



VIRGINIJUS RAMANAUSKAS

---

**VANDENS LAŠELIŲ  
ŠILUMOS IR MASĖS  
MAINAI BIOKURO  
DŪMŲ SRAUTE**

---

DAKTARO DISERTACIJA

Kaunas  
2021

KAUNO TECHNOLOGIJOS UNIVERSITETAS

VIRGINIJUS RAMANAUSKAS

VANDENS LAŠELIŲ ŠILUMOS IR MASĖS  
MAINAI BIOKURO DŪMŲ SRAUTE

Daktaro disertacija

Technologijos mokslai, energetika ir termoinžinerija (T 006)

Kaunas, 2021

Disertacija rengta eksternu 2021 m. Kauno technologijos universiteto Mechanikos inžinerijos ir dizaino fakultete, Energetikos katedroje.

Energetikos ir termoinžinerijos (T 006) mokslo krypties doktorantūros teisė Kauno technologijos universitetui kartu su Lietuvos energetikos institutu suteikta Lietuvos Respublikos švietimo ir mokslo ministro 2011 m. birželio 21 d. įsakymu Nr. V-1124.

### **Mokslinis konsultantas:**

prof. habil. dr. Gintautas MILIAUSKAS (Kauno technologijos universitetas, technologijos mokslai, energetika ir termoinžinerija, T 006).

Redagavo: Aurelija Gražina Rukšaitė (leidykla „Technologija“).

### **Energetikos ir termoinžinerijos mokslo krypties disertacijos gynimo taryba:**

dr. Sigitas RIMKEVIČIUS (Lietuvos energetikos institutas, technologijos mokslai, energetika ir termoinžinerija, T 006) – **pirmininkas**;

prof. habil. dr. Juozas AUGUTIS (Vytauto Didžiojo universitetas, technologijos mokslai, energetika ir termoinžinerija, T 006);

prof. dr. Algirdas JASINSKAS (Vytauto Didžiojo universiteto Žemės ūkio akademija, technologijos mokslai, aplinkos inžinerija, T 004);

dr. Nerijus STRIŪGAS (Lietuvos energetikos institutas, technologijos mokslai, energetika ir termoinžinerija, T 006);

dr. Egidijus URBONAVIČIUS (Lietuvos energetikos institutas, technologijos mokslai, energetika ir termoinžinerija, T 006).

Disertacija bus ginama viešame energetikos ir termoinžinerijos mokslo krypties disertacijos gynimo tarybos posėdyje 2021 m. rugsėjo 8 d. 10 val. Kauno technologijos universiteto Disertacijų gynimo salėje.

Adresas: K. Donelaičio g. 73-403, 44249 Kaunas, Lietuva.

Tel. (370) 37 30 00 42; faks. (370) 37 32 41 44; el. paštas [doktorantura@ktu.lt](mailto:doktorantura@ktu.lt).

Disertacija išsiųsta 2021 m. rugpjūčio 06 d.

Su disertacija galima susipažinti interneto svetainėje <http://ktu.edu> ir Kauno technologijos universiteto bibliotekoje (K. Donelaičio g. 20, 44239 Kaunas).

© V. Ramanauskas, 2021

KAUNAS UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

VIRGINIJUS RAMANAUSKAS

HEAT AND MASS TRANSFER OF WATER  
DROPLETS IN BIOFUEL FLUE GAS FLOW

Doctoral dissertation  
Technological Sciences, Energetics and Power Engineering (T 006)

Kaunas, 2021

This doctoral dissertation was prepared externally at Kaunas University of Technology, Faculty of Mechanical Engineering and Design, Department of Energy in 2021.

Doctoral right for Energetics and Power Engineering field of Science (T 006) has been granted for Kaunas University of Technology together with Lithuanian Energy Institute by the Minister of Education and Science of the Republic of Lithuania on June 21, 2011 (Order №. V-1124).

**Scientific advisor:**

Prof. Dr. Habil. Gintautas MILIAUSKAS (Kaunas University of Technology, Technological Sciences, Energetics and Power Engineering, T 006).

Edited by Dr. Armandas Rumšas (Publishing House “Technologija”).

**Dissertation Defence Board of Energetics and Power Engineering science field:**

Dr. Sigitas RIMKEVIČIUS (Lithuanian Energy Institute, Technological Sciences, Energetics and Power Engineering, T 006) – **chairperson**.

Prof. Dr. Habil. Juozas AUGUTIS (Vytautas Magnus University, Technological Sciences, Energetics and Power Engineering, T 006).

Prof. Dr. Algirdas JASINSKAS (Vytautas Magnus University, Agriculture Academy Technological Sciences, Environmental Engineering, T 004).

Dr. Nerijus STRIŪGAS (Lithuanian Energy Institute, Technological Sciences, Energetics and Power Engineering, T 006).

Dr. Egidijus URBONAVIČIUS (Lithuanian Energy Institute, Technological Sciences, Energetics and Power Engineering, T 006).

The official defence of the dissertation will be held at 10 a.m. on 8 September, 2021 at the public meeting of Dissertation Defence Board of Energetics and Power Engineering science field in Dissertation Defence Hall at Kaunas University of Technology.

Address: K. Donelaičio St. 73-403, 44249. Kaunas, Lithuania.

Phone (+370) 37 300 042; fax (+370) 37 324 144; email [doktorantura@ktu.lt](mailto:doktorantura@ktu.lt)

Doctoral dissertation was sent out on 06 August, 2021.

The doctoral dissertation is available on the internet at <http://ktu.edu> and at the library of Kaunas University of Technology (K. Donelaičio St. 20, 44239, Kaunas, Lithuania).

© V. Ramanauskas, 2021

## TURINYS

PAGRINDINĖS SAŲOKOS:	6
ŽYMĖJIMŲ SĄRAŠAS:	6
ĮVADAS	9
1. LITERATŪROS APŽVALGA	12
1.1. Biokuro potencialas atsinaujinančių šaltinių energetikoje	13
1.2. Skysčio dispergavimas ir proceso pritaikomumas	17
1.3. Skysčio lašelių šilumos ir masės mainai	19
1.3.1. Disperguoto skysčio lašelių terminė būseną	20
1.3.2. Lašelio išorinė šilumokaita ir faziniai virsmai	25
1.3.3. Lašelių vidinė šilumokaita	29
1.4. Literatūros tyrimo apibendrinimas	36
1.5. Autoriaus asmeninis indėlis į tiriamą problematiką	38
2. TYRIMO METODIKA	39
2.1. Vandens lašelių fazinių virsmų drėkinto oro sraute eksperimentiniai tyrimai	39
2.1.1. Eksperimentinis standas	39
2.1.2. Vandens temperatūros įtakos įvertinimas ir eksperimento metodika	42
2.1.3. Lašelio ir termoporos karoliuko ekvivalentinis skersmuo	47
2.1.4. Matavimo paklaidų įvertinimas	51
2.2. Lašelių fazinių virsmų drėgnų dujų sraute skaitinis modeliavimas	52
2.2.1. Pagrindinės prielaidos	53
2.2.2. Lašelio terminės ir energinės būsenos interpretacija	53
2.2.3. Lašelio sudėtinių pernašos procesų fazinių virsmų režimų cikle skaitinio modeliavimo metodika	57
2.3. Metodikos skyriaus apibendrinimas	61
3. TYRIMO REZULTATAI IR ANALIZĖ	63
3.1. Kraštinės sąlygos ir tyrimo etapai	63
3.2. Lašelių šilumos ir masės mainų eksperimentinis tyrimas	65
3.2.1. Oro drėkinimo ir vandens temperatūros įtakos lašelio terminiai būsenai ir faziniams virsmams eksperimentinis įvertinimas	65
3.2.2. Vandens lašelių pusiausviro garavimo terminę būseną iki 100 °C temperatūros drėgnose dujose apibendrinanti eksperimentinė diagrama	78
3.3. Vandens lašelių šilumos ir masės mainų biokuro dūmų sraute modeliavimas	81
3.3.1. Lašelių šilimas ir faziniai virsmai šalinamų dūmų sraute	83
3.3.2. Lašelių sudėtiniai pernašos procesai kūryklos dūmų sraute	89
3.3.3. Spinduliavimo įtaka lašelio sudėtiniais šilumos ir masės mainams	94
3.3.4. Vandens lašelių nulekiamas kelias kūryklos dūmuose	98
IŠVADOS	105
SANTRAUKA	106
LITERATŪROS SĄRAŠAS	148
CURRICULUM VITAE	163
MOKSLINIŲ STRAIPSNIŲ IR MOKSLINIŲ KONFERENCIJŲ SĄRAŠAS	164

## PAGRINDINĖS SAŲOKOS:

**Lašelis** –  $M_l$  masės vandens sferinis tūris, kurio skersmuo yra  $2R = 2\sqrt[3]{3M_l/(4\pi\rho_l)}$ .

**Ekvivalentinis lašelis** – termoporos karoliuko ir jį gaubiančio vandens užimamas tūris, kurio ekvivalentinis skersmuo prilyginamas karoliuko ir jį gaubiančio vandens tūrį turinčios sferos skersmeniui.

**Degimo produktai** – biokuro deginimo procese susidarančių dujų ir pelenų heterogeninis mišinys.

**Biokuro dūmai** – vandens garo ir nesikondensuojančių dujų mišinys, kuriam kietųjų dalelių įtaka paneigiama.

**„Lašo“ uždavinys** – bendras skysčio lašelių šilumos ir masės mainų tyrimų pavadinimas.

**Vandens lašelio faziniai virsmai** – vandens garo kondensacija ant lašelio arba vandens paviršinis garavimas.

**Lašelio fazinių virsmų ciklas** – nuosekliai įvykstantys lašelio fazinių virsmų režimai iki jam išgaruojant.

**Lašelio kondensacinis režimas** – vandens garo kondensacijos procesas, kai fazinių virsmų šiluma kartu su šilumokaita teikiama šildo vandenį lašelyje.

**Lašelio pereinamojo garavimo režimas** – vandens paviršinio garinimo procesas, kai lašeliui teikiama šiluma šildo ir garina vandenį.

**Lašelio pusiausviro garavimo režimas** – vandens paviršinio garinimo procesas, kai lašeliui teikiama šiluma vandenį tik garina.

**Lašelio pusiausviro garavimo temperatūra** – lašelio temperatūra, kuriai esant lašeliui teikiama šiluma garina vandenį.

**Lašelio konvekcinis šildymas** – šilumos teikimas konvekcija dujų sraute slystančiam lašeliui.

**Lašelio slydimas** – lašelio judėjimas dūmų srauto atžvilgiu.

**Lašelio sudėtinis šildymas** – šilumos teikimas lašeliui konvekcija ir dūmų temperatūrą turinčio juodo spektrinio šaltinio spinduliavimu.

$t_r/t_b$  – bematė rasos taško temperatūra.

$t_e/t_b$  – bematė pusiausviro garavimo temperatūra.

## ŽYMĖJIMŲ SARAŠAS:

$A$  – lašelio paviršiaus plotas,  $m^2$ ;

$a$  – temperatūros laidumo koeficientas,  $m^2/s$ ;

$B_T$  – Spoldingo šilumos pernešimo parametras;

$C$  – pilnasis pasipriešinimo koeficientas;

$c_p$  – savitoji šiluma  $J/(kg \cdot K)$ ;

$D$  – difuzijos koeficientas,  $m^2/s$ ;

$F_o$  – Furje kriterijus;

$G$  – masinis srautas,  $kg/s$ ;

$g$  – garo srautas,  $kg/s$ ;

$Gr$  – Grashofio kriterijus;

$I_\omega$  – spektrinis spinduliuotės intensyvumas,  $W/(m \cdot ster)$ ;

$k$  – konvekcijos įtaką įvertinantis parametras;  
 $k_{c,ef}$  – efektyviojo šilumos laidumo parametras;  
 $L$  – garavimo šiluma, J/kg;  
 $m_g$  – garo srauto tankis, kg/(m<sup>2</sup>s);  
 $n$  – nario indeksas temperatūros gradientą aprašančių integralinių lygčių begalinėje eilutėje;  
 $N$  – begalinėje eilutėje įvertinamų narių skaičius;  
 $Nu$  – Nuselto kriterijus;  
 $n_\omega$  – spektrinis lūžio rodiklis;  
 $p$  – slėgis, Pa;  
 $Pe$  – Pekle kriterijus;  
 $Pr$  – Prandtlio kriterijus;  
 $q$  – šilumos srauto tankis, W/m<sup>2</sup>;  
 $R$  – lašelio spindulys, m;  
 $R_\mu$  – universali dujų pastovioji, J/(mol·K);  
 $Ra$  – Reilėjaus kriterijus;  
 $Re$  – Reinoldso kriterijus;  
 $r$  – radialinė koordinatė, m;  
 $r_\omega$  – spektrinis šviesos atspindžio koeficientas;  
 $Sc$  – Šmidto kriterijus;  
 $Sh$  – Šervudo kriterijus;  
 $t$  – temperatūra, °C;  
 $T$  – temperatūra, K;  
 $X$  – vandens garo tūrinė dalis;  
 $Y$  – vandens garo masinė dalis;  
 $w$  – greitis, m/s;  
 $\alpha$  – šilumos atidavimo koeficientas, W/(m<sup>2</sup>·K);  
 $\beta$  – terminis plėtimosi koeficientas, 1/K;  
 $\delta$  – difuzinio sluoksnio storis, m;  
 $\varepsilon$  – medžiagos juodumo laipsnis;  
 $\eta$  – bematė radialinė koordinatė;  
 $\varphi$  – santykinis drėgnumas, %;  
 $\lambda$  – šilumos laidžio koeficientas, W/(m·K);  
 $\mu$  – molekulinė masė, kg/mol;  
 $\rho$  – tankis, kg/m<sup>3</sup>;  
 $\sigma$  – Stefano – Bolcmano konstanta W/(m<sup>2</sup>·K<sup>4</sup>);  
 $\tau$  – laikas, s;  
 $\chi$  – spektrinis sugėrimo koeficientas.

### INDEKSAI APAČIOJE:

$B$  – funkcija;  
 $c$  – konvekcija;  
 $ko$  – kondensacija;  
 $C$  – lašelio centras;  
 $d$  – dujos;



*e* – pusiausvira garavimas;  
*ef* – efektyvumas;  
*F* – paviršius;  
*f* – faziniai virsmai;  
*g* – garas;  
*gd* – garo ir dujų mišinys;  
*H* – geometrinis parametras;  
*i* – laiko indeksas skaitinėje schemoje;  
*it* – vykdomos iteracijos indeksas iteraciniame cikle;  
*j* – radialinės koordinatės indeksas skaitinėje schemoje;  
*l* – skystis;  
*M* – masinis;  
*m* – masės vidutinis parametras;  
*max* – maksimalus;  
*min* – minimalus;  
*n* – eilutės narys;  
*p* – slėgis;  
*R* – lašelio paviršius;  
*r* – radiacinis;  
*rt* – rasos taškas;  
*s* – soties būseną;  
*sal* – šaltinis;  
*sr* – spinduliavimo šaltinis;  
*sb* – šviesos banga;  
*T* – terminis;  
*ter* – termoporos karoliukas;  
*tr* – traukos;  
*w* – sienelė;  
*wb* – šlapias termometras;  
 $\omega$  – spektrinis;  
 $\Sigma$  – suminis;  
0 – pradinė būseną.  
 $\infty$  – dujos už pasienio sluoksnio.

### SANTRUMPOS:

"*c*" – šildymas konvekcija;  
"*c+r*" – sudėtinis šildymas konvekcija ir spinduliavimu;  
"*k*" – šildymas laidumu;  
"*k+r*" – sudėtinis šildymas laidumu ir spinduliavimu;  
*P* – lašelio šilumos ir masės mainų parametro bendrasis žymėjimas;  
AEI – atsinaujinantys energijos ištekliai;  
ŠMM – šilumos ir masės mainai.

