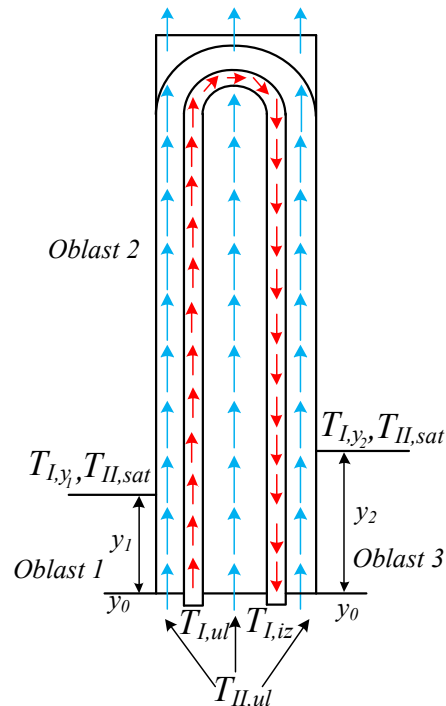
gde je α_3 zapreminski udeo cevi i računa se

$$\alpha_3 = \frac{\pi d_{c,sp}^2}{4P_x P_z}, \quad (4.16)$$

gde je $d_{c,sp}$ spoljašnji prečnik cevi, a P_x i P_z su odgovarajući koraci-rastojanja između osa cevi.

4.4 Modeliranje prenosa toplote sa primarnog na sekundarni fluid u okviru vertikalnog generatora pare

Da bi se odredila količina toplote koja se prenese sa snopa cevi na sekundarni fluid (jednačina 4.6-član zapreminski toplotni fluks \dot{q}_{31}), potrebno je podeliti snop cevi na karakteristične oblasti u kojima se razmenjuje toplota (slika 4.5).



Slika 4.5 Oblasti prenosa toplote u vertikalnom generatoru pare.

Oblast 1 je oblast konvektivnog prenosa toplote jednofaznom sekundarnom fluidu u hladnoj grani, druga oblast je dvofazna oblast gde se prenos toplote odvija ključanjem i isparavanjem. Treća oblast je jednofazna oblast konvektivnog prenosa toplote jednofaznom sekundarnom fluidu u hladnoj grani.

Algoritam određivanja zapreminskog toplotnog fluksa je sledeći:

1) Odrediti površinski toplotni fluks u jednofaznoj oblasti tople grane (Oblast 1 na slici 4.5)

Odrediti površinski toplotni fluks na ulazu u toplu granu na visini y_0 kao

$$\dot{q}_{A,y_0} = k(T_{I,ul} - T_{II,ul}), \quad (4.17)$$

i toplotni fluks u toploj grani na visini y_1 kao

$$\dot{q}_{A,y_1} = k(T_{I,y_1} - T_{II,sat}), \quad (4.18)$$

gde je k koeficijent prolaza toplote, $T_{I,ul}$ je poznata temperatura primarnog fluida na ulazu u toplu granu, $T_{II,ul}$ poznata temperatura sekundarnog fluida na ulazu u toplu granu, T_{I,y_1} je temperatura primarnog fluida na visini y_1 i $T_{II,sat}$ je poznata temperatura zasićenja sekundarnog fluida na visini y_1 .

Koeficijent prolaza toplote je određen kao aproksimacija za slučaj provođenja toplote kroz ravan zid prema izrazu

$$k = \left[\frac{1}{h_1} + R_z + \frac{\delta_z}{\lambda_z} + \frac{1}{h_2} \right]^{-1}, \quad (4.19)$$

gde je h_1 koeficijent prelaza toplote sa primarnog fluida na zid cevi, δ_z debljina zida, λ_z toplotna provodljivost zida cevi, R_z otpor zaprljanja i h_2 koeficijent prelaza toplote sa zida cevi na sekundarni fluid. Koeficijent prelaza toplote sa primarnog fluida na zid cevi u jednačini (4.17) se određuje na osnovu korelacije (Dittus i Boelter, 1930)

$$h_1 = 0,023 \frac{\lambda_l}{D_h} \text{Re}^{0,8} \text{Pr}^{0,4}, \quad (4.20)$$

gde je λ_l toplotna provodljivost primarnog fluida, a D_h hidraulički prečnik cevi kroz koju struji primarni fluid. Reynolds-ov broj za strujanje primarnog fluida se računa

$$\text{Re} = \frac{u_l D_h}{\nu_l}, \quad (4.21)$$

gde je u_l brzina strujanja primarnog fluida, a ν_l kinematska viskoznost primarnog fluida. Prandtl-ov broj se računa kao

$$\text{Pr} = \frac{\mu_l c_{p,l}}{\lambda_l}, \quad (4.22)$$

gde je μ_l dinamička viskoznost primarnog fluida, a $c_{p,l}$ specifični toplotni kapacitet primarnog fluida.

Koeficijent prelaza toplote sa zida cevi na sekundarni fluid u jednačini (4.19) se računa prema

$$h_2 = \frac{N_u \lambda_{II}}{D_{hpk}}, \quad (4.23)$$

gde je N_u Nusselt-ov broj u podiznom kanalu, λ_{II} toplotna provodljivost sekundarnog fluida u podiznom kanalu i D_{hpk} hidraulički prečnik podiznog kanala.

Nusseltov broj u jedačini (4.23) se računa prema korelaciji Petukhov i Roizen (1974)

$$\frac{Nu}{Nu_t} = 0,855 \left(\sqrt{\frac{4}{\pi}} \frac{P}{d_{sp}} \right)^{0,1688} \left(\sqrt{\frac{4}{\pi}} \frac{P}{d_{sp}} + 1 \right)^{0,2122}, \quad (4.24)$$

gde je $Nu_t = 0,028087 Re^{0,7878}$ za $Pr = 0,7$, d_{sp} spoljašnji prečnik cevi, P korak cevi.

Da bi se odredila temperatura primarnog fluida na visini y_I koja figuriše u jednačini (4.18) potrebno je napisati bilans energije za toplu granu u zoni konvektivnog prenosa toplote jednofaznom fluidu u obliku

$$\dot{m}_I c_{p,I} (T_{I,y_I} - T_{I,ul}) = \frac{\dot{m}_{II}}{2} (h_{II}' - h_{II,ul}), \quad (4.25)$$

pri čemu je usvojena pretpostavka da se maseni protok sekundarnog fluida \dot{m}_{II} raspodeljuje podjednako na oblast oko hladne i oko tople grane. Iz jednačine (4.25) se može sračunati temperatura primarnog fluida na visini y_I kao

$$T_{I,y_I} = T_{I,ul} - \frac{\dot{m}_{II}}{2\dot{m}_I c_{p,I}} (h_{II}' - h_{II,ul}), \quad (4.26)$$

gde su \dot{m}_I maseni protok primarnog fluida, \dot{m}_{II} maseni protok sekundarnog fluida, $c_{p,I}$ specifični toplotni kapacitet pri konstantnom pritisku primarnog fluida, h_{II}' entalpija zasićenja sekundarnog fluida, $h_{II,ul}$ entalpija sekundarnog fluida na ulazu u toplu granu.

2) Odrediti površinski toplotni fluks u jednofaznoj oblasti hladne grane (Oblast 3 na slici 4.5)

Analogno određivanju toplotnog fluksa u toploj grani, moguće je odrediti njegovu vrednost u hladnoj grani.

Odrediti površinski toplotni fluks na ulazu u hladnu granu na visini y_0 kao

$$\dot{q}_{A,y_0} = k(T_{I,izl} - T_{II,izl}), \quad (4.27)$$

i toplotni fluks u hladnoj grani na visini y_2 kao

$$\dot{q}_{A,y_2} = k(T_{I,y_2} - T_{II,sat}). \quad (4.28)$$

Ponoviti ceo postupak za hladnu granu prema jednačinama (4.17-4.25) i na osnovu poznate temperature primarnog fluida na izlazu, sračunati temperaturu primarnog fluida na visini y_2 prema

$$T_{I,y_2} = T_{I,iz} + \frac{\dot{m}_{II}}{2\dot{m}_I c_{p,I}} (h_{II}' - h_{II,ul}). \quad (4.29)$$

3) Na osnovu sračunatih površinskih toplotnih flukseva u jednačinama (4.17), (4.18), (4.27) i (4.28) sračunati zapreminske toplotne flukseve kao

$$\dot{q}_{31} = \frac{4\dot{q}_A}{d_{sp}}. \quad (4.30)$$

Zapreminski toplotni fluks dobijen jednačinom (4.30) je potrebno zadati kao granični uslov u kontrolnim zapreminama u toplim i hladnim granama do visina y_1 i y_2 . Visine na kojima će doći do zasićenog ključanja y_1 i y_2 , a koje je potrebno odrediti su određene iz bilansa

$$\dot{m}_I c_{p,I} \frac{dT_I}{dy} = -k(T_I - T_{II}) n_c \pi d_{sp}. \quad (4.31)$$

Integracijom jednačine (4.31) od y_0 do y_1 u slučaju tople grane i od y_0 do y_2 u slučaju hladne grane dobija se visina zagrevanja u toploj grani

$$y_1 = \frac{\dot{m}_{II} c_{p,II} \frac{T_{II,sat} - T_{II,ul}}{T_{I,ul} - T_{II,ul}}}{2n_c \pi d_{sp} k}, \quad (4.32)$$

dok je visina zagrevanja u hladnoj grani

$$y_2 = \frac{\dot{m}_{II} c_{p,II} \frac{T_{II,sat} - T_{II,ul}}{T_{I,iz} - T_{II,ul}}}{2n_c \pi d_{sp} k}. \quad (4.33)$$

Usvojena je pretpostavka da se zapreminski toplotni fluks menja linearno u toploj i hladnoj grani sa visinom y . Zanemaren je uticaj pothlađenog ključanja u oblasti tople i hladne grane pri određivanju koeficijenta prolaza toplote.

4) Odrediti zapreminski toplotni fluks u oblasti prenosa toplote ključanjem i isparavanjem (Oblast 3 na slici 4.5)

Ako se krene od jednodimenzionalne jednačine održanja energije za slučaj prenosa toplote sa primarnog na sekundarni fluid u obliku

$$\rho_I c_{p,I} \left(\frac{\partial T_I}{\partial t} + u_I \frac{\partial T_I}{\partial y} \right) = -\dot{q}_A a_{31} \quad (4.34)$$

gde se površinski toplotni fluks računa

$$\dot{q}_A = k(T_I - T_{II}) \quad (4.35)$$

i gde se koeficijent prolaza toplote k određuje jednačinom (4.19), koeficijent prelaza toplote h_1 sa primarnog fluida na zid cevi se određuje jednačinom (4.20). Koeficijent prelaza toplote h_2 sa zida cevi na dvofaznu mešavinu pri ključanju se računa prema relaciji (Mostinski, 1963; Sarczewski, 1965) kao

$$h_2 = f(p) \dot{q}_A^n. \quad (4.36)$$

Kombinujući jednačine (4.19), (4.35) i (4.36) dobija se jednačina

$$(T_{II} - T_I) = \left(\frac{1}{h_1} + R_w + \frac{\delta_z}{\lambda_z} \right) \dot{q}_A + \frac{\dot{q}_A^{1-n}}{f(p)}. \quad (4.37)$$

Uzimajući u obzir da se pri rešavanju jednačine (4.34) toplota provodi stacionarno i da se koeficijent prelaza toplote sa zida cevi na dvofaznu mešavinu se računa prema jednačini (4.36) gde je $n=0,7$, a $f(p)$ je funkcija pritiska, jednačina (4.34) dobija oblik

$$\rho_I c_{p,I} u_I \frac{\partial (T_I - T_{II})}{\partial y} = -\dot{q}_A a_{31}, \quad (4.38)$$

U jednačini (4.38) se dT_I može zameniti sa $d(T_I - T_{II})$ zbog konstantne temperature sekundarnog fluida čiji izvod ne zavisi od visine u y pravcu. Ako se sada jednačina (4.38) smeni u jednačinu (4.37) dobija se konačan oblik promene površinskog toplotnog fluksa u Oblasti 2

$$\rho_I c_{p,I} \left(\frac{1}{h_1} + R_w + \frac{\delta_z}{\lambda_z} + \frac{1-n}{f(p)} + \dot{q}_A^n \right) \frac{d\dot{q}_A}{dy} + \dot{q}_A a_{31} = 0, \quad (4.39)$$

gde je a_{31} razdelna površina

$$a_{31} = \frac{d_{sp} \pi}{P^2}, \quad (4.40)$$

u kojoj je P korak cevi.

Funkcija pritiska $f(p)$ se u slučaju MB2 instalacije generatora pare, kod koje je voda sekundarni fluid, ima oblik

$$f(p) = 0,106 p_c^{0,69} f(p_R), \quad (4.41)$$

gde je p_c (bar) kritični pritisak za vodu, dok se funkcija $f(p_R)$ računa izrazom

$$f(p_R) = 1,8 p_R^{0,17} + 4 p_R^{1,2} + 10 p_R^{10}, \quad (4.42)$$

gde je p_R redukovani pritisak koji predstavlja odnos radnog i kritičnog pritiska za vodu.

Funkcija pritiska za eksperimentalnu instalaciju modela generatora pare 51F, koji kao sekundarni fluid koristi freon R123, se računa kao

$$f(p) = 4,32 \left(p^{0,14} + 1,28 \cdot 10^{-2} p^2 \right), \quad (4.43)$$

gde je p (MPa) radni pritisak.

Jednačina (4.39) je rešena metodom Runge-Kutta za rastojanje od y_1 do y_2 , nakon čega je moguće sračunati zapreminski toplotni fluks u svakoj kontrolnoj zapremini strujnog prostora prema

$$\dot{q}_{31} = \frac{4\dot{q}_A}{d_{sp}}. \quad (4.44)$$

5) Nakon određivanja zapreminskog toplotnog fluksa na celoj dužini cevi, potrebno ga je rasporediti na kontrolne zapremine u kojima postoje cevi i uraditi proveru da li je ukupna razmenjena snaga jednaka snazi generatora pare. Ako je potrebno izvršiti korekciju sračunate snage u odnosu na stvarnu snagu u eksperimentalnoj instalaciji, korigovati vrednost zaprljanja u jednačinama (4.19) i (4.37). Pri zadavanju zapreminskog toplotnog fluksa, pretpostavljeno je da su sve U-cevi iste dužine i da se toplotni fluks podjednako raspodeljuje na sve U-cevi.

4.5 Granični uslovi

Primenjeni granični uslovi za rešavanje jednačina pri strujanju u vertikalnom generatoru pare su predstavljeni u tabeli 4.7. Na levoj i desnoj vertikalnoj granici, u kontrolnim zapreminama gde se nalazi omotač strujnog prostora, zadat je granični uslov da su brzine tečne i parne faze u horizontalnom i vertikalnom pravcu jednake nuli, dok je promena entalpije tečne faze u pravcu normalnom na pravac zida jednaka nuli. U onim kontrolnim zapreminama u kojima postoji uticanje sekundarnog fluida zadat je granični uslov brzine uticanja koja za levu stranu uticanja u generator pare ima pozitivnu vrednost dok za desnu ima negativnu vrednost. Osim toga na mestu uticanja zadat je granični uslov da je zapreminski udeo pare jednak nuli i entalpija sekundarnog fluida je jednaka entalpiji čija vrednost zavisi od pritiska i temperature pothlađenja. Na donjoj horizontalnoj granici brzine tečne i parne faze su jednake nuli, dok je promena entalpije tečnosti u vertikalnom pravcu jednaka nuli. Na gornjoj horizontalnoj granici promene entalpije tečnosti, brzine tečnosti i pare u vertikalnom pravcu su jednake nuli.

Tabela 4.7 Granični uslovi za simulaciju dvofaznog strujanja na sekundarnoj strani generatora pare.

Leva i desna vertikalna granica	$x=0, 0 \leq y \leq H$	U kontrolnim zapreminama gde se nalazi omotač podiznog kanala ili prelazni deo podiznog kanala: $u_1, u_2 = 0, v_1, v_2 = 0, \frac{\partial h_1}{\partial x} = 0$
	$x=a, 0 \leq y \leq H$	U kontrolnim zapreminama gde je uticanje sekundarnog fluida: $u_1 = \frac{\dot{m}_{sf}}{\rho_{sf} A}; u_2, v_1, v_2 = 0; h_1 = h(p_{sf}, T_{sf}); \alpha_2 = 0$
Donja horizontalna granica	$0 \leq x \leq a, y=0$	$v_1, v_2 = 0, u_1, u_2 = 0, \frac{\partial h_1}{\partial y} = 0$
Gornja horizontalna granica	$0 \leq x \leq a, y=H$	$\frac{\partial u_1}{\partial y}, \frac{\partial u_2}{\partial y} = 0, \frac{\partial v_1}{\partial y}, \frac{\partial v_2}{\partial y} = 0, \frac{\partial h_1}{\partial y} = 0$

4.6 Primena metode kontrolnih zapremina i metode SIMPLE na rešavanje ključanja na sekundarnoj strani generatora pare

Rešava se sistem od osam parcijalnih diferencijalnih jednačina koji formiraju jednačine (4.2), (4.5) i projekcije jednačina količine kretanja (4.3) i (4.4) na ose Descartes-ovog koordinatnog sistema. Skalarnе kontrolne zapremine su primenjene na rešavanje polja entalpije tečnosti, polja zapreminskog udela pare i polja pritiska, dok su brzine računate u pomerenim kontrolnim zapreminama. Primenjena je potpuno implicitna šema za određivanje vremenskih promena zavisno promenljivih parametara. Polje pritiska je sračunato SIMPLE metodom Patankara (1980), (razvoj ovih jednačina u diskretizovanom obliku za dvofaznu mešavinu je dat u Stevanovic (2006)). Procedura dvodimenzijske simulacije ključanja na sekundarnoj strani generatora pare je data kroz sledeće korake:

- 1) Zadavanje početnih vrednosti zavisno promenljivih parametara modela, termofizičkih karakteristika tečne i parne faze i geometrije strujnog prostora za dvofazni region (zadavanje termofizičkih parametara fluida, zadavanje početnih vrednosti brzina za obe faze, zadavanje početne entalpije tečnosti, zadavanje početnih vrednosti zapreminskog udela pare i tečnosti, zadavanje poroznosti u onim kontrolnim zapreminama gde se nalaze cevi u cilju smanjenja preostalog zapreminskog udela za strujanje sekundarnog fluida, zadavanje dimenzija skalarnih kontrolnih zapremina, koraka integracije i greške rešavanja bilansnih jednačina),
- 2) Zadavanje graničnog uslova uticanja u kontrolnim zapreminama gde sekundarni fluid utiče u podizni kanal.
- 3) Sračunavanje polja entalpije tečnosti i zapreminskog udela pare na osnovu jednačina (4.5) i (4.2)
- 4) Sračunavanje projekcija brzina tečne i parne faze u okviru kontrolnih zapremina koje su pomerene u pravcu osa Descartes-ovog koordinatnog sistema u odnosu na skalarnu kontrolnu zapreminu na osnovu jednačina (4.3) i (4.4), (brzine obe faze se projektuju na dve ose Descartes-ovog koordinatnog sistema),
- 5) Rešavanje polja pritiska (za pretpostavljeno ili u prethodnom koraku sračunato polje pritiska, rešiti bilansne jednačine količine kretanja i dobiti odgovarajuće brzine parne i tečne faze, rešiti jednačinu korekcije pritiska, rešiti stvarno polje pritiska, rešiti stvarne vrednosti brzina, novodobijeno polje pritiska usvojiti kao početno i ponoviti postupak dok rešenje ne konvergira prema Stevanović (2006)),
- 6) Ponoviti korake 3), 4), 5) sve dok suma desnih strana bilansnih jednačina mase (4.1) i (4.2) ne bude manja od unapred zadate greške u svakoj kontrolnoj zapremini.
- 7) Vreme simulacije se povećava. Novi vremenski korak integracije počinje uz dodeljivanje novih sračunatih veličina početno zadatim.

Pri rešavanju brzine parne i tečne faze u y pravcu u koraku 4) potrebno je zadati lokalne koeficijente otpora u kontrolnim zapreminama u kojima se nalaze usmerivači protoka i anti-vibracioni držači cevnog snopa. Pri rešavanju entalpije tečne faze učitava se zapreminski izvor toplote u svakoj kontrolnoj zapremini gde su cevi na osnovu proračuna opisanog u potpoglavlju 4.4.

4.7 Prikaz rezultata numeričke simulacije ključanja na sekundarnoj strani generatora pare

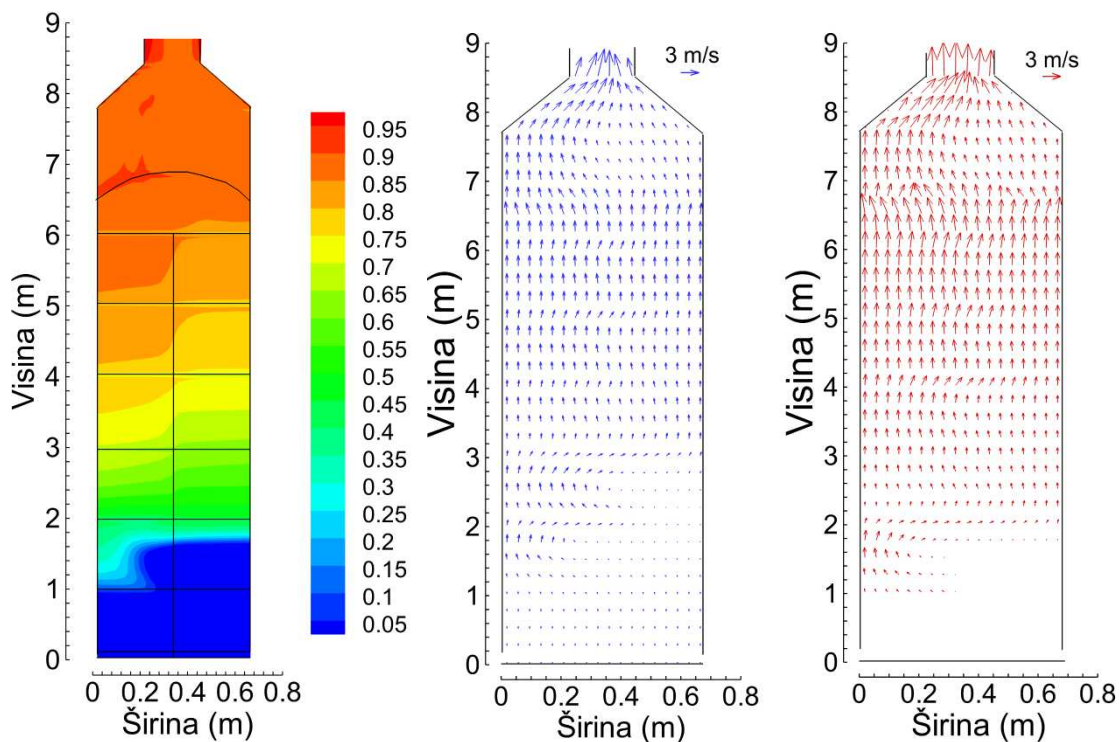
4.7.1 Rezultati numeričke simulacije za eksperimentalnu instalaciju sa vodom kao sekundarnim fluidom

Razvijeni model ključanja na sekundarnoj strani generatora pare primenjen je prvo na simulaciju strujanja u eksperimentalnoj instalaciji MB2 opisanoj u potpoglavlju 4.2. Rezultati simulacije su upoređeni sa izmerenim podacima koji su dostupni u radovima Young i dr. (1984) i Cong i dr. (2015). U ovim radovima su date izmerene temperature primarnog i sekundarnog fluida na različitim visinama cevi za različite širine tople i hladne grane, i izmerene pritiske duž snopa U-cevi.