## IVADAS

Darni pasaulinės energetikos plėtra yra svarbi pramonės infrastruktūros bei visuomenės vystymo ir gamtos saugos tvarumo kontekste. Todėl šiuolaikinėse energijos gamybos bei vartojimo technologijose yra ryškus siekis ne tik didinti jų efektyvumą, bet ir kartu kiek įmanoma sumažinti galimą kenksmingą poveikį gamtai. Tam svarbu plėtoti atsinaujinančiais šaltiniais grindžiamas energijos gamybos technologijas. Kol kas yra nerealu energijos gamyboje visiškai atsisakyti iškastinio kuro, tačiau sumažinti jo indėlį bendrame balanse yra būtina. Šiuo aspektu yra svarbus biokuras. Jis yra gamtoje ir žemės ūkyje plačiai sutinkamas atsinaujinantis šaltinis, kurį gana paprasta pritaikyti jau gerai išvystytoms iškastinio kuro deginimo technologijoms. Iškyla šilumos iš šalinamų biokuro dūmų atgavimo problema, kadangi biokuro degimo produktai yra drėgnesni. Vandens garas juose atsiranda išgaruojant kure esančiai drėgmei ir susidaro degant vandeniliui. Deginant medžio drožles, vandens garas biokuro dūmų dujų mišinyje gali užimti iki pusės jų tūrio. Tradiciškai išnaudojant tik auštančių dūmų fizinę šilumą, šalinamuose dūmuose išliktų milžiniškas vandens garo fazinių virsmų šiluminis potencialas. Šiuolaikinėse biokuro deginimo technologijose dūmai turi būti gerai išvalomi nuo teršalų ir, prieš išmetant į atmosferą, iš jų būtina atgauti vandens garo fazinių virsmų šilumą. Tam jie kondensaciniame ekonomaizeryje ataušinami iki rasos taško temperatūros ir iš jų iškondensuojamas vandens garas.

Pritaikomos kontaktinio ir rekuperacinio tipų šilumokaičių technologijos. Kontaktiniuose kondensaciniuose ekonomaizeriuose šiluma iš šalinamų dūmų atgaunama sukondensuojant vandens garą tiesiog ant įpurkštų vandens lašelių. Šioje technologijoje pritaikoma dviejų kontūrų sistema. Pirmajame kontūre cirkuliuoja dūmuose išpurkšto pašilusio vandens ir ant lašelių susikondensavusio garo kondensato dvifazis srautas. Jis tarpiniame plokšteline šilumokaitėje pašildo antruoju kontūru tekančią fluidą, dažniausiai termofikacinį vandenį. Kontaktinio kondensacinio ekonomaizerio eksploataciją apsunkina būtina vandens lašelių pašilimo iki rasos taško kontrolė. Be to, greitai užsiteršia tarpinis šilumokaitis. Rekuperacinio tipo kondensaciniuose ekonomaizeriuose garas iškondensuojamas biokuro dūmams tekant vamzdeliais, o šiluma vamzdelių pluoštą aptekančiajam fluidui perduodama per sienelę. Kondensacijos procesą pristabdo užterštų dūmų ir kondensato plėvelės termohidrodinaminės sąveikos susilpnėjimas. Jai sustiprinti virš vamzdelių rėtinės papildomai išpurškiamas vanduo. Į kondensacinį ekonomaizerį atiteka apie 150 °C temperatūros biokuro dūmai. Vandens garo tūris juose gali viršyti 30 procentų. Kondensaciniame ekonomaizeryje dūmai ataušinami vidutiniškai iki 40 °C temperatūros. Iškondensavus didžiąją dalį vandens garo, jo tūris šalinamuose dūmuose sumažėja vidutiniškai iki 7 procentų. Šilumokaičio efektyvumą apibrėžia dūmų išsausinimo procesas, kadangi vandens garo kondensacijos metu išsiskyrusi šiluma smarkiai viršija šilumą, kuri atgaunama dūmus ataušinus. Efektyvu dūmus ataušinti iki artimos rasos taškui temperatūros dar prieš šilumokaitį. Tam į dūmus prieš rekuperacinio tipo kondensacinį ekonomaizerį įpurškiama vandens. Dūmai ataušta ir papildomai pridrėksta. Išaugus rasos taško

temperatūrai, kondensacija prasideda anksčiau, kondensacinio ekonomizerio darbo efektyvumas išauga.

Šiluminės energijos gamybos deginant biokurą technologijose vandens įpurškimu drėkinamas degimui tiekiamas oras, reguliuojamas degimo procesas kūrykloje, kartu su vandens lašeliais į kūryklos dūmų srautą įterpiami toksogenų koncentraciją mažinantys skystieji reagentai. Svarbu yra suderinti visus įpurškimo atvejus, norint užtikrinti kiek įmanoma didesnę biokuro deginimo technologijos efektyvumą. Išpurkšto vandens lašelių fazinių virsmų ir šilumokaitos kraštinės sąlygos gali labai skirtis, tačiau visuomet lašelių faziniai virsmai turi užtikrinti reikiamą dūmų parametrų sureguliovimą. Siekiant suvokti jų dėsningumus ir pritaikyti praktikoje, būtina pažinti lašelių šilumokaitos ir fazinių virsmų procesus.

**Tyrimo objektas** – vandens lašelių šilumos ir masės mainų procesai drėgnų dujų sraute.

**Darbo tikslas** – ištirti oro drėkinimo ir vandens temperatūros įtaką lašelių terminėi būsenai ir faziniams virsmams bei apibrėžti ŠMM kraštinių sąlygų įtaką lašelių sudėtiniais pernašos procesams drėgnų dūmų sraute.

**Darbo uždaviniai:**

1. Eksperimentiškai ištirti pradinės vandens temperatūros ir oro srauto drėkinimo įtaką aptekamo lašelio šilumai ir faziniams virsmams, tyrimo rezultatus apibendrinti lašelio pusiausviro garavimo temperatūros diagrama.
2. Eksperimentiškai patikrinti bemačių  $t_{rd}/t_l$  ir  $t_e/t_l$  parametrų tinkamumą lašelių terminės būsenos kitimui pereinamajame režime apibrėžti ir įvertinti jų tinkamumą vandens fazinių virsmų režimams dūmų sraute numatyti.
3. Skaitiškai ištirti ŠMM kraštinių sąlygų įtaką biokuro kūryklos dūmų sraute įpurkšto vandens lašelių sudėtiniais pernašos procesams ir išryškinti jų sąveiką apibrėžiančius faktorius.
4. Apibrėžti lašelių terminės ir energinės būsenos transformacijas, išryškinti jų dėsningumus lašelio fazinių virsmų režimų cikle.
5. Lašelių fazinių virsmų režimų ciklo modeliavimo rezultatus apibendrinti jų nulekiamo kelio drėgnų dujų sraute diagrama ir pateikti rekomendacijas optimaliam vandens įpurškimui į biokuro kūryklos dūmų srautą.

**Darbo mokslinis naujumas:**

Eksperimentiškai įrodyta, kad pereinamąjį fazinių virsmų režimą ir lašelių terminės būsenos kitimą apibrėžia pradinė vandens temperatūra ir oro srauto pridrėkinimas.

Bemačių  $t_{rd}/t_l$  ir  $t_e/t_l$  parametrų tinkamumas vandens lašelių terminėi būsenai ir pereinamiesiems fazinių virsmų režimams apibrėžti patvirtintas eksperimentiškai bei pagrįstas jų pritaikomumas lašelių tūrio kitimo tendencijai pradinėje fazinių virsmų stadijoje apibrėžti.

Išryškinta sudėtinų šilumos ir masės mainų procesų sąveikos intensyvumo kitimo specifika vandens lašelių fazinių virsmų metu, kurią apibrėžia lašelio slydimo dujų sraute spartus slopimas kondensaciniame režime ir silpnėjantis spinduliuotės srauto sugėrimas baigiamojoje garavimo stadijoje.

### **Darbo aktualumas ir praktinė nauda:**

- Eksperimentinio tyrimo rezultatus apibendrinanti pusiausvirai garuojančių vandens lašelių terminės būsenos diagrama ir išryškinti lašelių sudėtinės pernašos procesų sąveikos dėsningumai įgalina apibrėžti tinkamus vandens įpurškimo į šalinamų dūmų srautą režimus, kad būtų galima reikiamai sureguliuoti srauto parametrus.
- Pagal modeliavimo rezultatus sudaryta lašelių nueinamo kelio iki išgaruojant drėgnų dujų sraute diagrama leidžia apibrėžti reikalingą vandens išpurškimo dispersiškumą, pridėdant skystuosius priedus toksogenams biokuro dūmų sraute sumažinti.

### **Ginamieji teiginiai.**

Ginami vandens lašelių ŠMM eksperimentinio ir skaitinio tyrimo rezultatus apibendrinantys teiginiai:

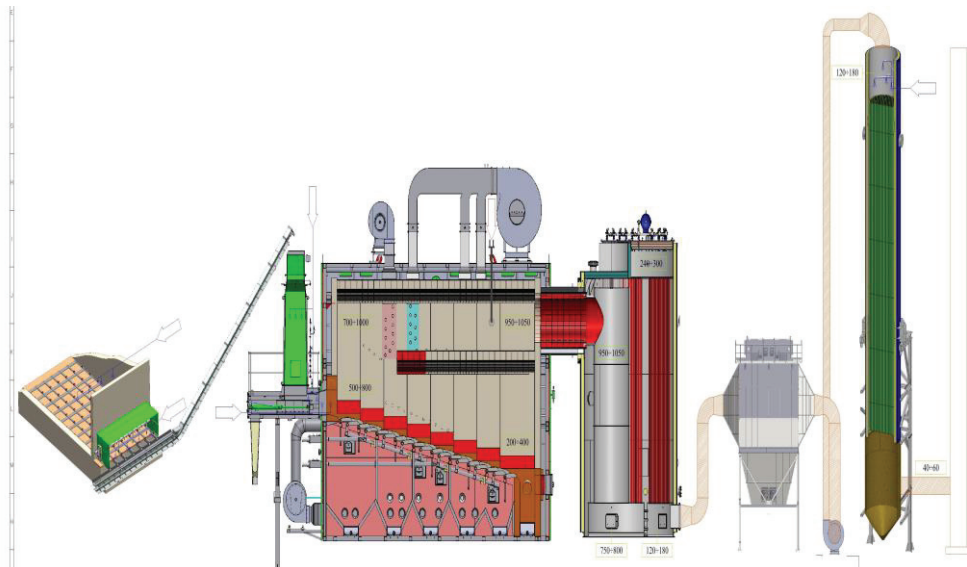
1. Oro srauto drėkinimas daro didelę įtaką aptekamo lašelio fazinių virsmų režimų ciklui (pradinėje stadijoje gali sudaryti reikiamas sąlygas kondensaciniam fazinių virsmų režimui įvykti, o baigiamojoje stadijoje paskatina lašelio pusiausviro garavimo temperatūros padidėjimą), o pradinė vandens temperatūra yra reikšminga tik pereinamajam lašelio fazinių virsmų režimui.
2. Bemačių  $t_{rd}/t_l$  ir  $t_e/t_l$  parametrai yra tinkami lašelių terminėi būsenai apibrėžti, ir pagal juos galima apibrėžti lašelio tūrio kitimą pradinėje fazinių virsmų stadijoje.
3. Lašelio sudėtinų pernašos procesų sąveiką apibrėžia jo slydimas dūmų sraute ir spinduliuotės srauto sugėrimas pusskaidriame lašelyje.
4. Procesų sąveikos intensyvumą galima apibrėžti Spoldingo šilumos ir masės pernašos  $B_T$  ir  $B_M$  parametrų funkcijomis, jas apskaičiuojant atsižvelgus į lašelio fazinių virsmų režimuose įvykstančias terminės ir energinės būsenos transformacijas.
5. Įpurkšto vandens lašelių sparčiausias / lėčiausias išgaravimas neužtikrina jų nulekiamo trumpiausio / ilgiausio kelio dūmų sraute, todėl vandens dispergatorius būtina parinkti pagal lašelių nulekiamą kelią, o ne išgaravimo laiką apibrėžiančias diagramas.

**Darbo rezultatų publikavimas** – disertacijos tema 2 straipsniai publikuoti Clarivate Analytics Web of Science Q1 lygio tarptautiniuose ir 2 straipsniai publikuoti Q4 lygio Lietuvos mokslo žurnaluose, 2 straipsniai paskelbti tarptautinių konferencijų ir 1 respublikinės konferencijos recenzuojamame darbų rinkinyje.

**Darbo rezultatų viešinimas** – disertacijos tema perskaityti pranešimai: 3 tarptautinėse ir 2 respublikinėse tęstinėse mokslo konferencijose.

## 1. LITERATŪROS APŽVALGA

Iškastinio kuro resursai kol kas dar yra pakankami šiuolaikiniams žmonijos energetiniams poreikiams tenkinti [1]. Tačiau iškastinio kuro balanse esantys gamtinių dujų ir naftos ištekliai turi platų pramoninio pritaikymo spektrą, todėl juos tradicinėse energijos gamybos technologijose reikia naudoti atsakingai. Deginant iškastinę akmens anglį, labai išauga gamtos tarša kietosiomis dalelėmis, todėl sparčiai besivystančiose pasaulio ekonomikose plėtojama energijos gamyba anglies dujų fiksavimo pagrindu [2]. Iškastinio kuro deginimas daro neigiamą poveikį aplinkai [3], todėl aktualu iškastinio kuro dedamąją bendrą šiuolaikinio pasaulio energetikos balansą kiek įmanoma sumažinti [4]. Šiuo aspektu yra efektyvus atsinaujinančiais energijos ištekliais (AEI) grindžiamų energijos gamybos technologijų plėtojimas [5]. AEI resursai, jų tvarumas ir išnaudojimo perspektyva yra įvertinta ir pagrįsta mokslinė analize [6-8]. Vyraujančią vietą tarp AEI užima biomasė ir biokuras [7], todėl biokuro ir jo produktų deginimo technologijos pasaulyje sparčiai diegiamos transporte [9], elektros ir šiluminės energijos gamyboje [10-12] bei buitinyje [13]. Šių technologijų sparčią plėtrą ES lemia ne tik AEI šaltinių įvairovė ir didelis jų energetinis potencialas (1.2 pav.) [14], bet ir efektyvių gamtos saugos priemonių energijos gamyboje įdiegimas.

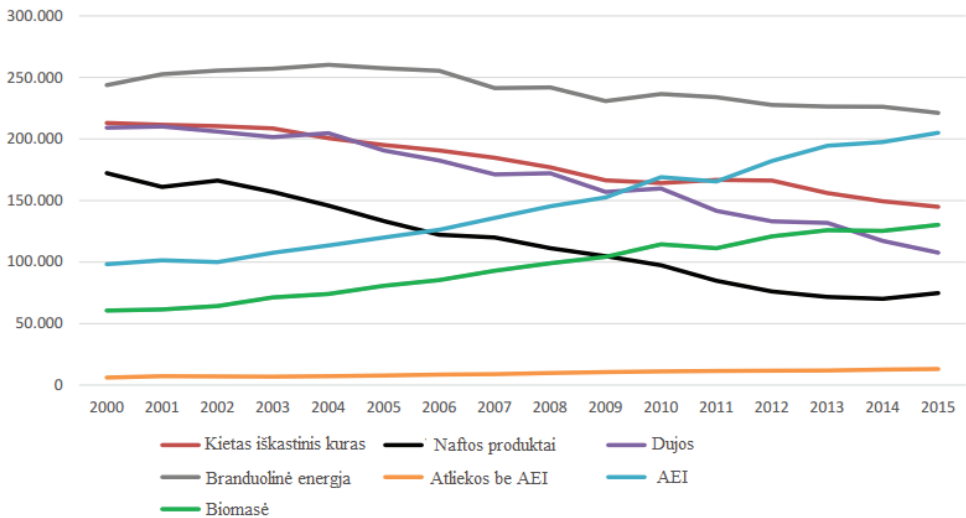


1.1 pav. Šiuolaikinės biokuro katilinės schema

Šiuolaikinės biokurą deginančios katilinės schema pateikta 1.1 paveiksle. Ją sudaro biokuro tiekimo sistema, pakura, katilas, dūmų valymo įrenginiai, kondensacinis ekonomizeris ir kaminas.

Šiuolaikinėse biokuro technologijose plačiai panaudojamas vanduo [15-20]. Biokuro deginimo proceso efektyvinimo ir draugiškumo aplinkai stiprinimo kontekste išryškėja vandens dispergavimo technologijų svarba. Vandens srovės pritaikomos degimo procesui valdyti [20, 21], toksogenų koncentracijoms degimo

produktuose mažinti [20, 22, 23], juos ataušinti [24] ir šilumai atgauti [25-27]. Vanduo išpurkštu pavidalu plačiai pritaikomas pramonės technologijose [28-31]. Kaip šių technologijų pavyzdžius galima suminėti vandens išpurškimą aukštos temperatūros dujų srauto temperatūrai reguliuoti, valdyti ir paviršių korozijos bei erozijos procesams slopinti, orui tarp turbokompresoriaus pakopų ataušinti, gaisrams lokalizuoti ir nuslopinti, klasteriams ir apsaugos sluoksniams ant paviršių suformuoti, nuo intensyvaus šiluminio poveikio apsaugantiems dvifazio srauto apsauginiams sluoksniams sudaryti, cheminių reakcijų greičiui suvaldyti ir toksogenų koncentracijoms degimo produktuose sumažinti, orui pridėkinti ir išsausinti bei kt. Disperguotu pavidalu vanduo svarbus ir gamtos reiškiniuose [32].