Na slici 4.6 predstavljeni su rezultati simulacije - sračunato polje zapreminskog udela pare (levo), brzinsko polje tečne faze (sredina) i brzinsko polje parne faze (desno). Sa slike 4.6 (levo) se vidi da sekundarni fluid utiče sa donjih bočnih strana u generator pare gde se protok simetrično raspoređuje na toplu granu (levo) i hladnu granu (desno). Pothlađena voda se preko usmerivača protoka na visini 0,1 m ravnomerno raspodeljuje i na višim kotama zagreva na račun hlađenja cevi kroz koje struji topliji primarni fluid. Na visini od 1 m u toploj grani dolazi do zasićenog mehurastog

ključanja, dok je ta visina u hladnoj grani približno na 1,8 m. Nakon ove visine sekundarni fluid isparava što se ogleda u povećanju zapreminskog udela parne faze. Idući ka vrhu snopa U-cevi javlja se asimetričnost u polju zapreminskog udela parne faze u toploj i hladnoj grani, da bi on na izlazu iz generatora pare na visini od 9 m bio približno 0,9.

Analiza polja brzine tečne faze na slici 4.6 (sredina) pokazuje da se sekundarni fluid u pothlađenom stanju simetrično i horizontalno uvodi u generator pare, a zatim se ravnomerno raspoređuje usmerivačem protoka nakon čega struji vertikalno naviše. Na mestima lokalnih otpora kao što su usmerivač protoka (visina 0,1 m) i horizontalni držači cevnog snopa (visine 1 m, 2 m, 3 m, 4 m, 5 m i 6 m), može se primetiti da strujanje tečne faze dobija bočni karakter. Na izlazu iz cevnog snopa i mestu suženja podiznog kanala javlja se vrtložno strujanje tečne faze. Na slici 4.6 (desno) je prikazano je polje brzine parne faze. U donjim delovima generatora pare, do visine 1 m na toploj strani i do 1,8 m na hladnoj strani, vektori brzine parne faze se ne vide jer još nije došlo do generacije pare. Vektori brzine parne faze imaju sličan karakter kao i vektori tečne faze, pri čemu imaju veći intenzitet zbog klizanja između faza. Kao i kod tečne faze, na izlazu iz cevnog snopa i na mestu suženja podiznog kanala, javlja se vrtložno strujanje.

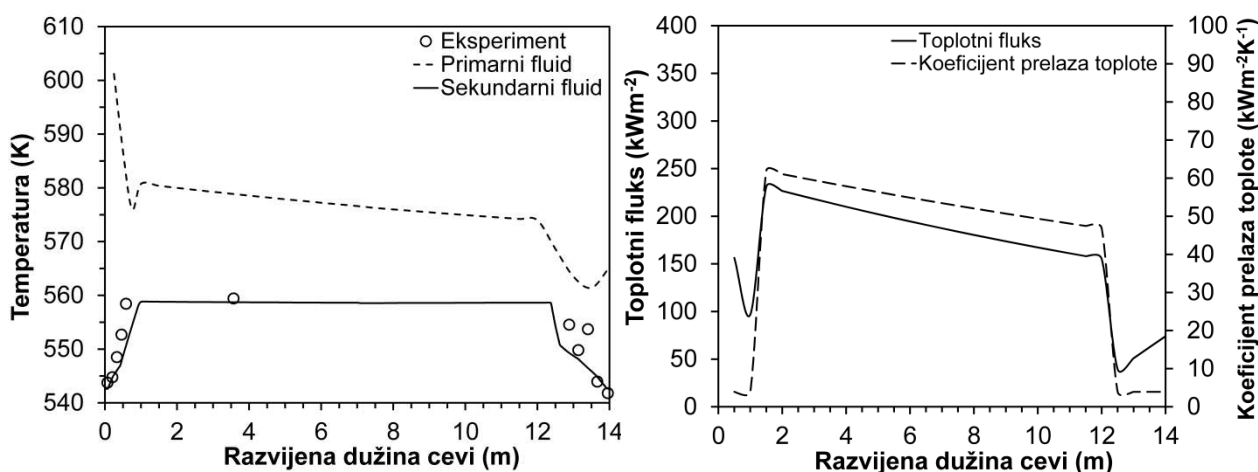


Slika 4.6 Raspodela zapreminskog udela pare (levo), brzine tečne faze (sredina) i brzina parne faze (desno).

Na slici 4.7 (levo) sračunata promena temperature sekundarnog fluida je upoređena sa izmerenim vrednostima. Numeričkom simulacijom rešava se polje entalpije tečnosti sekundarnog fluida u svim tačkama strujnog prostora generatora pare. Nakon toga moguće je sračunati temperaturu sekundarnog fluida u oblasti pothlađene vode kao odnos entalpije sekundarnog fluida i specifičnog toplotnog kapaciteta. Merači temperature sekundarnog fluida se nalaze na različitim visinama tople i hladne grane. Vrednosti temperatura sekundarnog fluida na slici 4.7 (levo) odgovaraju temperaturama izmerenim na polovini širine tople grane ($x=0,17$ m) i na polovini širine hladne grane ($x=0,51$ m). Rezultati pokazuju zadovoljavajuće slaganje izmerenih i sračunatih temperatura sekundarnog fluida. Odstupanje izmerenih od sračunatih temperatura prisutno je u hladnoj grani na

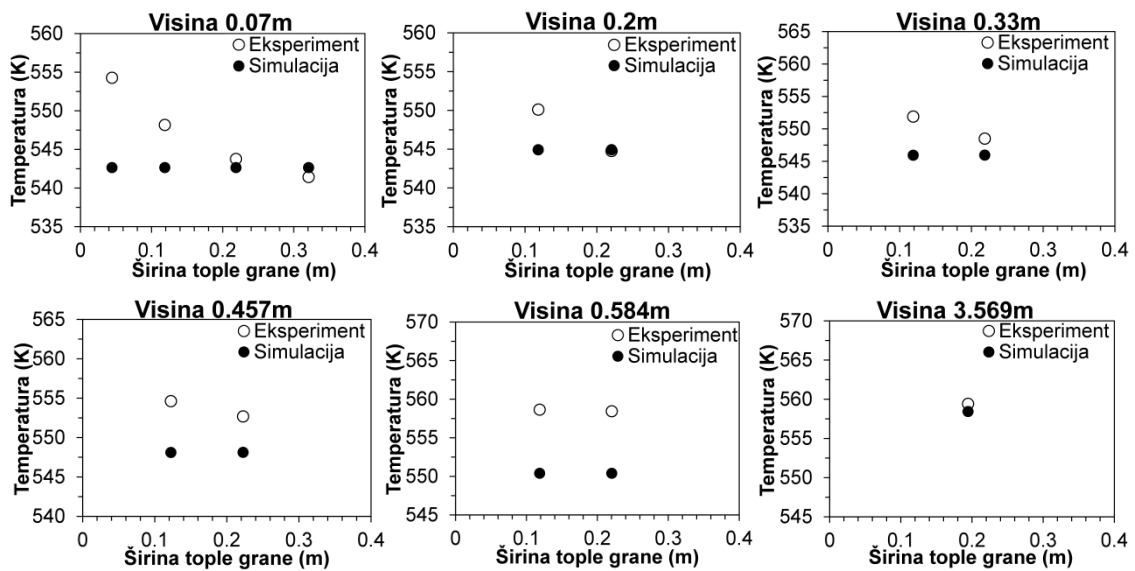
visini zagrevanja od 1,8 m (na 13,2 metra razvijene dužine U-cevi). Međutim, u toj oblasti se može primetiti i rasipanje izmerenih temperatura sekundarnog fluida, što se pripisuje lokalnim prostornim strujnim efektima, koji nisu obuhvaćeni dvodimenzijским proračunom ili mernoj nesigurnosti.

Na slici 4.7 (desno) prikazani su sračunati rezultati površinskog toplotnog fluksa i koeficijenta prelaza toplote sa zida cevi na sekundarni fluid duž razvijene cevi. Prikazane vrednosti su korišćene u simulaciji pri određivanju količine toplote koja se prenese sa zida cevi na sekundarni fluid. Iako je na liniji zagrevanja u toploj i hladnoj grani korišćena približno ista vrednost koeficijenta prolaza toplote, toplu granu odlikuje nešto veći površinski toplotni fluks nego hladnu granu, zbog veće temperaturske razlike primarnog i sekundarnog fluida na toploj grani. Sa početkom zasićenog ključanja, povećava se i koeficijent prolaza toplote, a samim tim i količina toplote predata sekundarnom fluidu. Na visini 1 m na kojoj je dostignuto zasićeno ključanje u toploj grani, postoji porast vrednosti površinskog toplotnog fluksa sa vrednosti 100 kWm^{-2} na vrednost 230 kWm^{-2} . Na istom mestu koeficijent prelaza toplote sa zida cevi na sekundarni fluid ima porast približno 15 puta, sa $4 \text{ kWm}^{-2}\text{K}^{-1}$ na $60 \text{ kWm}^{-2}\text{K}^{-1}$. Osim na mestima skokovitih promena, vrednosti površinskog toplotnog fluksa i koeficijenta prelaza toplote se praktično linearno menjaju sa razvijenom dužinom U-cevi.



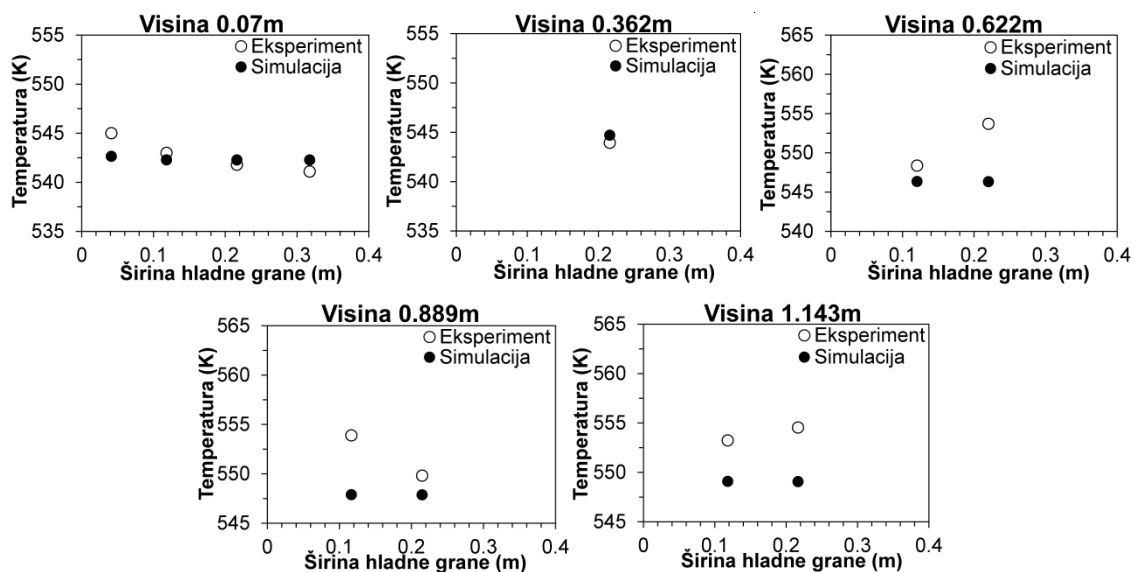
Slika 4.7 Raspodela temperature primarnog i sekundarnog fluida (levo) i raspodela toplotnog fluksa i koeficijenta prelaza toplote sa zida cevi na sekundarni fluid (desno).

Na slici 4.8 prikazano je poređenje izmerenih i sračunatih temperatura sekundarnog fluida po širini tople grane. Poređenja su izvršena na različitim visinama generatora pare od 0,07 m do 3,569 m. Visina pozicije poslednjeg merača temperature odgovara polovini visine cevnog snopa generatora pare. U središnjem delu tople grane je ostvareno zadovoljavajuće poklapanje izmerenih i sračunatih vrednosti temperatura sekundarnog fluida. Najveće odstupanje sračunatih vrednosti temperatura u vidu relativne greške od 1,4 % je ostvareno na visini tople grane od 0,584 m. U oblasti blizu zida omotača generatora pare na visini 0,07 m relativna greška je 2,2 %.



Slika 4.8 Raspodela temperature sekundarnog fluida po širini tople grane i na različitim visinama generatora pare.