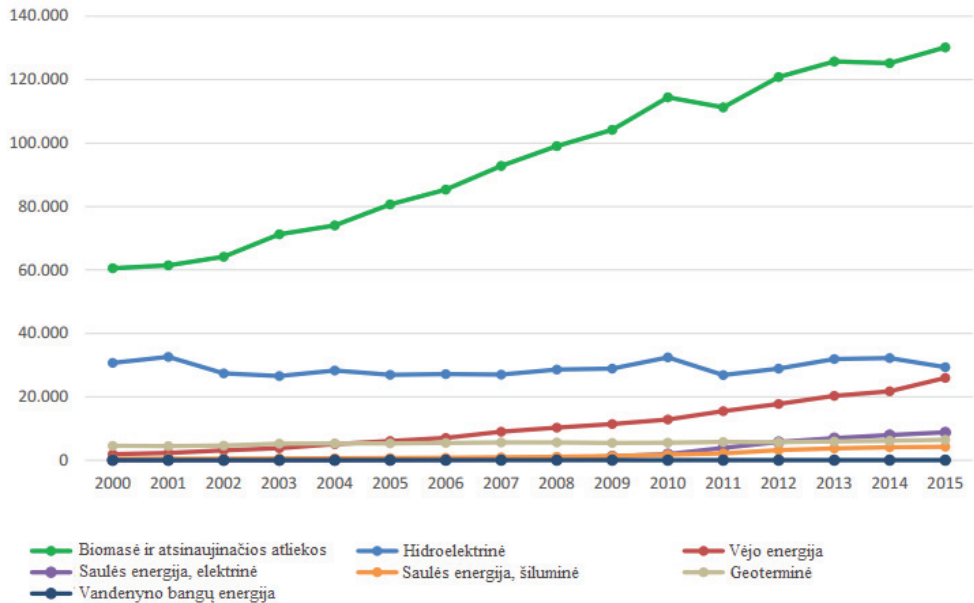


**1.2 pav.** Pirminė energijos gamyba ( $kt_{ne}$ ) iš skirtingų kuro rūšių ES šalyse 2000 – 2015 m. [14]

Skysčio išpurškimo technologijų efektyvumą apibrėžia lašelių pernašos procesų intensyvumas ir labai didelis kontakto tarp disperguoto skysčio lašelių ir dujų paviršius. Pernašos procesams išpurkšto skysčio sistemose apibrėžti reikia pažinti lašelių šilumokaitos ir fazinių virsmų procesus. Todėl skysčio lašelių ŠMM procesų moksliniai tyrimai yra populiarūs, ir jų istorija jau perkopė šimtmetį [33]. Tačiau susidomėjimas šia tematika nemažėja [34], nes esamų skysčio išpurškimo technologijų tobulinimo ir naujų efektyvesnių sukūrimo energetikoje ir pramonėje aktualumas auga, ir tai paskatina poreikį giliau pažinti bei apibrėžti lašelių ŠMM procesus plačiomis ir vis sudėtingesnėmis jų vyksmo kraštinėmis sąlygomis. Praktinius ir mokslinius sumintų problematikų aspektus aptarsime detaliau.

### 1.1. Biokuro potencialas atsinaujinančių šaltinių energetikoje

Klimato kaita yra vienas iš didžiausių šių dienų žmonijos iššūkių. Iškastinio kuro pakeitimas atsinaujinančiais energijos šaltiniais ir energijos naudojimo efektyvumo didinimas yra vieni iš esminių faktorių kovoje su klimato kaita.



**1.3 pav.** Pirminės energijos gamybos ES raida pagal AEI rūšį (kt<sub>ne</sub>) 2000 – 2015 metais [35]

Europos Komisija iškėlė klimato ir energetikos sričių tikslus, kuriuos buvo privalu pasiekti iki 2020 m.: Europos Sąjungoje reikia sumažinti šiltnamio reiškinių sukeliančių dujų kiekį bent 20%, palyginti su 1990 m. lygiu; AEI dalis 2020 m. turi sudaryti bent 20% bendro galutinio energijos naudojimo; efektyviau naudoti energiją ir pasiekti, kad pirminės energijos būtų sunaudojama 20 % mažiau, palyginti su numatomu lygiu. Pastaraisiais metais AEI srityje užsibrėžti strateginiai tikslai sudarė prielaidas sparčiai plėtoti vietinius atsinaujinančius išteklius visose Europos Sąjungos šalyse. Biomės energetika – sparčiausiai besivystanti Europos Sąjungos valstybėse, per penkiolika metų jos panaudojimas išaugo net 2,2 karto (1.3 pav.) [35].

Pasauliniu mastu darnios energetikos plėtrai itin svarbūs trys pagrindiniai aspektai: energijos prieinamumas, efektyvus energijos naudojimas ir iškastinio kuro pakeitimas atsinaujinančiais energijos ištekliais. Pastarieji du aspektai ypač svarbūs ir Lietuvai [36]. Lietuva, vykdydama savo energetikos strategijos nuostatas ir tarptautinius įsipareigojimus, kuria ir tobulina teisinę bazę, kuri skatintų darnią energetikos raidą. Naujoje Lietuvos nacionalinėje energetinės nepriklausomybės strategijoje iškeltas tikslas 2050 m. visą reikalingą elektros ir šilumos energiją gaminti iš atsinaujinančių ir kitų netaršių šaltinių [37].

Jau tapo aišku, kad kiekviena valstybė turi plėtoti tokią energetiką, kokia labiausiai atitinka būtent tos valstybės nacionalinius interesus ir konkrečias sąlygas konkrečioje šalyje. Pavyzdžiui, Austrijoje, Norvegijoje ir Švedijoje palanku vystyti hidroenergetiką, Vokietija plėtoja saulės energetiką ir lygiagrečiai išnaudoja biudujų technologijas, kadangi turi stiprų gyvulininkystės ūkio sektorių. Danija prioritetą suteikė vėjo energetikai, kadangi čia vyrauja stiprūs vėjai, ji yra viena iš vėjo

jėginių technologijų gamybos lyderių pasaulyje, todėl nauji vėjo jėginių užsakymai palankūs nedarbo lygiui mažėti ir šalies konkurencingumui augti. Be to, Danija palaiko itin glaudžius elektros linijų ryšius su Norvegija ir užtikrina pastarosios hidroelektrinių pajėgumo efektyvų išnaudojimą vėjo jėginių darbui subalansuoti. Rusijoje, gaminančioje branduolinius reaktorius, statomos atominės elektrinės ir investuojama į energijos gamybą iš gamtinių dujų [38].

**1 lentelė.** Naudojamas ir dalinai naudojamas biomasės potencialas Lietuvoje [40]

<b>Biokuro tipas</b>	<b>mln. t<sub>ne</sub></b>	<b>TWh</b>
Malkinė mediena	0,505	5,873
Medžio pramonės atliekos	0,280	3,256
Miško kirtimo atliekos	0,185	2,152
Mediena, liekanti vykdant želdynų, sodų, pakelių, pagriovių tvarkymą	0,150	1,861
Miško plantacinių augalų (5000 ha)	~ 0,100	0,105
Greitos vegetacijos energetinių augalų plantacijų (1768 ha)	~ 0,015	0,163
Šiaudai	0,810	9,420
<b>Iš viso:</b>	<b>~ 2</b>	<b>~ 25</b>

Lietuvoje prioritetą – energijos gamybą iš medienos biokuro – lemia pakankamai dideli biokuro ištekliai. Biokuras yra viena iš alternatyvių atsinaujinančių energetinių išteklių rūšių, kurio panaudojimas Lietuvą įgalina atsisakyti brangaus iškastinio kuro ir leidžia tapti energetiškai nepriklausomai. Lietuvos geografinė padėtis itin palanki biokuro naudojimui, nes daugiau nei 30 % šalies ploto dengia miškai bei krūmynai ir daugiau nei 25 % užima grūdinių kultūrų pasėlių plotai, kuriuose kasmet išauga apie 0,8 mln. t<sub>ne</sub> šiaudų.

Iš ES Komisijos užsakymu 2014 m. pabaigoje atliktos studijos („Employment and growth effects of sustainable energies in the European Union“) matosi, kad Baltijos šalys yra pačios perspektyviausios ES šalys atsinaujinančios energetikos plėtrai. Atsinaujinančios energetikos plėtra pagreitina Lietuvos BVP augimą labiau nei bet kurioje kitoje ES valstybėje, o atsinaujinančios energetikos panaudojimo potencialas yra 1,5 karto didesnis už bendrus Lietuvos energijos poreikius [41]. Lietuvai kasmet reikia apie 20 TWh šilumos centralizuotam daugiabučių namų ir viešosios paskirties pastatų šildymui bei individualių namų, pramonės ir žemės ūkio objektų patalpų šildymui bei apie 11 TWh elektros energijos. Šiems energijos poreikiams patenkinti kasmet tenka importuoti apytiksliai 1,5 mlrd. m<sup>3</sup> gamtinių dujų (2017 m.), 150 tūkst. tonų naftos produktų ir daugiau kaip 11 TWh elektros energijos. O realus atsinaujinančių išteklių energetikos potencialas yra [40, 39]: biokuras (malkinės medienos ir medienos perdirbimo atliekos, šiaudai, greitai augantys žilvičiai, kita augalinė masė) – 2,2 mln. t naftos ekvivalento (arba ~25 TWh energijos); biologiškai skaidžios pramoninės ir komunalinės atliekos – 1300 tūkst. t (arba ~3 TWh energijos); vėjo energija (generavimo potencialas) – 5,5 TWh energijos; saulės energija (techninis potencialas) – 2,1 TWh energijos; hidroelektrinėse pratekantis vanduo galėtų pagaminti 1 TWh; biodujos (techninis potencialas) – 2 TWh energijos; žemės gelmių panaudota šiluma leistų pagaminti iki 1 TWh šilumos; biodegalų gamyba pajėgi užtikrinti 20 % visų Lietuvoje



sunaudojamų degalų. Šie vietiniai energijos šaltiniai kartu sudaro apie 40 TWh Lietuvos metinio energetinio potencialo, kuris smarkiai viršija bendrąjį šilumos ir elektros energijos poreikį.

Turimas biokuro potencialas yra svarbi, bet ne vienintelė priežastis, kuri paskatino Lietuvą pasukti atsinaujinančių energijos šaltinių išnaudojimo energetikoje kryptimi. Svarbus stimulus buvo ir aukšta gamtinių dujų kaina. Kylančios šilumos kainos skurdino namų ūkius ir gyventojams kėlė vis didesni susirūpinimą – kai kuriems mokesčiai už šildymą tapo pagrindine išgyvenimo problema. Tai valstybę privertė ieškoti kitų, pigesnių alternatyvų. Kadangi biokuras buvo 2–3 kartus pigesnis už importuojamas gamtines dujas, buvo nuspręsta, kad būtent jis turi tapti prioritetine kuro rūšimi šilumai gaminti Lietuvoje [43].

Kylančios kuro kainos skatina įrangos su kuo didesniu naudingumo koeficientu diegimą, taip pat verčia ieškoti galimybių kiek įmanoma sumažinti energijos gamybos nuostolius ir siekti visos šilumos ar elektros gamybos įrenginio maksimalaus naudingumo koeficiento. Lygiagrečiai tenka nepamiršti efektyvių gamtosaugos priemonių diegimo, kad energijos gamyba taptų kuo draugiškesnė aplinkai ir kiek įmanoma mažiau išmestų teršalų į atmosferą, tarp jų ir atliekinės šilumos.

Plėtojant energijos gamybos technologijas, labai svarbu suderinti jų draugiškumo aplinkai ir technologinių įrenginių efektyvumo klausimus. Deginant kurą susidaro degimo produktai, kurie yra dujų bei kietųjų dalelių ir pelenų heterogeninis mišinys. Dūmų dujų mišinyje yra vandens garo dedamoji, kuri susidaro kure esančio vandenilio degimo procese bei išgaruojant kuro drėgmei. Biokuras yra drėgnesnis už įprastinį iškastinį kurą, todėl biokuro dūmai daug drėgnesni ir vandens garo turinė dalis juose gali siekti 0,3 ir netgi daugiau. Pagal tradicines dūmų šiluminės energijos išnaudojimo technologijas dūmai tik ataušinami vidutiniškai iki 150–180 °C ir nukreipiami šalinti į atmosferą. Tačiau ataušintų dūmų drėgnumas būna nesumažėjęs ir juose yra išlikęs neišnaudotas visas vandens garo fazinių virsmų energinis potencialas. Išmetant į atmosferas šiuos drėgnus dūmus, būtų prarandami milžiniški šiluminės energijos kiekiai ir smarkiai užteršiama gamta. Atgauti vandens garo fazinių virsmų šiluminę energiją galima tik jį sukondensuojant. Todėl deginant biokurą visuomet numatomi kondensaciniai ekonomaizeriai. Taip pat negalima pamiršti, kad, juose dūmus ataušinus iki 40 °C, šalinamuose dūmuose dar išliks gana reikšmingas vandens fazinių virsmų šiluminis potencialas, kurį išnaudoti galima tik pritaikius žemos temperatūros technologijas.

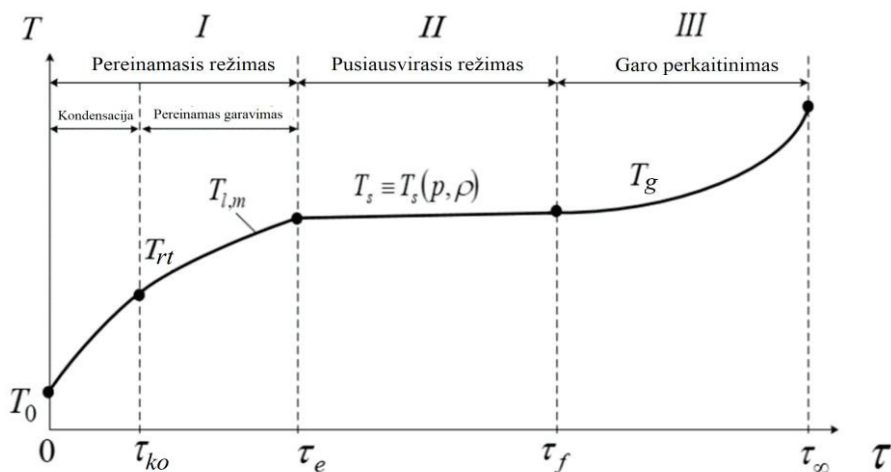
Kontaktinio ir rekuperacinio tipų kondensacinių ekonomaizerių darbo specifiška ir vandens įpurškimo pritaikomumas juose trumpai jau aptarti įvade. Galima papildomai paminėti, jog efektyvų šilumos iš šalinamų dūmų atgavimą užtikrintų technologija, kurioje būtų išnaudojami kontaktinių ir rekuperacinių šilumokaičių privalumai pritaikant kombinuotą pakopinę schemą. Todėl inovatyvaus kondensacinio ekonomaizerio sistemoje turėtų būti suderinti biokuro deginimo, kokybiško dūmų išvalymo ir efektyvaus kombinuoto šilumos atgavimo iš šalinamų drėgnų dūmų procesai. Tam dar būtina giliau pažinti disperguoto vandens sudėtinius šilumos ir masės pernašos procesus kūryklos dūmuose, technologiniame procese ataušintuose dūmuose prieš kondensacinį ekonomaizerį ir jame bei kondensato

plėvelės ir sausėjančių dūmų sistemoje. Čia svarbus tampa tinkamas vandens dispergavimo organizavimas.

## 1.2. Skysčio dispergavimas ir proceso pritaikomumas

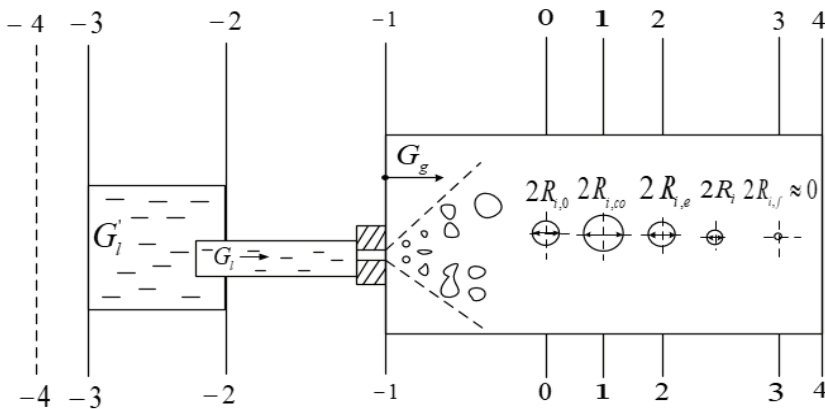
Skysčio dispergavimas plačiai taikomas praktikoje [44]. Disperguojant skystį dideliuose jo tūriuose vykstančių pernašos procesų kraštinės sąlygos yra pakeičiamos ir priartėjama link nanotechnologijoms būdingų kraštinių sąlygų. Dideliems skysčio tūriams dažnai atstovauja vanduo.

Gamtoje sutinkami paviršiniai vandens šaltiniai yra ežerai, upės, jūros ir vandenynai. Jų gylį apibrėžiantis geometrinis  $H$  matmuo yra skirtingas. Vandens lygio svyravimą sukelia paviršiniai garo kondensacijos ir vandens garavimo procesai bei atmosferos reiškiniai. Gamtinių vandens šaltinių temperatūra yra artima aplinkos temperatūrai. Savaime aišku, jog įprastinėmis sąlygomis vanduo juose neužvirs, ir vandens terminės būsenos galimą kitimą apibrėžia 1.4 pav. diagramos I režimo pradinė dalis. Buityje vanduo vartojamas pašildytas, o gaminant maistą dar ir užverdamas. Kondensacinis režimas šiuo atveju nereikšmingas, o užviręs vanduo dažniausiai išgarinamas ne iki galo. Buitiniuose įrenginiuose vandens virimo temperatūra yra artima aplinkos slėgio apibrėžtai soties būsenos  $T_s$  temperatūrai. Pramoniniuose vandens šildytuvuose ir šilumos akumuliavimo talpose vandens soties būsenos temperatūrą apibrėžia palaikomo slėgio režimas. Plačiai pritaikomas karštas, bet ne verdantis vanduo [45-47]. Taip pat plačiai naudojamas uždarais kanalais tekančio vandens pašildymas šilumokaičiuose, kuriuose pritaikomas vandens virimo procesas [48-50], išgaravusio vandens garas [51, 52] bei jo kondensacijos procesas [53-55]. Kaip klasikinis pavyzdys gali pasitarnauti kūrykloje vamzdžiais tekančio vandens šilumokaitos atvejis, kuris susijęs su sudėtingais dvifazio srauto termohidrodinaminiais procesais vandens virimo režime [56-58].



1.4 pav. Šildomo vandens tūrio terminės būsenos kitimo diagrama: I pereinamų virsmų kondensacinis ir garavimo režimas; II pusiausviro garavimo/virimo režimas; III garo perkaitinimo režimas

Dispergavimo procese skystis yra suskaidomas į didelį skaičių mažesnių tūrelių, kurie paskleidžiami dujose ir tradiciškai suvokiami kaip dvifazis dujų ir jų nešamų lašelių srautas. Lašeliai susiformuoja pereinamojo proceso metu, kai pradinėje stadijoje tūreliai gali susilieti ar toliau skaidytis [59-65], tam tikromis sąlygomis gali būti sukeliamas ir sprogdus jų garavimo režimas [66-68], kol galiausiai susiformuoja tam tikro dispersiškumo lašelių ansamblis [69, 70] (1.5 pav.).



1.5 pav. Skysčio dispergavimas ir lašelių fazinių virsmų režimai

Lašelių ir juos nešančių dujų dvifazio srauto parametrai priklauso nuo skysčio dispergavimo ir terminės technologijos specifikos. Sąlyginai lašelius galima klasifikuoti į labai stambių (ekvivalentinis skersmuo  $2R > 1$  mm), stambių ( $0,5 < 2R < 1$  mm), vidutinių ( $0,1 < 2R < 0,5$  mm), smulkių ( $0,02 < 2R < 0,1$  mm), labai smulkių ( $0,001 < 2R < 0,02$  mm) ir „rūko“ ( $0,0005 < 2R < 0,001$  mm) bei nano- ( $2R < 0,0005$  mm) lašelių grupes. Lašelių dispersiškumas priklauso nuo išpurškimo technologijos specifikos. Į lašelius disperguoto vandens pritaikymo praktika yra labai įvairi [71-76]. Kaip santykinai naują atvejį galima paminėti vandens technologijas teršalų koncentracijai dujose, taip pat ir deginamo biokuro dūmuose, sumažinti [77-81].

Skystį galima disperguoti skirtingais būdais [44]. Konkretus pritaikomas atvejis priklauso nuo terminės technologijos specifikos ir pageidaujamo lašelių dispersiškumo. Paprasčiausia yra skystį tiesiog ištaškyti ar praleisti pro įvairaus tipo sietus ir rėtines. Taip suformuojami stambūs milimetro eilės laisvai krentantys vandens lašeliai, kurie dažniausiai pritaikomi dujų aušinimo bokštuose [82, 83]. Ugnies frontui slopinti vanduo tiekiamas nenormuoto dydžio lašelių čiurkšlėmis [84, 85]. Vidaus degimo varikliuose skystasis kuras išpurškiamas įvairaus tipo aukšto slėgio purkštukais smulkiųjų lašelių pavidalu, užtikrinant spartų skysčio išgarinimą ir efektyvų garų sudeginimą [86, 87]. Šiuo aspektu stambesnieji lašeliai yra nepageidautini. Dažymo technologijose pritaikomi labai smulkūs lašeliai [88, 89], o „rūko“ lašeliai suformuojami sukondensuojant drėgnose dujose esantį vandens garą [90-93] arba pritaikant specialias aukšto slėgio technologijas [94, 95].

Pagal disperguojamo skysčio prigimtį plačiai pritaikomos ne tik vandens, bet ir skystojo kuro lašelių technologijos. Jau tradiciška disperguotu pavidalu skystąjį kurą

deginti transporte [87, 96, 97] ir energetikoje [98, 99]. Disperguoto kuro technologijose svarbūs grynojo kuro [100] bei dyzelio ir biodyzelino [101, 102], žibalo [103-105], įvairių alyvų [106, 107], kuro mišinių [108, 109] bei kitų daugiakomponenčio angliavandenilio [110, 111] lašelių garavimas. Siekiant efektyvaus skystojo kuro sudegimo, yra svarbu kuo sparčiau išgarinti lašelius, kad būtų užtikrintas reikiamas kuro garo tiekimas į degimo zoną. Išgaruojant kuro drėgmei bei degant jame esančiam vandeniliui, susidaro drėgni dūmai. Todėl, kad kuro deginimo sistemos būtų efektyvios, svarbu prieš šalinant dūmus į atmosferą juos ataušinti ir iš jų atgauti vandens garo fazinių virsmų šilumą. Ypač tai aktualu biokuro deginimo atveju [112-113]. Šiuolaikiniuose kuro deginimo katiluose dūmai išvalomi, ataušinami ir išsausinami, pritaikant pažangias separatorių [113, 114] ir kondensacinių ekonomizerių technologijas [115-118]. Jose yra svarbūs vandens garo bei lašelių šilumos ir masės mainų procesai [23, 24, 119].

### 1.3. Skysčio lašelių šilumos ir masės mainai

Disperguoto skysčio technologijų efektyvumą apibrėžia dujų ir lašelių sraute vykstančių fazinių virsmų sparta. Todėl skysčio lašelių šilumos ir masės mainai yra plačiai tirti modeliuojant [25-28, 34, 64-68, 85, 99, 101-104, 111, 119-137 ir kt.] bei eksperimentuojant [24, 34, 69, 105-110, 133-146 ir kt.]. Lašelių šilumos ir masės mainų tyrimų istorinė raida gerai atsispindėta N. A. Fuks [33], W. A. Sirignano [145] ir S. S. Sazhin [34] monografijose.

Disperguoto skysčio lašelių paviršiuje vykstantys fazinių virsmų procesai yra glaudžiai susiję su lašelių terminė būsena ir šilumokaita. Disperguoto skysčio lašelių terminę ir energinę būsenas bei šilumos ir masės mainų procesų spartą apibrėžia intensyvi sudėtinių pernašos procesų tarpusavio sąveika. Dėl procesų sąveikos pakinta jų sparta. Todėl apibrėžtomis kraštinėmis sąlygomis vykstančių sudėtinių pernašos procesų individuali sparta neatitinka spartos, kurią turėtų atskiras analogiškoms kraštinėmis sąlygomis vykstantis vienas procesas.

Pernašos procesų sąveikai įtaką daro daugelis veiksnių. Lašelio slydimas dujų sraute paskatina jo konvecinį šildymą ir gali sukelti priverstinę skysčio cirkuliaciją lašelyje [119]. Garavimo procesas lašelių konvecinį šildymą slopina [145]. Šiluminės spinduliuotės srautas pusskaidriuose lašeliuose yra spektrinio pobūdžio [147] ir juose sugeriamas netolygiai [85, 124, 127], todėl sukelia lokales temperatūros lauko deformacijas [125]. Eksperimentiškai patvirtintas nevienodas vandens lašelio sluoksnių šilimas [148] ir teoriškai pagrįstas neigiamo gradiento temperatūros lauko vandens lašeliuose susiformavimas sudėtinio šildymo atveju [129].

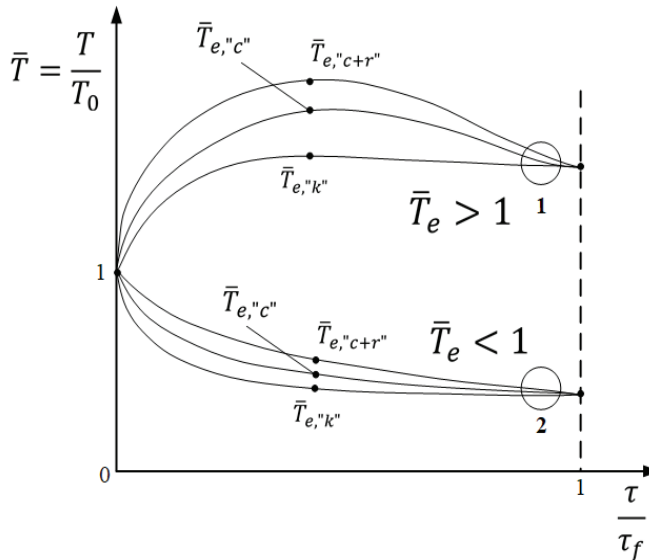
Disperguoto skystojo kuro technologijose svarbus lašelių garavimo procesas. Vandens išpurškimo atveju gali būti svarbus ir garo kondensacijos procesas. Tradicinėse skysčio išpurškimo technologijose lašelių sprogaus garavimo režimo galimybę galima paneigti. Tuomet skysčio lašelių paviršiuje vykstančius fazinius virsmus galima pateikti nuosekliai kintančių kondensacinio, pereinamojo garavimo ir pusiausviro garavimo režimų ciklu:

$$\tau \equiv 0 \rightarrow \tau_{co} \rightarrow \tau_{nf} \rightarrow \tau_f. \quad (1.1)$$

Fazinių virsmų režimų ciklo pradžia ( $\tau = 0$ ) sąlyginai fiksuojama disperguoto skysčio lašelių srauto susiformavimo momentu, o pabaiga sutapatinama su lašelio išgaravimu ( $\tau = \tau_f$ ) (1.6 pav.). Fazinių virsmų ciklo (1.1) režimus ir jų kaitą apibrėžia lašelio terminės būsenos ir garo srauto savitumai. Kondensaciniame režime lašelio paviršius pašyla iki rasos taško temperatūros, ir susikondensuojančio garo srautas sklinda link paviršiaus. Garavimo režime lašelio paviršiaus temperatūra yra už rasos taško temperatūrą aukštesnė. Tuomet vandens garas sklinda į dujų srautą. Skirtingo dispersiškumo lašeliai šyla nevienodai, todėl jų fazinių virsmų režimų ciklas (1.1) yra individualus. Lašelių šilumokaitą būtina analizuoti kompleksiskai su dvifaziame sraute vykstančiais fazinių virsmų procesais ir kintančia lašelių terminė būsena.

### 1.3.1. Disperguoto skysčio lašelių terminė būsena

Disperguoto skysčio atskirų mažų tūrelių (lašelių) terminės būsenos kitimas yra savitas, ir jam apibrėžti didelio skysčio tūrio terminės būsenos galimo kitimo 1.4 pav. diagrama netinka. Esminis disperguoto skysčio terminės būsenos savitumas yra tas, jog intensyviai šildomuose lašeliuose, skirtingai nuo didelio tūrio atvejo, skystis neužverda. Susidarius mažame tūrelyje skysčiui užvirti reikalingoms sąlygoms, staiga įvyksta sprogas tūrelio garavimo režimas.



1.6 pav. Šildomų lašelių terminės būsenos kitimo fazinių virsmų režimų cikle (1.1) diagrama

Šilumokaitos ir fazinių virsmų procesai yra glaudžiai susiję su lašelio terminė būsena. Todėl, lygtimi (1.2) aprašant šilumos srautų lašelio paviršiuje kitimo dinamiką, kartu yra apibrėžiamas ir lašelio paviršiaus vidutinės temperatūros kitimas lašelio fazinių virsmų režimų cikle (1.1). Lašelių terminės būsenos kokybinį kitimą fazinių virsmų režimų cikle (1.1) galima apibendrinti 1.6 pav. pateikta diagrama.

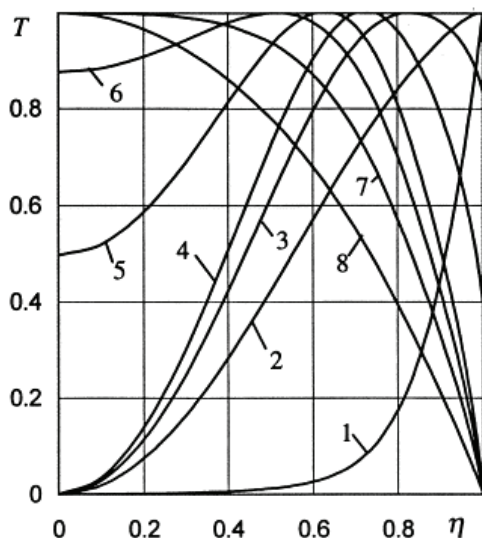
Kaip minėta, lašelių terminės būsenos kitimą apibrėžia sudėtinių pernašos procesų dujų sraute ir skystyje sąveika. Dėl šios sąveikos lašelio paviršiaus vidutinė temperatūra kinta dėsninai, kad užtikrintų prie lašelio paviršiaus pritekančių ir nutekančių šilumokaitos ir fazinių virsmų šilumos vidutinių srautų energinį momentinį balansą, kurį aprašo formali vektorinė lygtis:

$$\vec{q}_{\Sigma,d,R}(\tau) + \vec{q}_{\Sigma,l,R}(\tau) + \vec{q}_{f,R}(\tau) = 0, \quad (1.2)$$

čia:  $q_{\Sigma} = q_c + q_r$  yra konvekcijos  $q_c$  ir spinduliuavimo  $q_r$  vidutiniais srautais apibrėžtas lašelio vidinės arba išorinės šilumokaitos vidutinis suminis srautas,  $W/m^2$ ;  $q_{f,R} = m_{g,R}L$  yra vandens fazinių virsmų vidutiniu garo srautu  $m_g$ ,  $kg/(m^2s)$ , lašelio paviršiuje ir vandens fazinių virsmų šiluma  $L$ ,  $J/kg$ , apibrėžtas fazinių virsmų šilumos vidutinis srautas,  $W/m^2$ ;  $R$  yra lašelio paviršių nurodantis indeksas;  $d$  ir  $l$  atitinkamai yra lašelio paviršiaus puses link dujų ir link vidinių lašelio sluoksnių nurodantys indeksai.

Pereinamųjų fazinių virsmų režime lašeliai pašyla arba ataušta iki pusiausviram garavimui būdingos terminės būsenos (1.6 pav.), kurią apibrėžia tam tikra  $T_e$  temperatūra. Pradinės vandens temperatūros įtaką lašelių fazinių virsmų režimų ciklui (1) galima apibrėžti  $T_{rt}$  temperatūros ir  $T_e$  temperatūros santykiu su  $T_0$  temperatūra išreikštais  $\bar{T}_{rt} = \frac{T_{rt}}{T_0}$  ir  $\bar{T}_e = \frac{T_e}{T_0}$  parametrais [25]. Kondensaciniam režimui egzistuoti būtina, kad lašelio paviršiaus temperatūra būtų žemesnė už rasos taško temperatūrą, tuomet  $\bar{T}_{rt} > 1$ . Kai  $\bar{T}_e > 1$ , tuomet pusiausviro garavimo temperatūra yra aukštesnė už pradinę lašelių temperatūrą, todėl pereinamojo garavimo režime lašeliai šils (1.6 pav., 1 atvejis), o kai  $\bar{T}_e < 1$ , tuomet auš (1.6 pav., 2 atvejis). Šie teoriniai apibendrinimai eksperimentiškai nėra patvirtinti. Pereinamųjų fazinių virsmų režimuose lašeliams intensyviai šylant arba auštant, juose matomas lašelio paviršiaus ir centro temperatūrų skirtumu  $\Delta T_l = |T_R - T_C|$  apibrėžtas neizotermiškumas. Neizotermiškumas yra ryškiausias pradinėje fazinių virsmų stadijoje.