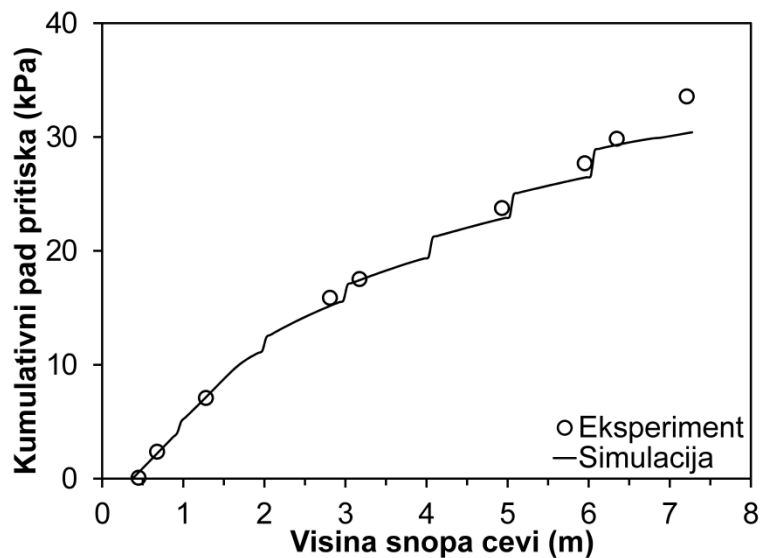
Na slici 4.9 prikazano je poređenje izmerenih i sračunatih temperatura sekundarnog fluida po širini hladne grane. Poređenja su izvršena na pet različitim visina od 0,07 m do 1,143 m. Ostvarena su dobra poklapanja na svim visinama.



Slika 4.9 Raspodela temperature sekundarnog fluida po širini hladne grane i na različitim visinama generatora pare.

Na slici 4.10 predstavljeno je poređenje izmerenih i sračunatih vrednosti kumulativne promene pritiska sekundarnog fluida duž visine generatora pare. Osam merača pritiska je postavljeno na sredini tople grane na osam različitih visina cevnog snopa, dok je deveti merač postavljen neposredno iznad cevnog snopa. Sa slike 4.10 se može primetiti da na mestima horizontalnih držača cevnog snopa koji su modelirani kao lokalni otpori strujanju postoji nagli pad pritiska. Slaganje izmerenih i sračunatih promena pritiska je zadovoljavajuće. Najveće odstupanje od izmerene

vrednosti je neposredno iznad cevnog snopa. Ovo može da bude posledica vrložnog strujanja koje je zapaženo u numeričkoj simulaciji što može da se odrazi na tačnost proračunatih vrednosti pritiska u ovoj oblasti.

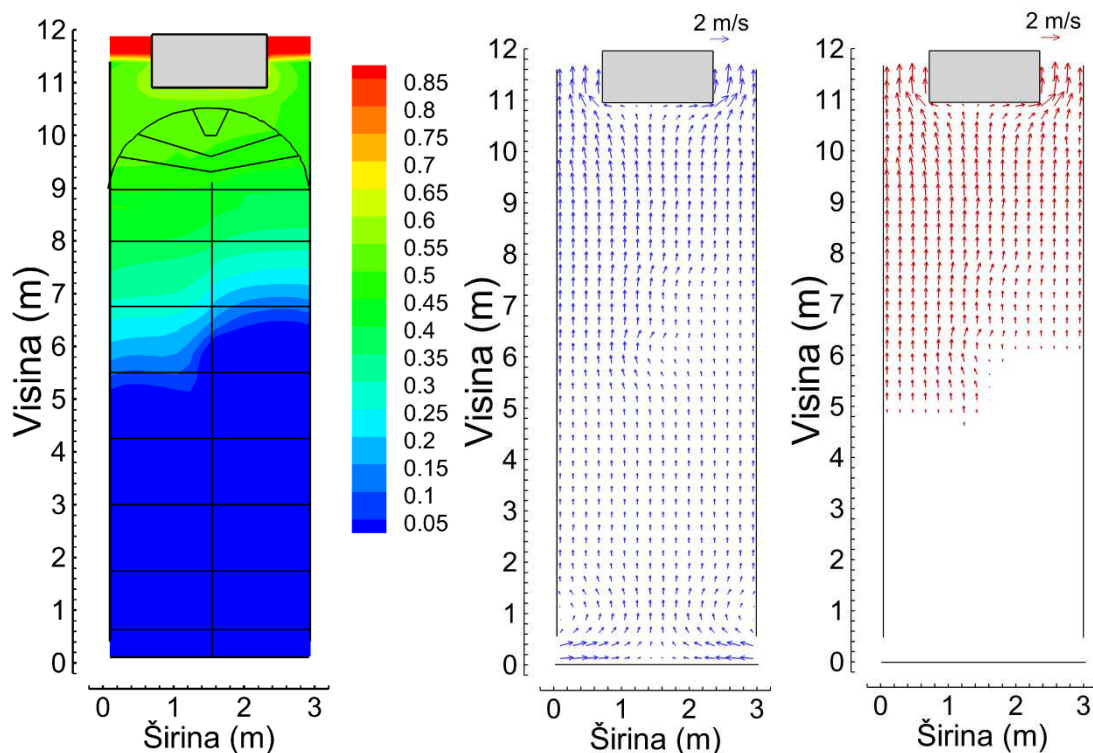


Slika 4.10 Kumulativni pad pritiska sa promenom visine snopa U-cevi.

4.7.2 Rezultati numeričke simulacije za eksperimentalnu instalaciju sa freonom kao sekundarnim fluidom

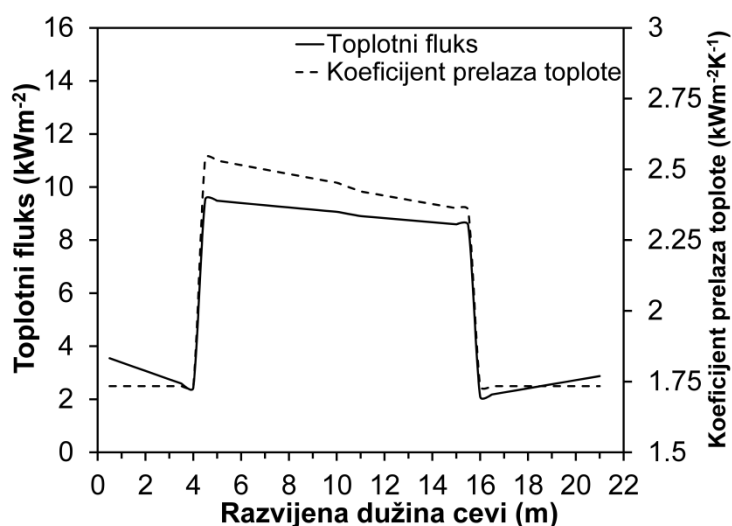
Drugi tip eksperimentalne instalacije odabran za validaciju modela ključanja koristi freon R123 kao sekundarni fluid. Instalacija predstavlja umanjenu verziju vertikalnog generatora pare Model 51F. Rezultati simulacije su upoređeni sa izmerenim podacima koji su dostupni u Yagi i dr. (2002) i Takai i dr. (2000). U ovim radovima prikazani su sledeći rezultati merenja: zapreminski udeo pare duž tople i hladne grane, zapreminski udeo pare u oblasti gde je cevni snop savijen, kao i pritisak duž snopa U-cevi. Na slici 4.11 predstavljeni su rezultati numeričke simulacije koji predstavljaju polje zapreminskog udela pare (levo), brzinsko polje tečne faze (sredina) i brzinsko polje parne faze (desno).

Sekundarni fluid utiče u generator pare brzinom $1,17 \text{ ms}^{-1}$ i simetrično se raspoređuje na ulazu u podizni kanal. Pothlađeni sekundarni fluid se zagreva na račun hlađenja cevi kroz koje struji primarni fluid. Na visini od približno 4,7 m u toploj grani (levo) dolazi do zasićenog mehurastog ključanja, dok je u hladnoj grani ta visina približno 6,5 m. Asimetričnost u vrednostima zapreminskog udela pare između tople i hladne grane je prisutna u ovoj eksperimentalnoj instalaciji, kao što je to bio slučaj u MB2 instalaciji. Sa slike 4.11 (levo) se primećuje da zapreminski udeo pare neposredno pre separatora vlage na visini 11 m ima vrednost 0,7. Separator vlage osim što predstavlja uređaj čija je uloga izdvajanje vlage iz struje sekundarnog fluida, predstavlja i prepreku za strujanje sekundarnog fluida. U tom smislu na slici 4.11 (sredina i desno) prikazano je opstrujavanje separatora vlage. Skretanje fluidne struje je takođe prisutno na mestima osam horizontalnih držača cevi na visinama 0,625 m, 1,625 m, 2,875 m, 4,125 m, 5,375 m, 6,625 m, 7,875 m i 9,125 m. Poređenjem rezultata polja brzina tečne faze kod instalacije MB2 sa rezultatima prikazanim na slici 4.11, primećuje se da su prelazi vektora horizontalnih brzina tečnosti u vertikalne na ulaznom delu u podizni kanal izraženije kod instalacije sa freonom kao radnim fluidom. Razlog za ovu pojavu je nepostojanje usmerivača protoka kod generatora pare prikazanog na slici 4.11.



Slika 4.11 Raspodela zapreminskog udela pare (levo), brzine tečne faze (sredina) i parne faze (desno).

Na slici 4.12 prikazana je promena površinskog toplotnog fluksa i koeficijenta prelaza toplote korišćenih u simulaciji ključanja modela generatora pare 51F.

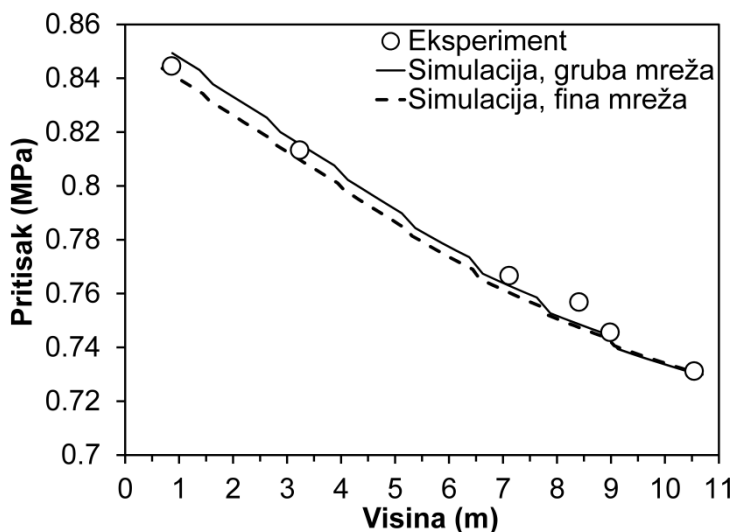


Slika 4.12 Raspodela toplotnog fluksa i koeficijenta prelaza toplote sa zida cevi na sekundarni fluid.

Sa slike 4.12 se primećuje da nema velike razlike u minimalnim i maksimalnim vrednostima toplotnog fluksa u toploj i hladnoj grani. Vrednosti visina na kojima dolazi do zasićenog mehurastog ključanja sa slike 4.12 se poklapaju sa visinama pokazanim na slici 4.11 što govori da je toplotni fluks modeliran na pravilan način. Sa slike 4.12 se zapaža da na visini od 4,7 m tople

grane dolazi do porasta razmenjenog površinskog toplotnog fluksa sa vrednosti $2,4$ na $9,5 \text{ kWm}^{-2}$, dok se koeficijent prelaza toplote sa zida cevi na sekundarni fluid skokovito povećava od $1,7$ do $2,5 \text{ kWm}^{-2}\text{K}^{-1}$.

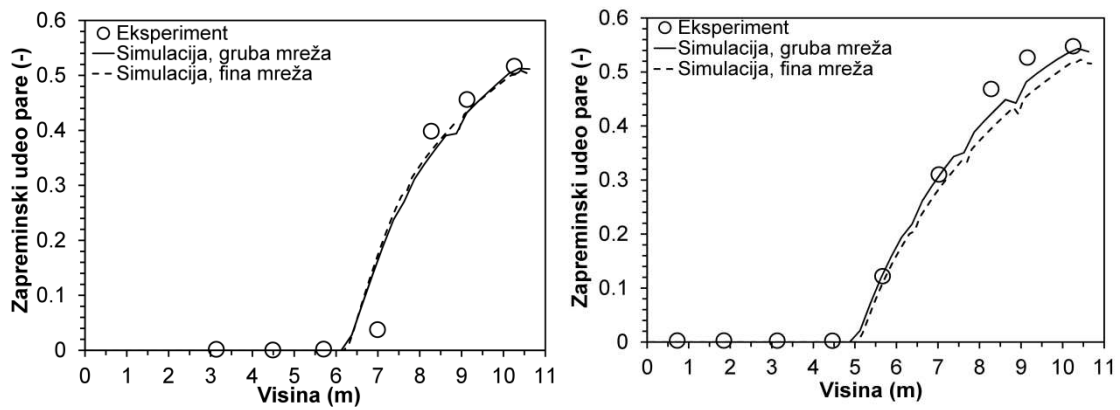
Na slici 4.13 predstavljena je izmerena i sračunata promena pritiska sekundarnog fluida duž cevnog snopa generatora pare. Šest merača pritiska postavljeno je na sredini tople grane eksperimentalnog generatora pare.