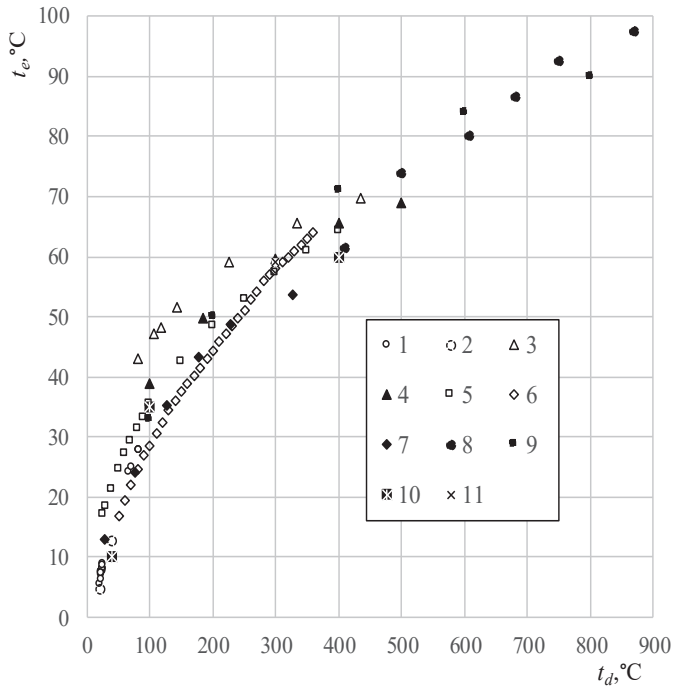
Konvekinės šilumos srautas suteikiamas lašelio paviršiui, o spinduliuotės srautas sugeriamas pusskaidrio skysčio tūryje. Todėl tūryje sugertas spinduliuotės srautas skystį lašelyje šildo tiesiogiai, o išorinės konvekcijos šiluma dar turi į lašelių nutekėti vidine šilumos konvekcija, kai lašelyje yra susiformavęs teigiamo gradiento temperatūros laukas. Todėl lašelių terminėi būsenai yra labai svarbus šildymo procesas [85, 125, 127, 129, 147]. Spinduliuotės srauto įtaka vandens lašelio terminėi būsenai labai ryški sudėtinio šildymo atveju. Kai pradinė skysčio temperatūra yra žemesnė už pusiausviro garavimo temperatūrą, tuomet pereinamajame garavimo režime lašelyje susiformuoja neigiamo gradiento temperatūros laukas. Egzistuoja laiko tarpas, kai lašelio nestacionariojo temperatūros lauko maksimumas nuo lašelio paviršiaus nuosekliai persislenka į lašelio centrą [125]. Šį savitumą aiškiai išryškina vandens lašelių terminės būsenos modeliavimo rezultatų grafinis apibendrinimas normuotais  $\bar{T} = \left[ T(\eta, \tau) - T_l^{\min(\tau)}(\tau) \right] \left[ T(\eta, \tau) - T_l^{\max(\tau)}(\tau) \right]$  ir  $\eta = \frac{r}{R(\tau)}$  parametrais ir jų pateikimas  $\bar{T} - \eta$  diagrama (1.7 pav.) [125].



**1.7 pav.** Lašelio terminės būsenos kokybinį kitimą fazinių virsmų režimų cikle (1.1) apibendrinanti  $\bar{T}_l - \eta$  diagrama sudėtinio šilumos plitimo jame spinduliavimu ir laidumu atveju [125]

Kreivė (1) 1.7 pav. kokybiškai atstovauja lašelio terminėi būsenai pereinamųjų fazinių virsmų režimu, kai lašelio paviršius, palyginti su vidiniais lašelio sluoksniais, yra pašilęs iki aukštesnės temperatūros. Kreivės (2-6) rodo pereinamojo garavimo laikotarpį, kai maksimali temperatūra yra lašelio vidiniuose sluoksniuose ir sugertas spinduliavimo srautas lašelyje perskirstomas dviem kryptimis. Laikotarpiu tarp (6) ir (7) kreivių lašelis pašyla iki aukščiausią temperatūrą turinčios terminės būsenos, kuri apibrėžia pusiausviro garavimo režimo pradžią. Kreivės (7) ir (8) apibrėžia lašelio terminės būsenos pokytį pusiausviro garavimo režime. Jo metu lašelis šiek tiek ataušta, tačiau maksimali išlieka jo centro temperatūra. Lašelio terminės būsenos kokybinį kitimą fazinių virsmų režimų cikle (1.1) apibendrinanti diagrama (1.7 pav.) galioja ir sudėtinės šilumokaitos konvekcija ir spinduliavimu pusskaidrio skysčio lašelyje atveju. Tačiau kiekybiniu įvertinimu neizotermiškumas lašelyje dėl skysčio cirkuliacijos yra silpnesnis.

Kai skysčio pradinė temperatūra yra aukštesnė už pusiausviro garavimo temperatūrą, tuomet lašelių fazinių virsmų ciklas (1.1) prasideda pereinamojo garavimo režimu. Jame skysčio garinimo procese papildomai dalyvauja šilumos srautas, kuris ekvivalentiškas sparčiai auštančio skysčio temperatūros pokyčiu apibrėžtam lašelio entalpijos pokyčiui. Todėl pradinėje stadijoje lašelis garuoja labai intensyviai. Pusiausviro garavimo režimo pradžią šiuo atveju galima apibrėžti tik sąlyginai, kai lašelio aušimo įtaką galima paneigti. Todėl bendroju atveju pusiausviro garavimo režimas suvokiamas kaip lašelio fazinių virsmų atvejis, kai lašeliui suteikiama šiluminė energija garina skystį, o galimai auštančio lašelio entalpijos pokyčio indėlis skysčio garinime yra nereikšmingas. Lašelio pusiausviram garavimui būdinga  $T_e$  temperatūra yra aukštesnė už rasos taško  $T_{rt}$  temperatūrą, tačiau ji yra žemesnė už skysčio soties būsenos  $T_s$  temperatūrą.



**1.8 pav.** Vandens lašelių pusiausviro garavimo temperatūros eksperimentinio matavimo rezultatai: (1) Ranz-Marshal [151], (2) Langstroth-Diehl-Winholde [144], (3) Nishiwaki [144], (4) Kobaiyasi [144], (5) Fedosejava-Polishcuk [144], (6) Apashev-Malov [144], (7) Downing [132], (8) Ivanov-Smirnova [143], (9) Yuen-Chen [154], (10) Strizhak ir kt. [135], (11) Volkov-Strizhak [169]

Vandens lašelių pusiausviro garavimo 20–500 °C temperatūros ore ankstesniųjų eksperimentinių tyrimų rezultatai apibendrinti [144] darbe grafiškai: žemiausia  $\approx 5$  °C vandens lašelio temperatūra išmatuota G. O. Langstroth eksperimente lašeliui garuojant  $\approx 20$  °C temperatūros ore, o aukščiausia  $\approx 70$  °C vandens lašelio temperatūra išmatuota N. Nisiwaki eksperimente lašeliui garuojant  $\approx 435$  °C temperatūros ore. Įdomu tai, jog aukštesnės  $\approx 500$  °C temperatūros ore yra išmatuota kiek žemesnė  $\approx 68,5$  °C vandens lašelio pusiausviro garavimo temperatūra [144]. Esant tai pačiai oro temperatūrai, atskirų autorių vandens lašelio temperatūros matavimo rezultatai skiriasi (1.8 pav.).

Santykinai žemos temperatūros ore garuojančio vandens lašelio  $t_e$  temperatūros matavimo rezultatai skiriasi ypač ryškiai (pvz., 100 °C ore svyruoja tarp  $\approx 28$  °C ir  $\approx 46$  °C [144]). Didėjant oro temperatūrai, išauga ir lašelio pusiausviro garavimo temperatūra. Artėjant link vandens soties būsenos, lašelio pusiausviro garavimo temperatūra tampa mažiau jautri oro parametrų pokyčiui. Todėl skirtingų autorių vandens lašelių garavimo  $t_e$  temperatūros aukštos temperatūros ore matavimo rezultatai yra artimesni (pvz., 400 °C ore svyruoja tarp  $\approx 64$  °C ir  $\approx 68$  °C [144]). Gautą matavimo rezultatų neatitikimą esant tai pačiai oro temperatūrai



galima paaiškinti tuo, jog atskiruose eksperimentuose, matyt, buvo skirtingos kraštinės sąlygos oro drėgnumo ir lašelių šilumokaitos proceso atžvilgiu.

Atmosferinio oro drėgnumas tradiciškai apibrėžiamas oro santykiniu  $\varphi$ , % drėgnumu. Žemos temperatūros oro drėgnumo įtaka yra žinoma kaip gerai ištirtas šlapio termometro efektas. Didesnio santykinio drėgnumo ore eksperimentu patvirtintas lašelio ataušimas iki  $t_e$  temperatūros, kai pradinė vandens  $t_0$  temperatūra yra aukštesnė už  $t_e$  temperatūrą [142]. Oro drėgnumo įtaka peraušintų vandens lašelių garavimo greičiui eksperimentiškai įvertinta [138] darbe.

Technologinio oro arba kitų dujų (pvz., degimo produktų) srauto drėgnumą patogų išreikšti vandens garo tūrine (moline)  $X_{g,d}$  arba masine  $Y_{g,d}$  dalimis dujų mišinyje. Modeliuojant vandens lašelių šilumą  $\bar{X}_{g,d} \equiv 0 \rightarrow 0,1$  drėgnumo ore, darbe [127] skaitiškai atkurti [144] darbe pateiktą  $t_e$  temperatūros eksperimentinio matavimo rezultatai.

Darbe [135] eksperimentiškai ir skaitiškai tirtas 100–800 °C temperatūros oro srauto aptekamų vandens lašelių šilimas ir garavimas. Temperatūros susiskirstymas lašelyje skaitiškai apibrėžtas pagal sudėtinio šilumos plitimo modelį [34], kai vandens cirkuliacijos įtaka temperatūros lauko gradientui lašelyje įvertinama pagal efektyviojo šilumos laidumo [119] modelį. Originalus standas ir taikyti šiuolaikiniai eksperimentavimo metodai įgalino patvirtinti lašelio sluoksnių šilimo nehomogeniškumą. Vykdytuose eksperimentuose taip pat dar kartą pagrįstas šildomų vandens lašelių pašilimas iki pusiausviros garavimo terminės būsenos, kuriai būdinga lašelio  $t_e$  temperatūra, žemesnė už vandens soties būsenos temperatūrą: oro srautą pašildžius nuo 50 °C iki 400 °C, vandens lašelių pusiausviros garavimo  $t_e$  temperatūra nuo 10 °C išaugo iki 60 °C [135]. Šie rezultatai dera su darbe [144] pateiktais  $t_e$  ankstesnių tyrimų rezultatais.

Taigi, disperguoto vandens, kaip ir kitų skysčių, šilimo procesą ir pusiausviros garavimo terminę būseną lemia ne tik dujinės aplinkos parametrai, bet ir lašelių šilumokaitos proceso kraštinės sąlygos. Šis teorinis apibendrinimas yra patvirtintas ir eksperimentiškai [143, 148]. Darbo [148] eksperimentiniais tyrimais pagrįsta šildymo laidumu, konvekcija ir sudėtinio šildymo įtaka temperatūros susiskirstymui vandens lašeliuose ir jų šilimo spartai. Darbe [143] eksperimentiškai apibrėžtas aukštos temperatūros ore silpna šilumos konvekcija šildomų vandens lašelių pusiausviros garavimo greitis, kai lašelius papildomai spinduliuavimu šildo orą gaubianti įkaitusi sferinės formos kameros sienelė. Ant stikliniame vamzdyje esančios termoporos pakabintas lašelis buvo maitintas iki artimos jo temperatūrai pašildytu vandeniu. Lašelio pusiausviros garavimo greitis prilygintas specialia sistema išmatuotam tiekiamo vandens debitui, kai ekrane padidinta lašelio projekcija stabilizuodavosi. Sudėtinio šildymo atveju esant 400 °C oro ir spinduliuojančios sienelės temperatūroms, vandens lašelių pusiausviros garavimo  $t_e$  temperatūra buvo apie 60 °C. Tai dera su nespinduliuojančiame ore fiksuotais rezultatais [135]. O, esant 860 °C temperatūrai, sudėtinio šildymo atveju vandens lašelių  $t_e$  temperatūra išaugo net iki 95 °C. Taigi, šiuose eksperimentuose buvo patvirtintas labai ryškus spinduliuavimo poveikis, tačiau tam tikrą neapibrėžtumą kelia tai, kad eksperimentuojant nebuvo fiksuojamas oro drėgnumas kameroje. Kiekvienas eksperimentas [143] truko keletą ar net keliolika valandų, todėl buvo galimas

papildomas oro pridėkimas, jeigu vandens garo išsiurbimas iš kameros buvo nepakankamai efektyvus. Lašelių pusiausviro garavimo temperatūra labai priklauso nuo skysčio prigimties [137]: vandens, metanolio ir n-heptano lašelių pusiausviro garavimo 100, 200, 400 ir 600 °C temperatūros dujų sraute ryškiai skiriasi ir atitinkamai yra 33, 26 ir 36 °C; 59, 45, ir 55 °C; 71, 55 ir 75 °C; 84, 60 75 °C. 800 °C temperatūros dujų sraute darbe [137] fiksuota vandens lašelių 90 °C pusiausviro garavimo temperatūra yra 5 °C žemesnė už darbe [143] išmatuotą vandens lašelių temperatūrą sudėtinio šildymo atveju.

Sudarant lašelio šilumokaitos ir fazinių virsmų matematinį modelį, būtina atsižvelgti į sudėtinių pernašos procesų sąveikos specifiką, kurią apibrėžia lašelio išoriniai šilumos ir masės mainai bei lašelio sudėtinė vidinė šilumokaita. Daugiakomponenčio skysčio lašelio atveju papildomai dar reikėtų įvertinti difuzinį atskirų skysčio sandų sklidimą lašelyje. Šiame darbe orientuojamasi į vandens lašelių sudėtinę šilumokaitą ir fazinius virsmus, todėl aptariami tik grynojo skysčių lašelių šilumokaitos modeliai.

### 1.3.2. Lašelio išorinė šilumokaita ir faziniai virsmai

Išorinės šilumokaitos procesai užtikrina lašelio šildymą, kai  $T_d > T_R$ . Bendruoju atveju vyksta sudėtinis šildymas konvekcija ir spinduliavimu, kurio intensyvumą apibrėžia suminis šilumos srautas lašelio išoriniame paviršiuje  $q_{\Sigma,d} = q_{c,d} + q_{r,d}$ . Konvekcinės šilumokaitos ir lašelio fazinių virsmų procesai yra glaudžiai tarpusavyje susiję. Fazinius virsmus visuomet lydi Stefano hidrodinaminis srautas. Jam veikiant pakinta lašelių konvekcinio šildymo ir garavimo sparta [145]. Konvekcinės šilumokaitos ir fazinių virsmų srautai tradiciškai apskaičiuojami pagal panašumo teoriją grindžiamus empirinius modelius. Lašeliui konvekcija suteikiamas šilumos srautas apibrėžiamas Nuselto  $Nu = 2Ra/\lambda_{gd}$  kriterijumi, o garo  $g_{g,R}$ , kg/s srautas jo paviršiuje apibrėžiamas Šervudo  $Sh = 2R\beta_g/D_{gd}$  kriterijumi [119, 132]:

$$q_{c,d} = \alpha(T_d - T_R) \cdot f_{BT} \cong \lambda_{gd} \frac{Nu}{2R} (T_d - T_R) \cdot \frac{\ln(1+B_T)}{B_T}, \quad (1.3)$$

$$g_{g,R} = 4\pi R^2 \beta_g \rho_{gd} \cdot f_{BM} \cong 2\pi R \rho_{gd} D_{gd} Sh \cdot B_M. \quad (1.4 a)$$

Spoldingo šilumos ir masės pernašos  $B_T$  ir  $B_M$  parametrais atitinkamai įvertinama Stefano hidrodinaminio srauto įtaka garuojančio lašelio konvekciniame šildyme ir faziniams virsmams. Spoldingo parametrų funkcijų pritaikymo evoliucija lašelių šilumos ir masės mainų skaitinio modeliavimo tyrimuose nuosekliai atspindėta [145, 154, 158] darbuose. Vyrauja klasikine teorija [145] ir empirine praktika [132] grindžiami Spoldingo šilumos pernašos parametro modeliai: atitinkamai  $f_B \equiv \ln(1+B)/B$  ir  $f_B \equiv (1+B)^{-0,7}$ . Taip pat populiarūs yra juos jungianti B. Abramzono ir W. Sirignano koreliacija [119].

Gerai žinomos Stefano formulės pagrindu [33], vandens garo  $g_{g,H}$ , kg/s srautas pro geometriniu  $H$  matmeniu apibrėžiamą skysčio paviršių supantį  $\delta_D$ , m storio difuzinį sluoksnį, taip pat ir pro lašelio paviršių supantį  $\delta_R \equiv R$ , m storio difuzinį sluoksnį, galima aprašyti pagal analitiniu keliu sudarytą modelį [127, 129]:

$$g_{g,H} = A_H m_{g,H} = A_H \frac{\mu_g}{R_\mu} \frac{D_{gd}}{T_H \delta_D} p \ln \frac{p - p_{g,d}}{p - p_{g,H}}, \quad (1.4 b)$$

$$g_{g,R} = 4\pi R^2 m_{g,R} = 4\pi R \frac{\mu_g D_{gd}}{R\mu T_R}, \quad (1.4c)$$

$$\cdot \left[ p_{g,R} - p_{g,d} + \frac{\mu_g}{\mu_d} \left( p \ln \frac{p - p_{g,d}}{p - p_{g,R}} - p_{g,R} + p_{g,d} \right) \right],$$

čia  $\alpha$  yra šilumos atidavimo negaruojančiam lašeliui koeficientas, W/(m<sup>2</sup>K);  $q_{c,d}$  yra dujų srauto konvekcija, lašeliui suteikiama vidutiniais srautais, W/m<sup>2</sup>;  $\lambda_{gd}$  yra garo ir dujų mišinio prie lašelio šilumos laidžio koeficientas, W/(m·K);  $\beta_g$  yra lašelio garavimo koeficientas, m/s;  $\rho_{gd}$  yra garo ir dujų mišinio prie lašelio tankis, kg/m<sup>3</sup>;  $D_{gd}$  yra garo difuzijos dujose koeficientas, m<sup>2</sup>/s;  $A_H$  yra geometriniu  $H$  matmeniu apibrėžiamo paviršiaus plotas, m<sup>2</sup>;  $T_H$  ir  $T_R$  yra kontakto paviršiaus tarp skysčio ir dujų temperatūra, K;  $p$  yra aplinkos slėgis, Pa;  $p_{g,d}$  yra vandens garo dalinis slėgis dujų mišinyje, Pa;  $p_{g,H}$  ir  $p_{g,R}$  yra vandens garo dalinis slėgis dujų mišinyje prie paviršiaus, Pa;  $\mu_g$  ir  $\mu_d$  atitinkamai yra vandens garo ir dujų dinaminės klampos koeficientai, Pa·s;  $B_T$  ir  $B_M$  atitinkamai yra Spoldingo šilumos ir masės pernašos parametrai [149, 150]:

$$B_T = \frac{c_{p,gd}(T_d - T_R)}{L - q/m_g}, \quad (1.5)$$

$$B_M = \frac{Y_{g,R} - Y_{g,d}}{1 - Y_{g,R}}. \quad (1.6)$$

Spoldingo šilumos pernašos parametro (1.5) išraiškoje šilumos srautas  $q = q_f - q_{c,d}$  [150], t. y. savo fizikine prasme atitinka išorinės konvekcijos srautu sumažintą fazinių virsmų šilumos srautą. Įvertinus, jog  $q_f = m_g L$ , (1.5) išraiška pertvarkoma į universalią fazinių virsmų režimų ciklui Spoldingo šilumos pernašos parametro išraišką:

$$B_T = \frac{c_{p,gd}(T_d - T_R)}{L} \frac{q_f}{q_{c,d}} \equiv \frac{c_{p,gd}(T_d - T_R)}{L} \left( 1 + \frac{q_{c,l}}{q_{c,d}} \right). \quad (1.7)$$

$B_T$  (1.7) išraiška aiškiai pagrindžia lašelio vidinės ir išorinės bei fazinių virsmų procesų glaudų tarpusavio ryšį ir parodo vidinės ir išorinės lašelio šilumos konvekcijos srautų santykio kitimo fazinių virsmų režimų (1) cikle svarbą. Modeliuojant lašelio fazinių virsmų režimų ciklą (1.1), (1.7) išraišką pritaikyti reikia kūrybingai, kad būtų galima atsižvelgti į fazinių virsmų šilumos ir konvekcines šilumos lašelyje energinės kilmės kaitą bei įvertinti šių srautų vektorių krypties pokyčius.

Nuselto kriterijus (1.3) išraiškoje apibrėžiamas pagal gerai žinomas kietos dalelės konvekciją aprašančias empirines koreliacijas [33, 34, 119, 132, 145] ir kt., kurias dažniausiai galima apibendrinti universalia išraiška:

$$Nu = 2 + c Re^b Pr^a. \quad (1.8)$$

Išraiškoje (1.8)  $b = 1/2$  ir  $a = 1/3$  jau galima laikyti klasikiniiais koeficientais, o koeficientas  $c = 0,6$  Ranz ir Marshal koreliacijoje [151],  $c = 0,57$  Renssizbulut ir Haywood koreliacijoje [152],  $c = 0,552$  Frosssling koreliacijoje [119]. Skysčių lašelių konvekciniam šildymui apibrėžti pritaikoma ir originali Clift ir kt. koreliacija [153]:

$$\begin{aligned} \text{Nu} &= 1 + (1 + \text{RePr}) \cdot f(\text{Re}); \text{Sh} = 1 + (1 + \text{ReSc}) \cdot f(\text{Re}); \\ f(\text{Re} < 1) &= 1; f(1 \leq \text{Re} \leq 400) = \text{Re}^{0,077}. \end{aligned} \quad (1.9)$$

Koreliacija (1.9) patraukli tuo, kad skirtingų autorių eksperimentinių tyrimų rezultatus apibrėžia su ne didesne nei 3 procentų paklaida pakankamai plačiu 0–400 nuosekliai kintančio Reinoldso kriterijaus intervalu, kai  $0,25 < \text{Pr} < 100$  [119].

Šervudo kriterijus (1.4) išraiškoje apibrėžiamas šilumos ir masės mainams pritaikius Reinoldso kriterijaus analogiją [145] ir Prandtlio  $\text{Pr} = \nu/a$  kriterijų pakeitus Smidto  $\text{Sc} = D/a$  kriterijumi:

$$\text{Sh} = 2 + c \text{Re}^b \text{Sc}^a. \quad (1.10)$$

Koeficientai (1.10) išraiškoje išlieka tokie patys, kaip ir (1.8) išraiškoje. Toks pats principas pritaikomas ir kitokios formos aukščiau aptartoms koreliacijoms.

Aukštos temperatūros degioje aplinkoje garuojančių daugiakomponenčio kuro lašelių konvekcinių šilumos mainų ir garavimo skaitinio modeliavimo rezultatai apibendrinti R-N-X koreliacija [132]:

$$\begin{aligned} \text{Sh} \cdot (1 + B_M)^{0,7} &= 2 + 0,87 \text{Re}^{1/2} \text{Sc}^{1/3}, \\ \text{Nu} \cdot (1 + B_T)^{0,7} &= 2 + 0,57 \text{Re}^{1/2} \text{Pr}^{1/3}. \end{aligned} \quad (1.11)$$

H-N-R koreliacija sudaryta tarus, jog aukštos temperatūros aplinkoje labai spartaus daugiakomponenčio lašelio garavimo ir net galimo kuro paviršinio virimo bei ryškiai kintančių fizikinių savybių pasienio sluoksnyje faktoriai sudaro prielaidas Reinoldso analogijai negaliooti. Tačiau verta pastebėti, jog H-N-R koreliacija eksperimentu nepatvirtinta ir joje  $c = 0,87$  koeficientas atrinktas, siekiant atkartoti skaitiniu modeliavimu apibrėžtą heptano lašelio paviršiaus pašilimo dinamiką nuo pradinės 300 K temperatūros iki  $\approx 340$  K pusiausviro garavimo temperatūros, dinamiką 800 K ore, kai  $\text{Re}_0 = 100$  [123].

Lašeliui suteikiamos šilumos suminio srauto radiacinis sandas apibrėžiamas pagal klasikinių Stefano ir Bolcmano dėsnį, jame įvedus efektyvųjį spinduliuotės sugėrimo  $\alpha_{ef}$  koeficientą [150]:

$$q_{r,d} \approx \alpha_{ef} \sigma \cdot (T_d^4 - T_R^4). \quad (1.12)$$

Artimos 373 K temperatūros vandens lašelių efektyvusis spinduliuotės sugėrimo  $\alpha_{ef}$  koeficientas priklausomybėje nuo lašelių dispersiškumo ( $2R = 10 \div 3000$  mikrometrų) ir spinduliuojančio šaltinio temperatūros ( $T = 473 \div 1473$  K) svyruoja nuo 0,04 esant smulkiems 10 mikrometrų skersmens lašeliams, kai  $T = 473$  K, iki 0,97 stambiems 3 mm skersmens lašeliams, kai  $T = 1473$  K [150]. Aišku, žemesnės už 373 K temperatūros vandens lašeliams išraiška (1.12) aprašomas spinduliuavimo modelis užtikrins tik apytikslį apskaičiuotąjį lašeliui suteikiamą spinduliuotės srautą.

Išraiškai (1.12) analogiškas modelis buvo pritaikytas ir apdorojant įvairių skysčių pusiausvirai garuojančio oro sraute lašelio šilumos ir masės mainų eksperimentinio tyrimo rezultatus [154], kai lašelį kartu su konvekcinės šilumos srautu veikė įkaitusių vamzdinio kanalo sienelių spinduliuotės srautas. Išraiškoje (1.12) vietoje efektyviojo spinduliuotės sugėrimo  $\alpha_{ef}$  koeficiento buvo panaudota

lašelių juodumo laipsnio  $\varepsilon = 0,96$  prielaida. Kadangi [154] eksperimentuota su stambiais  $2R = 0,92\text{--}6,35$  mm skersmens lašeliais, todėl vandens lašeliams priimtas  $\varepsilon$  koreliuoja su [150] darbe apibrėžtais  $\alpha_{ef}$  koeficientais stambiams lašeliams.

Pusskaidrių skysčių optinės spektrinės savybės ryškiai skiriasi [147, 155, 156], ir lokalinio spinduliuotės srauto susiskirstymas jų lašeliuose yra labai savitas [127]. Todėl [154] darbe pateiktas įvertinimas, kad ištirtoje  $193\text{--}786$  °C aplinkos temperatūroje,  $2R$   $0,92\text{--}6,35$  mm skersmens lašelius aptekant  $0,8\text{--}9$  m/s greičiu,  $q_{r,g}/q_{c,g}$  srautų santykis neviršija  $0,173$  vandens,  $0,221$  metanolio ir  $0,34$  n-heptano lašeliams yra, matyt, pernelyg griežtas. Aptartomis kraštinėmis sąlygomis atliktų eksperimentų rezultatai [154] rodo, jog Stefano hidrodinaminio srauto įtaką išorinei konvekcijai apibrėžiantis Spoldingo šilumos pernašos  $B_T$  parametras vandens lašeliams kinta  $0,07\text{--}0,46$ , metanolio lašeliams kinta  $0,16\text{--}0,64$ , o n-heptano lašeliams kinta  $0,9\text{--}2,79$ . Šios  $B_T$  vertės dera su [137] darbe apibrėžta  $B_T$  priklausomybe: vandeniui  $0,28$ ;  $0,057$ ;  $0,16$  ir  $0,367$ ; metanoliumi  $0,067$ ;  $0,16$ ;  $0,42$  ir  $0,74$ ; n-heptanui  $0,2$ ;  $0,56$ ;  $1,75$  ir  $3,62$ , kai  $t_g$  atitinkamai yra  $100$ ,  $200$ ,  $400$  ir  $600$  °C.

Iš (1.7) išraiškos aiškiai matosi, kad Stefano hidrodinaminio srauto įtaką išorinei konvekcinei šilumokaitai lašelio pereinamųjų fazinių virsmų režimuose apibrėžiantis  $B_T$  parametras priklauso nuo konvekcinių šilumos srautų  $q_{c,l}/q_{c,d}$  santykio. Santykiai  $q_{c,l}/q_{c,d}$  ir  $q_{r,d}/q_{c,d}$  pusiausviro garavimo režime sudėtinio šildymo atveju yra artimi. O santykio  $q_{c,l}/q_{c,d}$  dinamiką pereinamųjų fazinių virsmų režimuose galima apibrėžti pernašos procesais lašelio apsuptyje, kompleksiskai analizuojant su vidine lašelio šilumokaita.

Lašelio aptekėjimo režimui ir jį apibrėžiančiam Reinoldso kriterijui yra pritaikomos  $Re$  ir  $Re_\infty$  koreliacijos, besiskiriančios būdingų fizikinių savybių parinkimo metodika [145]:

$$Re = 2R \frac{\rho_d \Delta w_l}{\mu_{vd}}, \quad (1.13)$$

$$Re_\infty = 2R \frac{\Delta w_l}{v_d}. \quad (1.14)$$

Išraiška (1.14) yra klasikinė Reinoldso kriterijaus forma, kai kinematinės klamos koeficientas  $v$ ,  $m^2/s$  yra parenkamas pagal dujų srauto  $T_d$  temperatūrą. Išraiška (1.13) yra modifikuota Reinoldso kriterijaus forma, kur dujų tankis  $\rho$ ,  $kg/m^3$  parenkamas pagal dujų srauto  $T_d$  temperatūrą, o dinaminės klamos koeficientas  $\mu$ ,  $m^2/s$  yra parenkamas pagal dujų mišiniui prie lašelio vandens garo masinę  $Y_{gd}$  dalimi apibrėžiamą sudėtį ir būdingą  $T_{gd}$  temperatūrą:

$$Y_{gd} = Y_{gd,R} + \frac{1}{n} (Y_{gd,d} - Y_{gd,R}), \quad (1.15)$$

$$T_{gd} = T_R + \frac{1}{n} (T_d - T_R).$$

Išraiškose daugiklis  $n$  teoriškai gali svyruoti nuo  $n = 1$ , tuomet  $T_{gd} = T_d$  ir  $Y_{gd} = Y_{gd,d}$ , iki begalybės, tuomet  $T_{gd} = T_R$  ir  $Y_{gd} = Y_{gd,R}$ . Lašo šilumokaitos ir fazinių virsmų (1.3) ir (1.4) modelių praktikoje dažniausiai garo ir dujų mišinio savybės parenkamos pritaikius „ $1/2$ “ ir „ $1/3$ “ taisykles, kai atitinkamai  $n = 2$  ir  $n = 3$ . Taip atsižvelgiama į fizikinių savybių kitimo šiluminiame, difuziniame ir

hidrodinaminiam sluoksniuose įtaką lašelių šilumokaitos, fazinių virsmų ir judėjimo procesams [119, 132, 145]. Lašelių slydimo greitis (1.13) ir (1.14) Reinoldso kriterijaus išraiškose apibrėžiamas pagal lašelio judėjimo dinamikos lygtį [145]:

$$\frac{dw_l}{d\tau} = \frac{3}{16} \frac{\mu_d}{\rho_l} \frac{w_d - w_l}{R^2} C_l \text{Re}_\infty. \quad (1.16)$$

Išraiškoje (1.16) lašelio judėjimą dujų sraute slopinančią jėgą apibrėžia lašelio pilnojo pasipriešinimo koeficientas. Nugaruojančios dalelės pilnojo pasipriešinimo koeficientas aprašomas pagal standartinio kitimo pasipriešinimo kreivės išraišką [139]:

$$C_l = \frac{24}{\text{Re}_\infty} \cdot \left(1 + \frac{\text{Re}_\infty^{2/3}}{6}\right). \quad (1.17)$$

Lašelio paviršiuje vykstančių fazinių virsmų įtaka pilnojo pasipriešinimo koeficientui įvertinama Spoldingo pernašos parametru [157, 158]:

$$C_l = \frac{24}{\text{Re}} \cdot \frac{1 + 0,2\text{Re}^{0,63}}{1 + B_M}. \quad (1.18)$$

Lašelio pilnojo pasipriešinimo  $C_l$  koeficientą apibrėžia paviršinės trinties  $C_{l,F}$  koeficiento, slėgio pasipriešinimo  $C_{l,p}$  koeficiento ir traukos  $C_{l,tr}$  koeficientų dedamosios. Paviršinės trinties  $C_{l,F}$  koeficientas apibrėžia lašelio paviršiuje kylančias trinties jėgas, kurios sudaro prielaidas priverstinei skysčio cirkuliacijai lašelyje kilti. Paviršinės trinties  $C_{l,F}$  koeficientas lašelio fazinių virsmų cikle aprašomas empirine išraiška [145]:

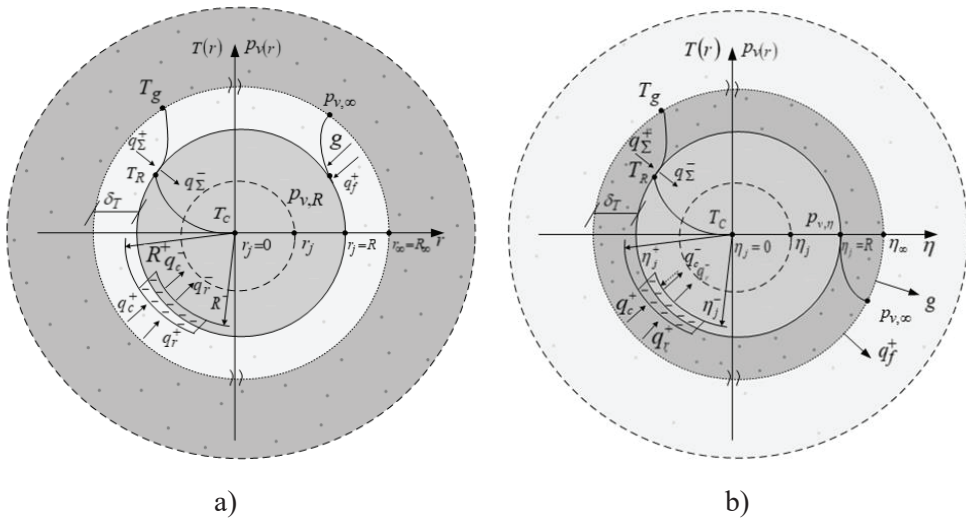
$$C_{l,F} = \frac{12,69}{\text{Re}^{2/3}(1 + B_M)}. \quad (1.19)$$

Išraiškoje (1.19) Spoldingo masės pernašos parametru įvertinama lašelio paviršiuje vykstančių fazinių virsmų procesų įtaka lašelio judėjimo dujų sraute dinamiškai.