Slika 4.13 Promena pritiska sa promenom visine snopa U-cevi.

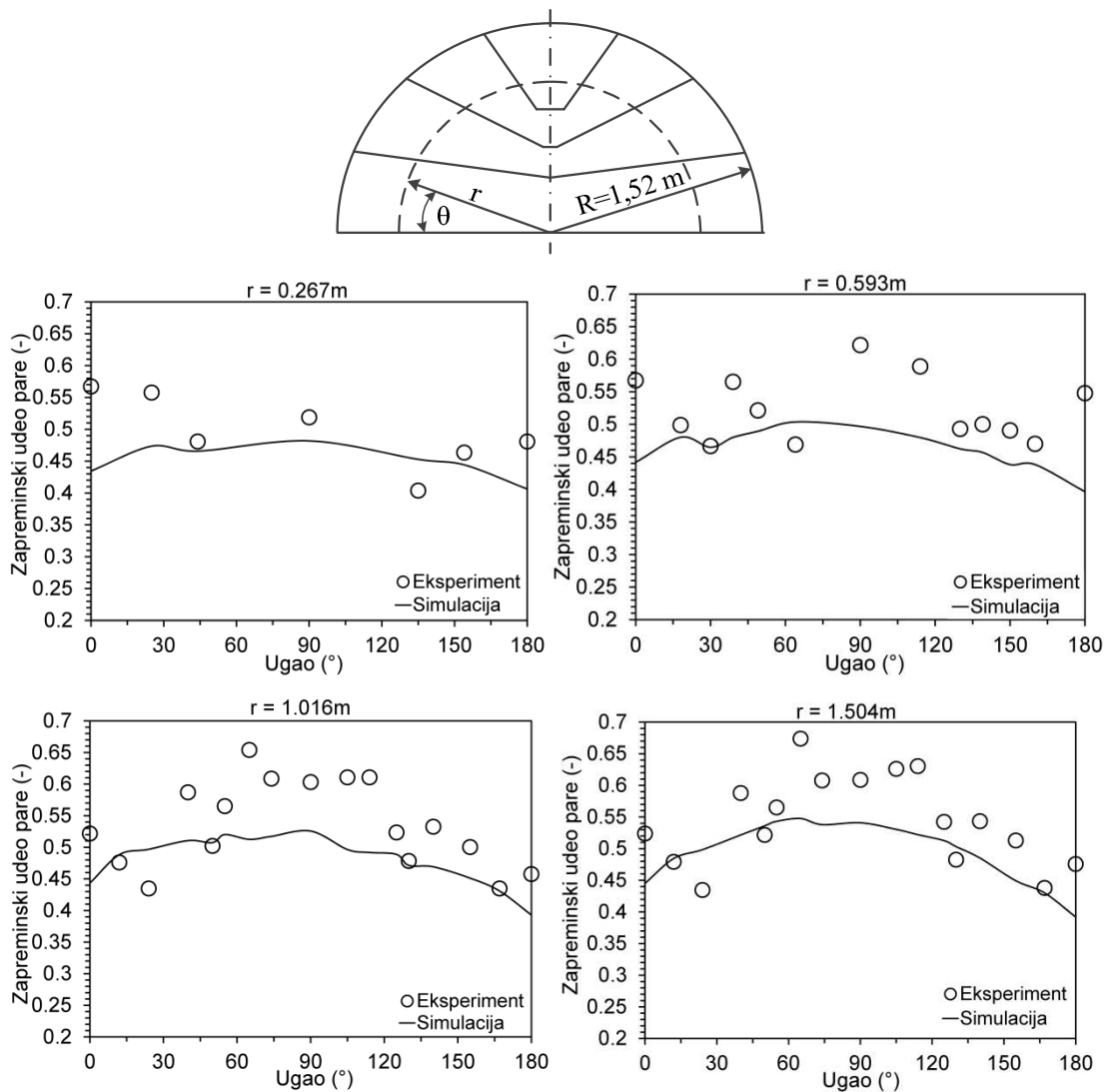
U odnosu na pad pritiska kod instalacije generatora MB2, zapaža se manji pad pritiska na mestima lokalnih otpora horizontalnih držača cevi. Razlog za manji pad pritiska su niže vrednosti brzina strujanja dvofazne mešavine u instalaciji na slici 4.13 u odnosu na MB2 instalaciju. Radi testiranja osetljivosti ostvarenih rezultata, osnovna gruba mreža od 16×47 kontrolnih zapremina je usitnjena na 32×94 kontrolne zapremine. Analiza pritiska na finoću mreže je manja u višim delovima generatora pare, nego u nižim. Model prikazan u ovom radu rešava jednačinu korekcije pritiska i simulacija može prikazati relativne promene pritiska duž visine kanala. Pošto dostupna merenja pokazuju apsolutne vrednosti pritiska, sračunati rezultati na slici 4.13 predstavljaju relativne rezultate promene pritiska, koje daje simulacija, dodate na referentnu vrednost pritiska u parnom domu od $0,73 \text{ MPa}$.

Na slici 4.14 prikazana su poređenja sračunatih i izmerenih zapreminskih udela pare u hladnoj grani (slika 4.14-levo) i toploj grani (slika 4.14-desno). Merenje zapreminskog udela pare ostvareno je optičkom mernom tehnikom gde su merači postavljeni u temena kvadratne rešetke cevi. Merači zapreminskog udela pare pokrivaju celu oblast cevnog snopa kao i zonu između mesta savijenih U-cevi i separatora vlage. Rezultati su pokazali zadovoljavajuće poklapanje izmerenog i sračunatog zapreminskog udela pare u hladnoj grani. Praktično nema razlike u vrednostima ostvarenim grubom i finom mrežom. U slučaju tople grane zadovoljavajuća slaganja su ostvarena do visine $7,5$ metara, nakon čega postoji značajnije odstupanje sračunatih od izmerenih vrednosti od približno 5% . U slučaju fine mreže, ovo odstupanje je čak 9% .



Slika 4.14 Raspodela zapreminskog udela pare sa visinom hladne grane (levo) i tople grane generatora pare (desno).

Na slici 4.15 predstavljene su izmerene i sračunate vrednosti zapreminskog udela pare u oblasti savijenih U-cevi.



Slika 4.15 Raspodela zapreminskog udela pare u oblasti savijenih U-cevi na različitim radijusima savijenih cevi.

Prednosti modela za ključanje na sekundarnoj strani generatora pare u odnosu na druge modele dostupne u literaturi su:

- i)* pouzdano predviđanje strujanja na sekundarnoj strani generatora pare (polje entalpije tečnosti, polje zapreminskog udela pare, polja brzina tečne i parne faze i polje pritiska),
- ii)* model je validiran i primenjiv je za predviđanje termohidrauličkih parametara za različite vrste radnih fluida na sekundarnoj strani generatora pare (voda-vodena para i freon),
- iii)* ne zahteva prethodno poznavanje empirijskih parametara karakterističnih za uslove u kojima je sprovedena simulacija,
- iv)* praktično je primenjiv, sa jako malim vremenima računanja je moguće ostvariti detaljan uvid u složene uslove koje vladaju pri strujanju dvofazne mešavine u snopu cevi,
- v)* ne traži prethodno poznavanje gustine mesta nukleacije kao što je to slučaj kod modela bazenskog ključanja prikazanog u poglavlju 3.

Pri korišćenju modela prikazanog u poglavlju 4, neophodno je pravilno odrediti razmenjenu količinu toplote između primarnog i sekundarnog fluida. Osim toga, neophodno je pravilno modeliranje sile međufaznog trenja, jer njihovo modeliranje u velikoj meri utiče na izgled polja zapreminskog udela pare. Pravilno modeliranje sile trenja usled strujanja fluida preko cevnog snopa i uzimanje u obzir svih lokalnih otpora u generatoru pare može da utiče na izgled polja pritiska.

Unapređenja modela su ostvariva u pogledu određivanja temperature spoljašnjeg i unutrašnjeg zida U-cevi i poređenja sračunatih vrednosti tih temperatura sa eksperimentalnim podacima dostupnim u literaturi. Postojeći model ne koristi modeliranje turbulencije pa ga je moguće unaprediti u tom polju i proveriti uticaj modeliranja turbulencije na raspodelu temperature sekundarnog fluida u neposrednoj blizini zidova generatora pare. Zanemarena je pojava pothlađenog ključanja što se može uzeti u obzir u cilju tačnijeg predviđanja visine na kojoj bi došlo do pojave prvih mehurova i njihove kondenzacije u pothlađenoj struji sekundarnog fluida.

5. ZAKLJUČAK

U ovoj doktorskoj disertaciji su razvijeni model generisanja pare u uslovima bazenskog ključanja i model generisanja pare u uslovima ključanja na spoljašnjoj površini cevnog snopa generatora pare. Model generisanja pare u uslovima bazenskog ključanja je zasnovan na trodimenzijskoj numeričkoj simulaciji oblasti bazena i rešen je modelom dva fluida i odgovarajućim bilansnim jednačinama mase, količine kretanja i energije, a oblast zida je rešena trodimenzijskom numeričkom simulacijom temperaturnog polja. Oblast bazena je oblast dvofaznog fluida kome se neuniformno dovodi toplota sa zagrejačkog zida, dok je oblast zida neuniformno hlađena tečnim filmom različite debljine i rastom mehurova na diskretnim lokacijama. Sprezanje ove dve oblasti je izvedeno sagledavanjem i rešavanjem vodećih mehanizama ključanja koji se javljaju na zagrejačkom zidu. Razdvajanjem na odgovarajući način mesta na zagrejačkom zidu gde nastaju mehurovi i mesta gde tečni film hladi zagrejački zid, dobijeni su pouzdani rezultati neuniformne raspodele temperature u zagrejačkom zidu, kao i polja zapreminskog udela pare i nivoa dvofazne mešavine u bazenu. Model generisanja pare u uslovima bazenskog ključanja je validiran za eksperimentalne uslove dostupne u literaturi koji odgovaraju ključanju vode na atmosferskom pritisku. Model razvijen u ovoj disertaciji uzima u obzir mikro parametre kao što su ugao kvašenja i gustina mesta nukleacije i na osnovu njih pouzdano predviđa krivu ključanja za različite tipove zagrejača izloženih starenju i novih zagrejača sa glatkim površinama. Rezultati su pokazali uticaj vrste i debljine zagrejačkog zida na pregrijanja i promene temperature kroz zagrejački zid. Prednost razvijenog pristupa se ogleda u mogućnosti da predvidi neuniformnu raspodelu temperature ispod mehura koji raste, ali istovremeno pouzdano može da predvidi oblik dvofaznog toka kao i nivo dvofazne mešavine u bazenu. U odnosu na modele koji su dostupni u literaturi i orijentisani su samo na oblast zida ili samo na oblast bazena (koriste uprošćenja uniformnog prenosa toplote dvofaznoj mešavini), model razvijen u ovoj doktorskoj disertaciji može pouzdano da predvidi ponašanje ključnih veličina pri bazenskom ključanju kao što su polje brzina tečne i parne faze, polje zapreminskog udela, temperaturno polje zagrejačkog zida. Brzinsko polje u bazenu može da pruži detaljniji uvid u recirkulaciju tečnosti pri niskim i visokim vrednostima toplotnog fluksa bliskim kritičnom toplotnom fluksu. Polje zapreminskog udela pare može da prikaže uslove u kojima je zid u stanju koje vodi ka zasušenju i oštećenju zagrejačkog zida što je od velike važnosti za sisteme sa visokim toplotnim protocima. Model razvijen u ovom radu je pokazao nedostatke drugih modela koji su zasnovani na principu deljenja toplotnog fluksa na komponente i kroz diskusiju rezultata ukazano je na neophodnost u korigovanju tih modela pri računanju komponente toplotnog fluksa na mestima gde tečnost kvasi površinu zida koju je napustio mehur - toplotni fluks kaljenja ili "quenching" toplotni fluks. Kao konačan rezultat istraživanja generisanja pare u uslovima bazenskog ključanja, predložena je nova korelacija za bazensko ključanje zasnovana na gustini mesta nukleacije, kao i na dve karakteristične oblasti koje su istraživane u disertaciji. Korelacija je validirana i upoređena sa ostalim korelacijama dostupnim u literaturi. Prednost predložene korelacije je što uzima u obzir stanje dvofazne mešavine na površini zagrejačkog zida i vrednost srednjeg zapreminskog udela pare na samom zidu, što joj omogućava bolje predviđanje toplotnih flukseva za širok opseg parametara ključanja.

Drugi model razvijen u ovoj doktorskoj disertaciji je model generisanja pare u uslovima ključanja na spoljašnjoj površini cevnog snopa. Za razliku od modela bazenskog ključanja koji je fundamentalni pristup pri rešavanju ključanja, model generisanja pare u strujnim uslovima je inženjerski model u kome je na praktičniji način predloženo rešenje za modeliranje ključanja u

raznim energetske isparivačima i opremi. Model ključanja na sekundarnoj strani generatora pare zasnovan je na dvodimenzionalnoj simulaciji dvofaznog strujanja sekundarnog fluida oko snopa cevi generatora pare. Međufazni procesi su modelirani odgovarajućim konstitutivnim korelacijama za dvofaznu mešavinu. Prisustvo cevi kroz koje struji predajnik toplote u strujnom prostoru generatora pare ostvareno je modeliranjem strujanja u poroznoj sredini. Prenos toplote sa primarnog fluida na sekundarni je modeliran u tri karakteristične oblasti, oblasti konvektivnog prenosa toplote jednofaznom fluidu u toploj i hladnoj grani i oblasti prenosa toplote ključanjem i isparavanjem. Model generisanja pare u uslovima ključanja na spoljašnjoj površini cevi u snopu generatora pare je validiran na dve eksperimentalne instalacije generatora pare. Odabrane su instalacije sa sekundarnim radnim fluidom vodom-vodenom parom i freonom. Model pouzdano predviđa strujanje na sekundarnoj strani generatora pare u vidu polja entalpije tečnosti, polja zapreminskog udela pare, brzinskih polja tečne i parne faze i polja pritiska. Upoređivanjem sa izmerenim dostupnim podacima, model je pokazao visok stepen pouzdanosti u predviđanju temperature sekundarnog fluida, promene zapreminskog udela pare duž cevnog snopa, promenu pritiska, dok je za predviđanje zapreminskog udela pare u oblasti savijenih U-cevi pokazao zadovoljavajuć stepen pouzdanosti. Model pouzdano predviđa uslove na sekundarnoj strani generatora pare za različite fluide.

Oba modela razvijena u ovoj doktorskoj disertaciji su praktična i upotrebljiva sa malim vremenima računanja, a istovremeno ostvaruju detaljan uvid u složene uslove koji vladaju pri različitim uslovima ključanja. Sa stanovišta inženjerske prakse, razvijeni modeli omogućavaju predviđanje koeficijenta prelaska toplote pri ključanju u velikim zapreminama tečnosti, što je od posebnog značaja za projektovanje i analize sigurnosti nuklearnih i drugih industrijskih generatora pare i isparivača.

LITERATURA

- [1] Abarajith, H. S., Dhir, V. K., Son, G., Numerical Simulation of the Dynamics of Multiple Bubble Merger During Pool Boiling Under Reduced Gravity Conditions, *Multiphase Science and Technology*, 18 (2006), 277-304.
- [2] Aktinol, E., Dhir, V. K., Numerical Simulation of Nucleate Boiling Phenomenon Coupled With Thermal Response of the Solid, *Microgravity Science and Technology*, 24 (2012), 255-265.
- [3] Bang, I. C., Chang, S. H., Baek, W. P., Visualization of a principle mechanism of critical heat flux in pool boiling. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 48 (2005), 5371-5385.
- [4] Bankoff, S. G., Entrainment of Gas in the Spreading of Liquid Over a Rough Surface, *AIChE Journal*, 4 (1958), 24-26.
- [5] Benjamin, R. J., Balakrishnan, A. R., Nucleation Site Density in Pool Boiling of Saturated Pure Liquids: Effect of Surface Microroughness and Surface and Liquid Physical Properties, *Experimental Thermal and Fluid Science*, 15 (1997), 32-42.
- [6] Bonavigo, L., Salve, M. D., poglavlje "Issues for Nuclear Power Plants Steam Generators" u knjizi: *Steam Generator Systems: Operational Reliability and Efficiency*, Scitus Academics LLC, 2017.
- [7] Bosnjakovic, F., Verdampfung und Flüssigkeitsüberhitzung, *Technische Mechanik und Thermodynamik*, 1 (10) (1930), 358-362.
- [8] Bowring, R. W., Physical Model Based on Bubble Detachment and Calculation of Steam Voidage in the Subcooled Region of a Heated Channel, HPR-10, Institut for Atomenergi, Halden, Norway, 1962.
- [9] Chu, H., Yu, B., A New Comprehensive Model for Nucleate Pool Boiling Heat Transfer of Pure Liquid at Low to High Heat Fluxes Including CHF, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 52 (2009), 4203-4210.
- [10] Clark, H. B., Streng, P. S., Westwater, J. W., Active Sites of Nucleate Boiling, *Chemical Engineering Progress Symposium Series* 55 (1959), 103-110.
- [11] Cole, R., Rohsenow, W. M., Correlation of bubble departure diameters for boiling of saturated liquids, *Chem. Eng. Prog. Symp. Ser.*, 65 (92) (1969), 211-213.
- [12] Collier, J. G., Thome, J. R., *Convective Boiling and Condensation Third Edition*, Oxford University Press, 1996.
- [13] Cong, T., Zhang, R., Tian, W., Su, G. H., Qiu, S., Analysis of Westinghouse MB2 test using the Steam-generator Thermo-hydraulics Analysis code STAF, *Annals of Nuclear Energy*, 85 (2015), 127-136.
- [14] Cooper, M. G., Lloyd, A. J. P., The microlayer in nucleate pool boiling, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Pergamon Press, 12 (1969), 895-913.
- [15] Cooper M. G., Saturated nucleate pool boiling: a simple correlation, 1st UK National Heat Transfer Conference, I. Chem. E. Symp. Series No. 86, 3 (1984), 785-793.
- [16] Del Valle, V., H., Kenning, D. B. R., Subcooled flow boiling at high heat flux, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 28 (10) (1985), 1907-1920.
- [17] Dhir, V. K., Mechanistic prediction of nucleate boiling heat transfer - achievable or a hopeless task?, *Journal of Heat Transfer - Transactions ASME*, 128 (2006), 1-12.
- [18] Diaz, R., Guo, Z., A Molecular Dynamics Study of Phobic/Philic Nano-Patterning on Pool Boiling Heat Transfer, *Heat Mass Transfer*, 53 (2017), 1061-1071.
- [19] Dittus, F. W., Boelter, L. M. K., Heat transfer in automobile radiators of the tubular type, *University of California, Berkeley, Publications on Engineering*, 2 (13) (1930), 443-461.
- [20] Drew, T. B., Mueller, C., Boiling, *Trans. Am. Inst. Chem. Engrs.*, 33 (1937), 449-473.

- [21] Eastman, R. E., Dynamics of Bubble Departure, AIAA 1984 Thermophysics, AIAA-1984-1707, 1-5.
- [22] Fazel, S. A. A., Mahboobpour, M., Pool boiling heat transfer in monoethyleneglycol aqueous solutions, *Exp. Therm. Fluid Sci.*, 48 (2013), 177-83.
- [23] Forster, H. K., Zuber, N., Growth of a Vapor Bubble in a Superheated Liquid *Journal of Applied Physics*, 25 (1954), 474-478.
- [24] Foster, P., Zuber, N., Point of Vapor Generation and Vapor Void Fraction, 5th Int. Heat Transfer Conf., 1974.
- [25] Fritz, W., Berechnung des Maximal Volume von Dampfblasen, *Physikalische Zeitschrift*, 36 (1935), 379-384.
- [26] Fritz, W., Ende, W., Über den Verdampfungsvorgang nach kinematographischen." Aufnahmen an Dampfblasen, *Phys. Zeitsch.*, 37 (1936), 391-401.
- [27] Fu, T., Mao, Y., Tang, Y., Zhang, Y. and Yuan, W., Effect of Nanostructure on Rapid Boiling of Water on a Hot Copper Plate: a Molecular Dynamic Study, *Heat Mass Transfer*, 52 (2016), 1469-1478.
- [28] Gaertner, R. F., Photographic study of nucleate pool boiling on a horizontal surface, *Transaction of the ASME, J. Heat Transfer*, 87 (1965), 17-29.
- [29] Gilman, L., Baglietto, E., A Self-Consistent, Physics-Based Boiling Heat Transfer Modelling Framework for Use in Computational Fluid Dynamics, *International Journal of Multiphase Flow*, 95 (2017), 35-53.
- [30] Giustini, G., Walker, S. P., Sato, Y., Niceno, B., Computational fluid dynamics analysis of the transient cooling of the boiling surface at bubble departure, *Journal of Heat Transfer*, 139 (9) (2017), 091501-091516.
- [31] 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.
- [32] Gorenflo, D., Pool Boiling, VDI Heat Atlas, VDI Verlag, Düsseldorf, 1993.
- [33] Griffith P., Wallis J. D., The Role of Surface Conditions in Nucleate Boiling, *Chemical Engineering Progress Symposium Series*, 56 (1960), 49-63.
- [34] Gu, J., Wang, Q., Wu, Y., Lyu, J., Li, S., Yao, W., Modelling of Subcooled Boiling by Extending the RPI Wall Boiling Model to Ultra-High Pressure Conditions, *Applied Thermal Engineering*, 124 (2017), 571-584.
- [35] Guion, A. N., PhD thesis, Modeling and Simulation of Liquid Microlayer Formation and Evaporation in Nucleate Boiling using Computational Fluid Dynamics, Massachusetts Institute of Technology, Department of Nuclear Science and Engineering, 2017.
- [36] Hardt, S., Wondra, F., Evaporation Model for Interfacial Flows Based on a Continuum-Field Representation of the Source Terms, *Journal of Computational Physics*, 227 (2008), 5871-5895.
- [37] Herbert, S., Fischer, S., Gambaryan-Roisman, T., Stephan, P., Local Heat Transfer and Phase Change Phenomena During Single Drop Impingement on a Hot Surface, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 61 (2013), 605-614.
- [38] Hibiki, T., Ishii, M., Active Nucleation Site Density in Boiling Systems, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 46 (2003), 2587-2601.
- [39] Hillberg. S., An Assessment of TRACE V5 RC1 Code Separator Model with the Westinghouse Model Boiler 2 Experiments, *International Agreement Report*, 2010.
- [40] Hoang, N. H., Song, C.-H., Chu, I.-C., Euh, D.-J., A Bubble Dynamics-based Model for Wall Heat Flux Partitioning During Nucleate Flow Boiling, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 112 (2017), 454-464.
- [41] Hsu, Y. Y., Graham, R., *Transport Processes in Boiling and Two-Phase Systems*, Hemisphere Publishing Corp., New York, McGraw-Hill Book Co., 1976.