### 1.3.3. Lašelių vidinė šilumokaita

Bendruoju atveju pusskaidriuose skysčių lašeliuose vyksta sudėtinė šilumokaita konvekcija ir spinduliavimu. Į lašelį nuvedamos šilumos srautą apibrėžia suminio šilumos srauto vidinėje lašelio paviršiaus pusėje  $q_{\Sigma,l} = q_{c,l} + q_{r,l}$  konvekcinis ir radiacinis sandai. Lašelio vidinė šilumokaita, palyginti su išorine šilumokaita, turi aišką specifiką (1.10 pav.), kuri susijusi su pernašos procesų tarpusavio sąveikos savitumu. Išorinės šilumokaitos pernašos procesų sąveikoje ryškiai dominuoja fazinius virsmus lydinčio Stefano hidrodinaminio srauto faktorius, o spinduliavimo poveikis dujų šilumos konvekcijai yra nereikšmingas [159]. O lašelio vidinės šilumokaitos procesų sąveiką apibrėžiantys faktoriai yra skysčio cirkuliacija [119] ir spinduliuotės sugėrimas lašelyje [125]. Spinduliuotės srauto sugėrimo procesas lašelyje svarbus jo vidinių sluoksnių šilimo dinamiškai. Dėl sugertos spinduliuotės poveikio lašelio pereinamųjų fazinių virsmų režime konvekcinio šilumos srauto kryptis lašelyje gali pasikeisti [125]. O lašelio išorinės

šilumokaitos konvekcijos ir spinduliavimo šilumos srautų tekėjimo kryptis nepakinta visuose fazinių virsmų ciklo režimuose, kai daugumai tradicinių skysčio išpurškimo technologijų būdingu  $T_d \gg T_l$  atveju išorinės šilumos konvekcinis ir radiacinis srautai sklinda link lašelio (1.9 pav.). Skysčio cirkuliacija lašelyje apibrėžia konvekcines šilumos pernašos jame intensyvumą. Lašelyje gali vykti savaiminė, priverstinė arba mišri skysčio cirkuliacija. Skysčio savaiminę cirkuliaciją šylančiame lašelyje gali sukelti dėl neizotermiškumo jame kylančios Archimedo jėgos. Priverstinę skysčio cirkuliaciją dujų sraute slystančiame lašelyje gali sukelti jo paviršiuje veikiančios trinties pasipriešinimo jėgos. Būtina atkreipti dėmesį į tai, jog tiek Archimedo, tiek ir trinties jėgos gali būti nepakankamos skysčio hidrodinaminį stabilumą užtikrinančioms traukos jėgoms tarp molekulių nugalėti [160]. Mišrios konvekcijos atveju Archimedo ir trinties jėgos individualiai kiekviena persveria traukos jėgas.



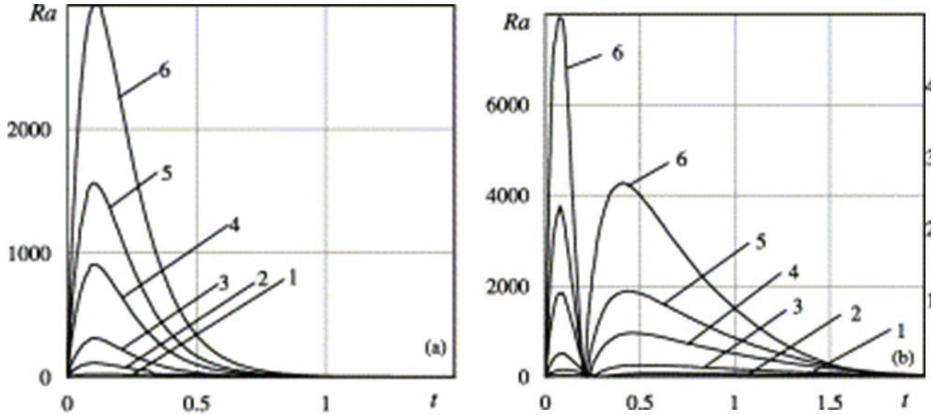
**1.9 pav.** Lašelio išorinės ir vidinės šilumokaitos geometrinė interpretacija kondensaciniame (a) ir garavimo (b) režimuose [25].  $q_{\Sigma}^+ \equiv q_{\Sigma,d}$ ;  $q_{\Sigma}^- \equiv q_{\Sigma,l}$ ;  $q_c^+ \equiv q_{c,d}$ ;  $q_c^- \equiv q_{c,l}$ ;  $T_g \equiv T_d$ ;  $p_v \equiv p_g$

Vidinė šilumokaita yra tiesiogiai susijusi su lašelio terminė būsena, kurią apibrėžia nestacionarusis lašelio temperatūros laukas ir jo gradientas. Todėl vidinės konvekcines šilumokaitos modelius galima klasifikuoti pagal daromas prielaidas lašelio terminio režimo atžvilgiu [119]. Numatant labai intensyvų skysčio cirkuliacijos procesą arba galiojant skysčio labai didelio šilumos laidumo prielaidai, taikomi temperatūros gradientą paneigiantys „begalinės cirkuliacijos“ ir „begalinio šilumos laidumo“ modeliai [119]. Tai yra labai vidinės šilumokaitos uždavinį supaprastinančios, tačiau grubios prielaidos, kurios šiuolaikiniuose „lašo“ modeliuose jau netaikomos.

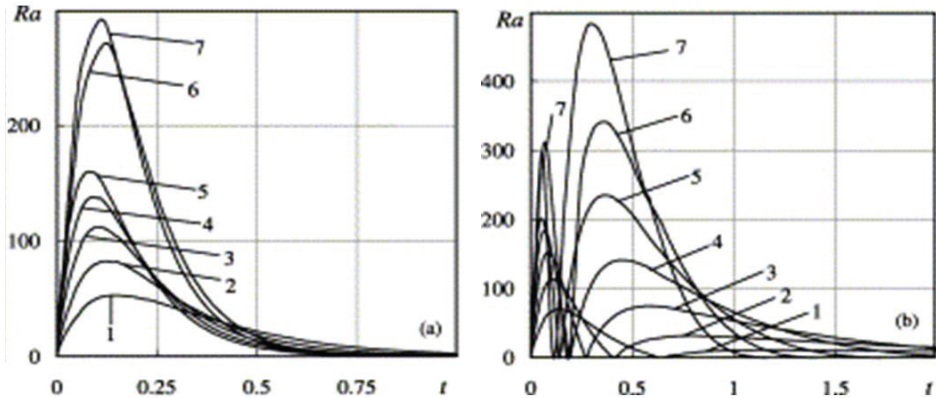
Parenkant realesnius vidinės šilumokaitos modelius, labai svarbu įvertinti konvekcines šilumokaitos vyksmo sąlygas skysčio savaiminės ir priverstinės cirkuliacijos atžvilgiu. Tam pasitarnauja savaiminės ir priverstinės konvekcijos

skystyje sąlygas apibrėžiantys panašumo Railėjaus  $Ra_l$  ir Pekle  $Pe_l$  kriterijai, atitinkamai:

$$Ra_l = Gr_l Pr_l = \beta_l g R^3 \frac{|T_R - T_c|}{a_l}, Pe_l = Re_l Pr_l = 2R \frac{w_R}{a_l}. \quad (1.20)$$



**1.10 pav.** Railėjaus kriterijaus priklausomybė nuo vandens lašelių dispersiškumo ir šildymo [127]: a) konvekcija, b) sudėtinis;  $R_0, \mu\text{m}$ : (1) 150, (2) 250, (3) 350, (4) 500, (5) 600, (6) 750;  $T_d = 1273 \text{ K}$ ;  $\Delta w_l = 0$ ;  $R(t) = R_0$ ;  $t = a_0 t / R^2$



**1.11 pav.** Railėjaus kriterijaus priklausomybė nuo 250  $\mu\text{m}$  skersmens lašelius nešančių dujų temperatūros [127]:  $T_d, \text{K}$ : (1) 873, (2) 1073, (3) 1273, (4) 1473, (5) 1673, (6) 1873, (7) 2073;  $\mu\text{m}$ ;  $\Delta w_l = 0$ ;  $R(t) = R_0$ ;  $t = a_0 t / R^2$

Slystančio lašelio paviršiuje veikiančių trinties jėgų sukkelto paviršinio tekėjimo maksimalus greitis apibrėžiamas pagal [119] metodiką:

$$w_R = C_{l,F} \frac{|w_d - w_l| \mu_d}{32 \mu_l} Re_{\infty}. \quad (1.21)$$

Išraiškoje (1.21):  $C_{l,F}$  yra išraiška (1.19) aprašomas paviršinės trinties koeficientas;  $\mu_d$  ir  $\mu_l$  yra atitinkamai dujų ir skysčio dinaminės klampės koeficientai, Pa s. Railėjaus kriterijaus kritinės  $Ra_{kr}$  vertės, kurias viršijus sferiniame skysčio

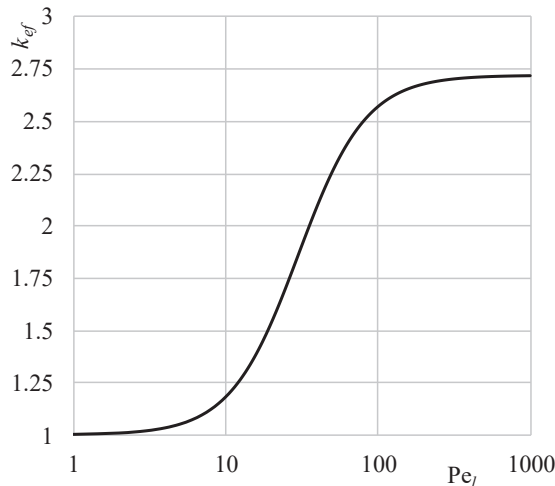


tūryje prasideda savaiminė skysčio cirkuliacija, priklauso nuo tūrio šildymo simetriškumo ir kinta nuo  $\approx 2 \cdot 10^3$  iki  $\approx 15 \cdot 10^3$  [160]. Žemiausios kelių tūkstančių eilės  $Ra_{kr}$  kriterijaus vertės yra fiksuotos vandens tūrio asimetrinio šoninio šildymo atveju. Vandens lašelių terminės būsenos ir garavimo aukštos temperatūros dujų sraute skaitinio modeliavimo rezultatais [129] darbe pagrįsta, jog terminėms technologijoms būdingam lašelių dispersiškumui (1.10 pav.) ir būdingoms dujų srauto temperatūroms (1.11 pav.) Archimedo jėgos yra nepakankamos savaiminei skysčio cirkuliacijai lašeliuose sukelti.

Skysčio cirkuliacijos įtaka konvekcinei šilumos pernašai lašeliuose įvertinama pagal efektyviojo šilumos laidumo modelį [119], kaip Pekle kriterijaus funkcija:

$$\begin{aligned} Nu_l(Pe_l) &= Nu_l(Pe_l = 0) \cdot k_{ef}(Pe_l), \\ k_{ef}(Pe_l) &= 1,86 + 0,86 \tanh\left(2,245 \log_{10} \frac{Pe_l}{30}\right). \end{aligned} \quad (1.22)$$

Efektyviojo šilumos laidumo modelyje šilumos konvekcijos įtaką įvertinantis parametras  $k_{ef}$  kinta nuo 1, kai  $Pe_l = 0$ , iki 2,72, kai  $Pe_l = \infty$ . Tačiau praktiškai  $k_{ef} \approx 1$ , kai  $Pe_l < 5$ , ir  $k_{ef} \approx 2,72$ , kai  $Pe_l > 300$  (1.12 pav.). Atsižvelgus į tai, jog sąlygos savaiminei skysčio cirkuliacijai lašeliuose kilti tradicinių skysčio išpurškimo technologijų atveju yra nepakankamos (1.10 pav. ir 1.11 pav.), skysčio cirkuliacijos įtakos įvertinimo poreikį galima apibrėžti būtina  $Pe_l > 5$  sąlyga.