- [42] IAEA, 2016, dostupno na: <https://www.iea.org/data-and-statistics/datatables/?country=WORLD&energy=Electricity&year=2016>) [pistupljeno 07.05.2021].
- [43] IAEA, 2018, dostupno na: <https://www.iea.org/data-and-statistics/datatables/?country=WORLD&energy=Electricity&year=2018>), [pistupljeno 07.05.2021].
- [44] IAEA TECDOC No. 981., Assessment and Management of Ageing of Major Nuclear Power Plant Components Important to Safety: Steam Generators, 2011).
- [45] Ilić, M., Petrović, M. M., Stevanović, V. D., Boiling heat transfer modelling: A review and future prospects, *Thermal Science*, 23 (1) (2019), 87-107.
- [46] Ilic, M., Stevanovic, V. D., Milivojevic, S., Petrovic, M. M., New insights into physics of explosive water boiling derived from molecular dynamics simulations, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 172 (2021), 121141.
- [47] Inaoka, H., Ito, N., Numerical Simulation of Pool Boiling of a Lennard-Jones Liquid, *Physica A*, 392 (2013), 3863-3868.
- [48] Incropera, F. P., Dewitt, D. P., Nergman, T. L., Lavine, A. S., *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*, sixth edition, John Wiley & Sons, USA, 2006.
- [49] Isachenko, V. P., Osipova, V. A., Sukomel, A. S., *Heat transfer*, Mir Publisher, Moscow, 1980, 311-312.
- [50] Ishii, M., Hibiki, T., *Thermo-Fluid Dynamics of Two-Phase Flow*, Springer, New York, 2011.
- [51] Ishii, M., Zuber, N., Drag coefficient and relative velocity in bubbly, droplet or particulate flow, *AIChE Journal*, 25 (1979), 843-855.
- [52] Jakob, M., Fritz, W., Versuche über den verdampfungsvorgang. *Forschung aufdem Gebiete des Ingenieurwesens*, 2 (1931), 435-447.
- [53] Jakob, M., Zhurli, D., *Ver. Deutch. Ing.*, 76 (1932), str. 1161.
- [54] Jakob, M., Linke W., *Der Wärmeübergang von einer waagerechten Platte an siedendes Wasser*, *Forsch. Ing. Wes.*, 4 (1933), 75-81.
- [55] Ji, C. Y., Yan, Y. Y., A Molecular Dynamics Simulation of Liquid-Vapour-Solid System Near Triple-Phase Contact Line of Flow Boiling in a Microchannel, *Applied Thermal Engineering*, 28 (2008), 195-202.
- [56] Jia, H. W., Zhang, P., Fu, X., Jiang, S. C., A Numerical Investigation of Nucleate Boiling at a Constant Surface Temperature, *Applied Thermal Engineering*, 88 (2015), 248-257.
- [57] Jones, B., McHale, J. P., Garimella, S., The Influence of Surface Roughness on Nucleate Pool Boiling Heat Transfer, *ASME Journal of Heat Transfer*, 131 (12) (2009), 121009.
- [58] 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, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 73 (2014), 365-375.
- [59] Jung, S., Kim, H., Effects of surface orientation on nucleate boiling heat transfer in a pool of water under atmospheric pressure, *Nuclear Engineering and Design*, 305 (2016), 347-358.
- [60] Kim, J., Review of nucleate pool boiling bubble heat transfer mechanisms, *International Journal of Multiphase Flow*, 35 (12) (2009), 1067-1076.
- [61] Kim, T. J., Kim, J. M., Kim, J. H., Park, S. C., Ahn, S., Orientation effects on bubble dynamics and nucleate pool boiling heat transfer of graphene-modified surface, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 108 (2017), 1393-1405.
- [62] Kocamustafaogullari, G., Ishii, M., Interfacial area and nucleation site density in boiling system, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 26 (9) (1983), 1377-1387.
- [63] Kocamustafaogullari, G., Ishii, M., Foundation of interfacial area transport equation and its closure relations, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 38 (1995), 481-493.
- [64] Kruzhilin, G. N., Free-convection transfer of heat from horizontal plate and boiling liquid, *Doklady AN SSSR (Reports of the USSR Academy of Sciences)*, 58 (8) (1947), 1657-1660.
- [65] Kunkelmann, C., Stephan, P., CFD Simulation of Boiling Flows Using the Volume-of-Fluid Method within OPEN FOAM, *Numerical Heat Transfer Part A*, 56 (2009), 631-646.

- [66] Kunkelmann, C., Stephan, P., Numerical Simulation of the Transient Heat Transfer During Nucleate Boiling of Refrigerant HFE-7100, *International Journal of Refrigeration*, 33 (2010), 1221-1228.
- [67] Kurul, N., Podowski, M. Z., On the Modelling of Multidimensional Effects in Boiling Channels, *Proceedings of the 27th National Heat Transfer Conference*, Minneapolis, Minnesota, USA, 1991.
- [68] Kutateladze, S. S., On the Transition to Film Boiling under Natural Convection, *Kotloturbostroenie*, 3 (1948), 10-12.
- [69] Kutateladze, S. S., Borishanskii, V. M., *A Concise Encyclopedia of Heat Transfer*, Pergamon Press, New York, USA, 1966.
- [70] Kutateladze, S. S., *Heat transfer and Hydrodynamic Resistance: Handbook*, Energoatomizdat Publishing House, Moscow, Russia, 1990, (in Russian).
- [71] Labuntsov, D. A., Heat transfer problems with nucleate boiling of liquids, *Thermal Engineering*, 19 (9) (1972), 21-28.
- [72] 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*, 51 (2015), 16-28.
- [73] Langewisch, D. R., Application of the polynomial chaos expansion to multiphase CFD: A study of rising bubbles and slug flow, Massachusetts Institute of Technology, Department of Nuclear Science and Engineering, 2014.
- [74] Lee, G. L., Law, M. C., Lee, V. C.-C., Model development and simulation of nucleate pool boiling in OpenFoam: Boiling physics in bulk liquid and roles of freeboard region, *International Journal of Thermal Sciences*, 140 (2019), 255-279.
- [75] Lee, W., Son, G., Jeong, J. J., Numerical Analysis of Bubble Growth and Departure From a Microcavity, *Numerical Heat Transfer Part B*, 58 (2010), 323-342.
- [76] Leiner, W., Heat Transfer by Nucleate Pool Boiling-General Correlation Based on Thermodynamic Similarity, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 37 (5) (1994), 763-769.
- [77] Lemmert, M., Chawla, J. M., Influence of Flow Velocity on surface Boiling Heat Transfer Coefficient, *Heat Transfer in Boiling*, Academic press, 1977, 237-247.
- [78] Li, Y. Y., Chen, Y. J., Liu, Z. H., A uniform correlation for predicting pool boiling heat transfer on plane surface with surface characteristics effect, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 77 (2014), 809-817.
- [79] Lienhard, J. H., A Semi-Rational Nucleate boiling Heat Flux Correlation, *International Journal Heat Mass Transfer*, 6 (1963), 215-219.
- [80] Lienhard, J. H., Dhir, V.K., *Extended Hydrodynamic Theory of the Peak and Minimum Heat Fluxes*, NASA CR-2270, 1973.
- [81] Ling, K., Li, Z.-Y., Tao, W.-Q., A Direct Numerical Simulation for Nucleate Boiling by the VOSET Method, *Numerical Heat Transfer Part A*, 65 (2014), 949-971.
- [82] Ma, H. B., Cheng, P., Borgmeyer, B., Wang, Y. X., Fluid Flow and Heat Transfer in the Evaporating Thin Film Region, *Microfluidics and Nanofluidics*, 4 (2008), 237-243.
- [83] Mao, Y., Zhang, Y., Molecular Dynamics Simulation on Rapid Boiling of a Water on a Hot Cooper Plate, *Applied Thermal Engineering*, 62 (2014), 607-612.
- [84] Maroo, S. C., Chung, J. N., Molecular Dynamic Simulation of Platinum Heater and Associated Nano-Scale Liquid Argon Film Evaporation and Colloidal Adsorption Characteristics, *Journal of Colloid and Interface Science*, 328 (2008), 134-146.
- [85] Maroo, S. C., Chung, J. N., Heat Transfer Characteristics and Pressure Variation in a Nanoscale Evaporating Meniscus, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 53 (2010), 3335-3345.

- [86] Maslovaric, B., Stevanovic V., S. Milivojevic, Numerical simulation of two-dimensional kettle reboiler shell side thermal-hydraulics with swell level and liquid mass inventory prediction, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 75 (2014), 109-121.
- [87] McNelly, M. J., A Correlation of Rates of Heat Transfer to Nucleate Boiling of Liquids, *Journal of Imperial College: Chemical Engineering Sciences*, 7 (1953), 18-34.
- [88] Mikic, B. B., Rohsenow, W. M., A New Correlation for Pool Boiling Data Including the Effect of Heating Surface Characteristics, *Trans. ASME J. Heat Transfer*, 91 (1969), 245-250.
- [89] Milinčić, D., *Prostiranje toplote*, Naučna knjiga, Beograd, 1989.
- [90] Mostinski, I. L., Calculation of heat transfer and critical heat flux in boiling liquids based on the law of corresponding states, *Teploenergetika*, 10 (4) (1963), 66-71.
- [91] Mukherjee, A., Dhir, V. K., Study of Lateral Merger of Vapor Bubbles During Nucleate Pool Boiling, *Journal of Heat Transfer*, 126 (2004), 1023-1039.
- [92] Narayan, S., Srivastava, A., Singh, S., Rainbow schlieren-based investigation of heat transfer mechanisms during isolated nucleate pool boiling phenomenon: Effect of superheat levels, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 120 (2018), 127-143.
- [93] Nishikawa, K., Fujita, Y., Ohta, H., Hidaka, S., Effect of the System Pressure and Surface Roughness on Nucleate Boiling Heat Transfer, *Memoirs of the Faculty of Engineering, Kyushu University*, 42 (2) 1982, 95-111.
- [94] Nishikawa, K., Yasunobu, F., Satoru, U., Haruhiko, O., Effect of Surface Configuration on Nucleate Boiling Heat Transfer, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 27 (9) (1984), 1559-1571.
- [95] Novak, R. B., Maginn, E. J., McCready, M. J., An Atomistic Simulation Study of the Role of Asperities and Indentations on Heterogeneous Bubble Nucleation, *Journal of Heat Transfer*, 130 (2008), 042411-1.
- [96] Nukiyama, S., "The maximum and minimum values of the heat transmitted from metal to Boiling Water under Atmospheric Pressure", *Journal of Japan Society of Mechanical Engineers*, 37 (1934), 367-374.
- [97] Patankar, S. V., *Numerical heat transfer and fluid flow*, Hemisphere Publishing Corporation, 1980.
- [98] Peebles, F. N., Graber, H. J., Studies on the motion of gas bubbles in liquid, *Chem.Eng. Prog.*, 49 (1953), 88-97.
- [99] Petukhov, B. S., Roizen, L. I., Generalized Dependences for Heat Transfer in Tubes of Annular Cross Section, *Teplofiz. Vysokikh Temp.*, 12 (1974), 565-569.
- [100] Petrovic, M. M., Stevanovic, V. D., Coupled two-fluid flow and wall heat conduction modelling of nucleate boiling, *Numerical Heat Transfer, Part A: Applications*, 80 (3) (2021), 63-91, DOI: 10.1080/10407782.2021.1935047; ISSN: 1521-0634
- [101] Pezo, M., Stevanovic, V., Numerical Prediction of Critical Heat Flux in Pool Boiling with the Two-Fluid Model, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 54 (2011), 3296-3303.
- [102] Piro, I. L., Experimental evaluation of constants for the Rohsenow pool boiling correlation, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 42 (1999), 2003-2013.
- [103] Piro, 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.
- [104] Plesset, M. S., Zwick, S. A., The Growth of Vapor Bubbles in Superheated Liquids, *Journal of Applied Physics*, 25 (1954), 493-500.
- [105] Qi, Y., Klausner, J. F., Comparison of Nucleation Site Density for Pool Boiling and Gas Nucleation, *Journal of Heat Transfer*, 128 (2006), 13-20.
- [106] Rassohin, N. G., *Nuclear Power Plant Steam Generators*, Energoatomizdat, Moskva (in Russian) (1987).

- [107] Rayleigh, L., On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity, *Philosophical Magazine*, 34 (1917).
- [108] Robinson, A. J., Judd, R. L., The dynamics of spherical bubble growth, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47 (23) (2004), 5101-5113.
- [109] Rohsenow, W. M., A method for correlation heat transfer data for surface boiling of liquids, *Transactions of the ASME*, 74 (1952), 969-976.
- [110] Rousseau, J. C., Houdayer, G., Advanced safety code CATHARE summary of verification studies on separate effects experiments, *Proceeding of the NURETH-2*, American Nuclear Society, Santa Barbara, US, (1983), 343-351.
- [111] Sakashita, H., Kumada, T., Method for predicting boiling curves of saturated nucleateboiling, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 44 (2001) 673-682.
- [112] Sakashita, H., Ono, A., Boiling behaviors and critical heat flux on a horizontal plate in saturated pool boiling of water at high pressures, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 52 (3-4) (2009), 744-750.
- [113] Sakashita, H., Bubble Growth Rates and Nucleation Site Densities in Saturated Pool Boiling of Water at High Pressures, *Journal of Nuclear Science and Technology*, 48 (5) (2011), 734-743.
- [114] Sateesh, G., Das, S. K., Balakrishnan, A.R., Analysis of Pool Boiling Heat Transfer: Effect of Bubbles Sliding on the Heating Surface, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 48 (2005), 1543-1553.
- [115] Sato, Y., Niceno, B., A Sharp-Interface Phase Change Model for a Mass-Conservative Interface Tracking Method, *Journal of Computational Physics*, 249 (2013), 127-161.
- [116] Sato, Y., Niceno, B., A Depletable Micro-Layer Model for Nucleate Pool Boiling, *Journal of Computational Physics*, 300 (2015) 20-52.
- [117] Sato, Y., Niceno, B., Nucleate Pool Boiling Simulations Using the Interface Tracking Method: Boiling Regime from Discrete Bubble to Vapor Mushroom Region, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 105 (2017), 505-524.
- [118] Siegel, R., Keshock, E. G., Effects of reduced gravity on nucleate boiling bubble dynamics in saturated water. *AIChE Journal*, 10 (4) (1964), 509-517.
- [119] Sielaff, A., Dietlt, J., Herbert, S., Stephan, P., The Influence of System Pressure on Bubble Coalescence in Nucleate Boiling, *Heat Transfer Engineering*, 35 (2014), 420-429.
- [120] Simovic, Z., Ockoljic, S., Stevanovic, V., Interfacial friction correlations for the two-phase flows across tube bundles, *International Journal of Multiphase Flow*, 33 (2007), 217-226.
- [121] Son, G., Dhir, V. K., Ramanujapu, N., Dynamics and Heat Transfer Associated With a Single Bubble During Nucleate Boiling on a Horizontal Surface, *Journal of Heat Transfer*, 121 (1999), 623-631.
- [122] Son, G., Ramanujapu, N., 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.
- [123] Starczewski, J., Generalised design of evaporators-heat transfer to nucleate boiling liquids, *Brit. Chem. Eng.*, 10 (1965), 523-531.
- [124] Stephan, K., Preusser, P., Wrmestromdichte und maximale wrmestromdichte beim behiterienden binrer und ternrer flussigkeitgemische. *Chem. Ing. Tech.* 1979, [51:37 (Synopse MS 649/79)].
- [125] Stephan, K., Abdelsalam, M., Heat transfer correlations for natural convection boiling, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 23 (1980), 73-87.
- [126] Stephan, P. C., Busse, C. A., Analysis of the Heat Transfer Coefficient of Grooved Heat Pipe Evaporator Walls, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 35 (1992), 383-391.
- [127] Stevanovic, V., *Thermal-Hydraulics of Steam Generators - Modelling and Numerical Simulation*, Belgrade, Faculty of Mechanical Engineering, (2006).

- [128] Stevanovic, V. D., Petrovic M. M., Milivojevic, S., Maslovaric, B., Prediction and control of steam accumulation, *Heat Transfer Engineering*, 36 (5) (2015), 498-510.
- [129] Stojanovic, A., Stevanovic, V., Petrovic, M. M., Zivkovic, D., Numerical Investigation of Nucleate Pool Boiling Heat Transfer, *Thermal Science*, 20 (2016), 1301-1312.
- [130] Stosic, Z., Stevanovic, V., Advanced Three-Dimensional Two-Fluid Porous Media Method for Transient Two-Phase Flow Thermal-Hydraulics in Complex Geometrie, *Numerical Heat Transfer, Part B - Fundamentals*, 41 (2002), 263-289.
- [131] Sun, B., Guo J., Lei, Y., Yang, L., Li, Y., Zhang, G., Simulation and verification of a non-equilibrium thermodynamic model for a steam catapult's steam accumulaton, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 85 (2015), 88-97.
- [132] Takai, M., Iwase, T., Uwagawa, S. Hirao, Y., Suzuta, T., Kasahara, J. Kodama, J., Tomomatsu, K., Thermal Hydraulic Code for Two-phase Flow in U-band tube, *Proceedings of the Eight International Conference on Nuclear Engineering, ASME, Baltimore, MD USA, (2000), Paper ICONE 8-8653.*
- [133] Tanasawa, I., *Advances in Condensation Heat Transfer*, in: J.P. Hartnett, T. F. Irvine (Eds.), *Advances in Heat Transfer*, Academic Press, 21 (1991).
- [134] Theofanous, T. G., Dinh T. N., Tu, J. P., Dinh, A. T., The Boiling Crisis Phenomenon, Part II: Dryout Dynamics and Burnou, *Experimental Thermal and Fluid Science*, 26 (2002a), 793-810.
- [135] Theofanous, T. G., Tu, J. P., Tu, A. T., Dinh, A. T., Dinh, T. N., The boiling crisis phenomenon Part I: nucleation and nucleate boiling heat transfe, *Experimental Thermal and Fluid Science*, 26 (2002b), 775-792.
- [136] Tien, C. L., A hydrodynamic model for Nucleate Pool Boiling, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 5 (1962), 533-540.
- [137] Todreas, N. E., Kazimi, M. S., *Nuclear systems volume I: Thermal hydraulic fundamentals*, CRC press, (2021).
- [138] Tolubinski, V. I., Kostanchuk, D. M., Vapor bubbles growth rate and heat transfer intensity at subcooled water boiling, *Proceedings of the 4th International Heat Transfer Conference*, 5 (1970), Paper no. B2.8.
- [139] Unal, H. C., Maximum bubble diameter, maximum bubble growth time and bubble growth rate during subcooled nucleate flow boiling of water up to 17.7 MN/m², *Int. J. Heat Mass Trans.*, 19 (1976), 643-649.
- [140] Wang, C. H., Dhir V. K., Effect of Surface Wettability on Active Nucleation Site Density During Pool Boiling of Water on a Vertical Surface, *J. Heat Transfer.*, 115 (3) (1993), 659-669.
- [141] Wang, W., Zhang, H., Tian, C., Meng, X., Numerical Experiments on Evaporation and Explosive Boiling of Ultra-thin Liquid Argon Film on Aluminum Nanostructure Substrate, *Nanoscale Research Letters*, 10 (2015), 1-14.
- [142] Wang, W., Huang, S., Luo, X., MD Simulation on Nano-scale Heat Transfer Mechanism of Sub-cooled Boiling on Nano-structured Surface, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 100 (2016), 276-286.
- [143] Whaley, P. B., Hewitt, G. F., *Reboilers*, *Multiphase Science and Technology*, 2 (1987), 275-331.
- [144] Yagi, Y., Murase, M., Nakamura, A., Fujii, Y., Two phase flow analysis for secondarz side in steam generator, *Proceedings of ICONE 10, 10th international conference on Nuclear Engineering, Arlington, (2002).*
- [145] Yagov, V. V., PhD Thesis, Moscow Power Engineering Institute, Moscow, (in Russian) (1971).
- [146] Yamamoto, T., Matsumoto, M., Initial Stage of Nucleate Boiling: Molecular Dynamics Investigation, *Journal of Thermal Science and Technology*, 7 (2012), 334-349.

- [147] Young, M. Y., Takeuchi, K., Mendler, O. J., Hopkins, G. W., Prototypical Steam Generator Transient Testing Program: TestPlan/Scaling Analysis Westinghouse Electric Corporation, Pittsburgh, Pennsylvania, USA, (1984).
- [148] Zhokhov, K. A., Number of vapour generating centers, Aerodyn. Heat Transf. Work. Elem. Power Equipment, Leningrad, Russ., (1969), 131-135.
- [149] Zuber, N, On the stability of boiling heat transfer, Transactions of the ASME, 80 (1958), 711-720.

BIOGRAFIJA

Milan M. Petrović je rođen 10.05.1988. godine u Gornjem Milanovcu, Republika Srbija. Osnovnu školu i "Gimnaziju 1300 kaplara" je završio u Ljigu. Mašinski fakultet Univerziteta u Beogradu je upisao 2007. godine. Osnovne akademske studije je završio 26.06.2010. godine, a Dimplomske akademske studije 26.06.2012. godine na katedri za Termoenergetiku. Doktorske studije upisuje iste godine 16.11.2012. godine na Mašinskom fakultetu Univerziteta u Beogradu. Od 2012. godine do danas bio je angažovan u nastavi na Mašinskom fakultetu u Beogradu na predmetima Nuklearni reaktori, Generatori pare, Planiranje u energetici, Kompjuterske simulacije strujnotermičkih procesa i CFD, Dvofazna strujanja sa faznim prelazom i Zaštita životne sredine u termoenergetici. Od 01.10.2013. godine radi kao istraživač saradnik na katedri za termoenergetiku Mašinskog fakulteta u Beogradu. Učesnik je na projektu Ministarstva prosvete nauke i tehnološkog razvoja 174014 pod nazivom "Napredne analitičke, numeričke i metode analize primenjene mehanike fluida i kompleksnih sistema" u periodu od 2013. do 2019. godine. U periodu od 2020. do danas je učesnik na projektu koji sprovodi Mašinski fakultet Univerziteta u Beogradu pod nazivom "Integrisana istraživanja u oblasti makro, mikro i nano mašinskog inženjerstva". Kandidat aktivno koristi engleski i ima osnovno znanje francuskog jezika.

Прилог 1.

Изјава о ауторству

Потписани-а Милан Петровић

број индекса Д13/2012

Изјављујем

да је докторска дисертација под насловом

Динамика испаравања у великим запреминама течности изложеним великим специфичним топлотним протоцима у генераторима паре

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

Потпис докторанда

У Београду, 01.05.2021. године

Прилог 2.

Изјава о истоветности штампане и електронске верзије докторског рада

Име и презиме аутора: Милан Петровић

Број индекса: Д13/12

Студијски програм: Докторске академске студије -ДАС

Наслов рада Динамика испаравања у великим запреминама течности изложеним великим специфичним топлотним протоцима у генераторима паре

Ментор проф. др Владимир Стевановић

Потписани _____

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

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

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

Потпис докторанда

У Београду, 01.05.2021. године

Прилог 3.

Изјава о коришћењу

Овлашћујем Универзитетску библиотеку „Светозар Марковић“ да у Дигитални репозиторијум Универзитета у Београду унесе моју докторску дисертацију под насловом:

Динамика испаравања у великим запреминама течности изложеним великим специфичним топлотним протоцима у генераторима паре

која је моје ауторско дело.

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

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

1. Ауторство

2. Ауторство - некомерцијално

3. Ауторство – некомерцијално – без прераде

4. Ауторство – некомерцијално – делити под истим условима

5. Ауторство – без прераде

6. Ауторство – делити под истим условима

(Молимо да заокружите само једну од шест понуђених лиценци, кратак опис лиценци дат је на полеђини листа).

Потпис докторанда

У Београду, 01.05.2021. године

1. Ауторство - Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце, чак и у комерцијалне сврхе. Ово је најслободнија од свих лиценци.
2. Ауторство – некомерцијално. Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела.
3. Ауторство - некомерцијално – без прераде. Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, без промена, преобликовања или употребе дела у свом делу, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела. У односу на све остале лиценце, овом лиценцом се ограничава највећи обим права коришћења дела.
4. Ауторство - некомерцијално – делити под истим условима. Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце и ако се прерада дистрибуира под истом или сличном лиценцом. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела и прерада.
5. Ауторство – без прераде. Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, без промена, преобликовања или употребе дела у свом делу, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца дозвољава комерцијалну употребу дела.
6. Ауторство - делити под истим условима. Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце и ако се прерада дистрибуира под истом или сличном лиценцом. Ова лиценца дозвољава комерцијалну употребу дела и прерада. Слична је софтверским лиценцама, односно лиценцама отвореног кода.