**1.12 pav.** Efektyviojo šilumos laidumo  $k_{ef}$  parametro priklausomybė nuo Pekle  $Pe_l$  kriterijaus [119]

Kai  $Pe_l < 5$ , tuomet sudėtinio šildymo atveju lašelyje vyks šilumos pernaša spinduliavimu bei laidumu. Tuomet suminį šilumos srautą apibrėžia šilumos laidumo ir spinduliavimo sandai:

$$q_{\Sigma,l}(Pe_l < 5) = q_{k,l} + q_{r,l}. \quad (1.23)$$

Šilumos laidumo srauto dedamoji aprašoma pagal šilumos laidumo Furje dėsnį. Sudėtinės šilumokaitos laidumu ir spinduliavimu atveju nestacionariojo temperatūros lauko gradientas apibrėžiamas pagal [125] modelį:

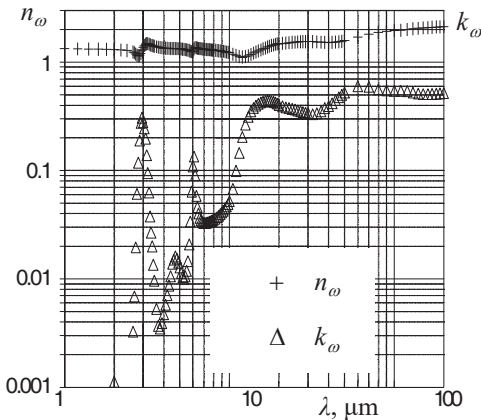
$$q_{k,l}(Pe_l < 5) = -\lambda_l \text{grad} T_l = \\ = -\lambda_l \frac{2\pi}{R^2} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n n \int_0^{\tau} f_n \exp \left[ a_l \left( \frac{n\pi}{R} \right)^2 (\tau_* - \tau) \right] d\tau_*. \quad (1.24)$$

Išraiška (1.24) yra begalinė integralinių lygčių eilutė, kurioje eilutės nario  $f_n$  funkcija atsižvelgiama į lašelio paviršiaus šilimo spartą ir spinduliuotės srauto sugėrimo pusskaidriame lašelyje savitumą:

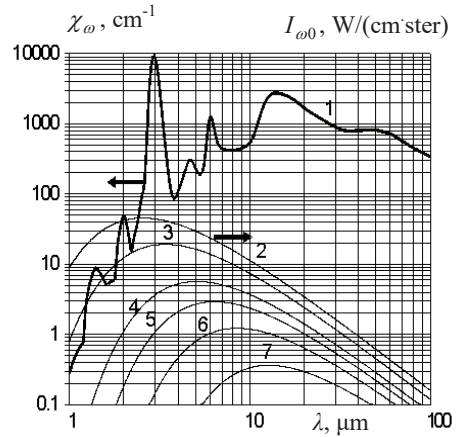
$$f_n = \frac{(-1)^n R}{n\pi} \frac{dT_R}{d\tau} + \int_0^R q_r \cdot \left( \sin \frac{n\pi r}{R} - \frac{n\pi r}{R} \cos \frac{n\pi r}{R} \right) dr_*. \quad (1.25)$$

Bendruoju sudėtinės šilumokaitos konvekcija ir spinduliavimu atveju suminio srauto konvekcinei dedamajai lašelyje apibrėžti pritaikomas efektyviojo šilumos laidumo modelis:

$$q_{\Sigma,l}(Pe_l \geq 5) = q_{c,l} + q_{r,l} \cong k_{ef} \cdot q_{k,l} + q_{r,l} = q_{r,l} - k_{ef} \lambda_l \cdot \text{grad} T_R. \quad (1.26)$$



**1.13 pav.** 25 °C temperatūros vandens kompleksinio lūžio  $\tilde{n}_\omega = n_\omega - ik_\omega$  rodiklio sandų kitimas bangos ilgiu išreikštame spinduliavimo spektre. Grafikai sudaryti pagal [147] duomenis



**1.14 pav.** Šviesos spindulio sugėrimo vandenyje koeficiento (1) kitimas spinduliavimo spektre ir juodo kūno spektrinio spinduliavimo  $I_{\omega 0}$  intensyvumo [159] priklausomybė nuo šaltinio temperatūros:  $T_{sal}$ , K: (2) 2000; (3) 1500; (4) 1000; (5) 800; (6) 600; 7 – 400. Grafikai sudaryti pagal [147] duomenis

Radiacinį  $q_{r,l}$  sandą suminio šilumos srauto lašelyje (1.23) ir (1.26) išraiškose apibrėžia ne tik išorinio spinduliavimo šaltinio temperatūra ir lašelio terminė būseną, bet veikia ir spinduliuotės sugėrimo skystyje procesas, kuriam labai svarbūs yra lašelio paviršiuje matomi optiniai efektai [85, 150, 161]. Krintančio šviesos spindulio atspindį lašelio paviršiaus pusėse bei jo sugėrimą pusskaidriame skystyje

apibrėžia skysčio spektrinis kompleksinis lūžio rodiklis  $\tilde{n}_\omega = n_\omega - ik_\omega$ , kurio realioji dalis nurodo spektrinį šviesos spindulio skystyje lūžio  $n_\omega$  rodiklį, o menamoji dalis nurodo spektrinį šviesos spindulio sugėrimo skystyje  $k_\omega$  rodiklį. Kompleksinis lūžio rodiklis vandenyje [147, 155, 162] ir skystajame kure [156, 163, 164] yra gerai eksperimentiškai ištirtas. Todėl šiuolaikiniuose skysčių lašelių sudėtinės šilumokaitos tyrimuose plačiai pritaikomi spektrinės spinduliuotės modeliai [34, 85, 124, 125, 128-130, 150, 165-168] ir kt.

Pusskaidrių skysčių lašeliuose sugeriamą spinduliuotės srautą aprašantys spektriniai modeliai dažniausiai grindžiami elektromagnetinės bangos teorija arba sudaromi geometrinės optikos metodu [85]. Kiekviena iš šių teorijų turi savo privalumų ir trūkumų. Taikant elektromagnetinės bangos teoriją, neatsižvelgiama į radiacijos nuostolius dėl atspindžio ir pralaidumo bei dėl galimo daugkartinio vidinio atspindžio kontakto paviršiuje tarp skysčio ir dujų, o geometrinės optikos principai netaikytini smulkiems lašeliams, kurių skersmuo artimas šviesos bangos ilgiui [85]. Tačiau elektromagnetinės bangos teorija grindžiami spektrinės spinduliuotės modeliai leidžia santykinai paprastai ir efektyviai apibrėžti tūrinį spinduliuotės sugėrimą pusskaidriame lašelyje. O geometrinės optikos teorija grindžiami spektrinės spinduliuotės modeliai įgalina kruopščiai atsižvelgti į optinius efektus lašelio vidiniame ir išoriniame paviršiuje pagal [161] metodiką ir kartu apskaičiuoti spinduliuotės srautą lokalinuose lašelio pjūviuose [85], kas svarbu sudėtinei šilumokaitai lašelyje aprašyti [125].

Spinduliuotės srautui lašelyje aprašyti yra analizuojamas banginiu  $\omega$  skaičiumi, kuris yra atvirkščiai proporcingas šviesos bangos ilgiui  $\omega = 1/\lambda_{sb}$ , ir spinduliuavimo šaltinio  $t$  temperatūra apibrėžto spektrinės spinduliuotės  $I_\omega$  intensyvumo kitimas. Šviesos bangos ilgis tradiciškai pakeičiamas banginiu skaičiumi tam, kad, skaitiškai modeliuojant, būtų galima plačiau išskleisti trumpųjų bangų sritį šiluminio spinduliuavimo įvertinamame spektre nuo 0,8  $\mu\text{m}$  iki apytiksliai 100  $\mu\text{m}$ . Vandens pavyzdžiu galima pagrįsti (1.13 pav.), jog pusskaidrių skysčių kompleksinis lūžio rodiklis trumpųjų bangų srityje kinta labai netolygiai, o trumpųjų bangų srityje spinduliuavimo intensyvumas didžiausias ir spindulio sugėrimas čia labai intensyvus (1.14 pav.). Tenka atsižvelgti į šviesos spindulio veidrodinį atspindį išoriniame paviršiuje, kampu  $\beta$  apibrėžtą sklidimo krypties pasikeitimą, jam kertant kontakto tarp dujinės ir skystosios fazių ribą,  $n_\omega^2$  kartų intensyvumo išaugimą pusskaidriame lašelyje, kompleksiniu lūžio  $\tilde{n}_\omega = n_\omega - ik_\omega$  rodikliu apibrėžtus atspindžio vidiniame paviršiuje efektus (taip pat ir Briusterio kampo įtaką), intensyvumo sustiprėjimą dėl skysčio lokalinės spinduliuotės ir susilpnėjimą dėl sugėrimo pusskaidriame skystyje, kuris yra proporcingas šviesos spindulio keliui ir sugėrimo spektriniu koeficientu  $\chi_\omega$  apibrėžtam optiniam tankiui. Šviesos spindulio intensyvumo elementarus  $dI_\omega$  pokytis nueitame  $ds$  kelyje laisvai parinktoje sklidimo s-s kryptyje yra pakeičiamas atitinkamu pokyčiu lašelio radialinės koordinatės  $dr$  atstume [125]:

$$\frac{dI_\omega}{ds} = \pm \frac{(r^2 - R^2 \sin^2 \beta)}{r} \frac{dI_\omega}{dr}. \quad (1.27)$$

Tarus, jog temperatūros  $T(r)$  susiskirstymas sferinės formos lašelyje yra žinomas, spinduliuotės lokalinis srautas sferiniame skysčio lašelyje aprašomas pagal integralinį modelį [125]:

$$q_r(r) = 2\pi \int_0^\infty \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin \gamma \cos \gamma \cdot F_\omega(r, \gamma) d\gamma d\omega,$$

$$F_\omega(r, \gamma) = I_{\omega, R, \gamma} \exp(-\tau_r^R) + \int_r^R n_\omega^2 I_{\omega 0} \exp(-\tau_r^{r_*}) d\tau_r^{r_*} -$$

$$- I_{\omega, R, \gamma} \exp(-\tau_r^R \sin \gamma - \tau_r^r \sin \gamma) -$$

$$- \int_r^r n_\omega^2 I_{\omega 0} \exp(-\tau_r^r \sin \gamma - \tau_r^{r_*} \sin \gamma) d\tau_r^{r_*}$$

$$- \int_r^R n_\omega^2 I_{\omega 0} \exp(-\tau_r^{r_*}) d\tau_r^{r_*},$$

$$I_{\omega, R, \gamma} = \frac{n_{\omega, R}^2 (1 - r_{\omega, \beta}) I_{\omega 0, g}}{1 - r_{\omega, \beta} \exp(-\tau_R^R \sin \gamma)} +$$

$$+ \frac{r_{\omega, \beta} \int_R^R n_{\omega, r}^2 I_{\omega 0, r} [\exp(-\tau_R^R \sin \gamma - \tau_R^r \sin \gamma) + \exp(-\tau_R^R)] d\tau_R^r}{1 - r_{\omega, \beta} \exp(-\tau_R^R \sin \gamma)},$$

$$\tau_{r_1}^{r_2} \equiv \int_{r_1}^{r_2} d\tau_r^R = \int_{r_1}^{r_2} \frac{\chi_\omega dr_*}{(1 - r^2 \sin^2 \gamma / r_*^2)^{1/2}},$$

$$R \sin \beta = r \sin \gamma, \gamma = \theta - \pi, \chi_\omega = 4\pi\omega k_\omega, \bar{n}_\omega = n_\omega - ik_\omega.$$

Lokalinio spinduliuotės srauto lašelyje (1.27–1.31) modelyje juodo kūno spinduliavimo  $I_{\omega 0}$  intensyvumas apibrėžiamas pagal klasikinę Planko dėsnio išraišką [159], o šviesos lūžio kampas  $\beta \equiv \beta_\omega$ , atspindžio spektriniai  $r_{\omega, \beta}$  koeficientai ir pilną atspindį vidiniame paviršiuje nusakantis Briusterio  $\beta_{\omega, kr}$  kampas apibrėžiami pagal [161] metodiką:

$$\frac{\sin(\psi)}{\sin(\beta_\omega)} = \frac{\bar{n}_\omega}{\bar{n}_{\omega, g}} = \frac{n_\omega - ik_\omega}{n_{\omega, g} - ik_{\omega, g}},$$

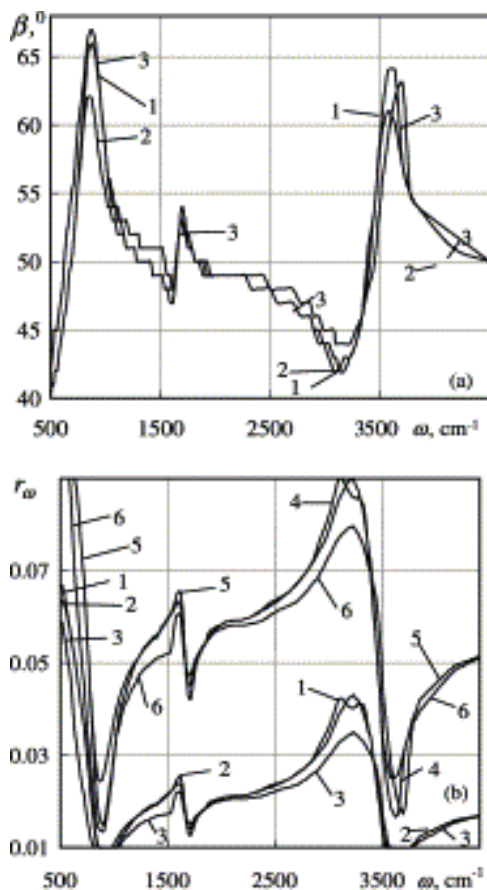
$$\beta_{\omega, kr} = \arcsin\left(\frac{\bar{n}_{\omega, g}}{\bar{n}_\omega}\right), r_{\omega, \beta_\omega} = \frac{1}{2} \left( r_{\omega, \beta_\omega}^\perp + r_{\omega, \beta_\omega}^{\parallel} \right),$$

$$r_{\omega, \beta_\omega}^\perp = \frac{(n_\omega \cos \psi - n_{\omega, g} \cos \beta_\omega)^2 + (k_\omega \cos \psi - k_{\omega, g} \cos \beta_\omega)^2}{(n_\omega \cos \psi + n_{\omega, g} \cos \beta_\omega)^2 + (k_\omega \cos \psi + k_{\omega, g} \cos \beta_\omega)^2},$$

$$r_{\omega, \beta_\omega}^{\parallel} = \frac{(n_\omega \cos \beta_\omega - n_{\omega, g} \cos \psi)^2 + (k_\omega \cos \beta_\omega - k_{\omega, g} \cos \psi)^2}{(n_\omega \cos \beta_\omega + n_{\omega, g} \cos \psi)^2 + (k_\omega \cos \beta_\omega + k_{\omega, g} \cos \psi)^2}.$$

Spinduliuotės srauto (1.28–1.34) modelis įgalina atsižvelgti į optinių spektrinių savybių priklausomybes nuo vandens temperatūros lašelyje įtakos šviesos atspindžio efektus apibrėžiantiems Briusterio kampui (1.15 pav., a) ir šviesos atspindžio spektriniam koeficientui (1.15 pav., b). Tai yra aptarto spinduliavimo modeliui privalumas, palyginti su dažnai „lašo“ sudėtinės šilumokaitos modeliuose sutinkama prielaida, jog lašelio spinduliavimas yra nereikšmingas. Lašelio nestacionarusis temperatūros laukas sudėtinio šilumos plitimo sferiniame lašelyje laidumu ir spinduliavimu atveju aprašomas pagal integralinį modelį [125]:

$$T(r, \tau) = T_R(\tau) + \frac{2}{r} \sum_{n=1}^{\infty} \sin \frac{n\pi}{R} \int_0^{\tau} f_n \exp \left[ -a_l \left( \frac{n\pi}{R} \right)^2 (\tau - \tau_*) \right] d\tau_* \quad (1.35)$$



**1.15 pav.** Vandens temperatūros įtaka Briusterio kampo (a) ir šviesos atspindžio koeficiento (b) kitimui spinduliavimo spektre [127].  $T_i$ , K: (1, 4) 278; (2, 5) 298; (3, 4) 348; Šviesos kritimo kampas  $\psi$ , °: (1-3) 30; (4-6) 60

#### 1.4. Literatūros tyrimo apibendrinimas

Platus skysčio išpurškimo technologijų pritaikomumas iškelė didelį mokslinių tyrimų skysčio lašelių šilumos ir masės mainų tematikoje poreikį. Nors lašelių pernašos procesų tyrimai jau gerokai perkopė šimtmečio istorinį laikotarpį, tačiau susidomėjimas šia problematika pastaruoju metu sparčiai auga. Tai patvirtina pasaulyje pripažintuose mokslo leidiniuose publikuotų straipsnių „lašo“ tematika, kurie laisvai prieinami pripažintose tarptautinėse duomenų bazėse, gausa.

Pažangiausiuose šiuolaikiniuose moksliniuose „lašo“ tyrimų metoduose stiprėja dėmesys fundamentiniam sudėtinių pernašos procesų sąveikos įvertinimui, kartu akcentuojama skaitinių tyrimų patikros svarba ir vykdyto tyrimo pritaikomumo aspektas.

Lašelio išorinės šilumokaitos ir fazinių virsmų modeliuose dažnai pritaikomi panašumo teorijos principai ir Reinoldso kriterijaus analogijos pagrindu plačiai panaudojami gerai žinomi kietos dalelės šilumokaitos modeliai. Jų produktyvumą „lašo“ išorinio uždavinio tyrimuose užtikrina sėkmingas Spoldingo šilumos ir masės pernašos parametrų pritaikymas Stefano hidrodinaminio srauto įtakai įvertinti.

Pastaruoju metu ryškėja poreikis sistemingo „lašo“ tyrimų rezultatų apibendrinančio įvertinimo, kurį užtikrina disperguoto skysčio šilumos ir masės mainų procesų kruopštus teorinis aprašymas ir pateikimas nuosekliai kintančių fazinių virsmų režimų ciklu. Daugeliui vandens išpurškimo technologijų būdingus atvejus galima apibendrinti kondensacinio, pereinamojo garavimo ir pusiausviro garavimo fazinių virsmų režimų ciklu (1.1).

Skysčio lašelių pernašos procesai atskiruose ciklo (1.1) fazinių virsmų režimuose yra plačiai tirti ir yra išvystyti fundamentiniai bei empiriniai tyrimo metodai, kurie dažnai kompleksiskai suderinami. Daugelyje šiuolaikinių technologijų transporte, pramonėje ir energetikoje (taip pat ir biokuro deginimo technologijose) plačiai pritaikomas vandens išpurškimas. Šių technologijų efektyviniui reikalingas sudėtinių pernašos procesų sąveikos įvertinimas nuosekliai kintančiuose lašelių fazinių virsmų ciklo (1.1) režimuose vis dar yra nepakankamas praktinėms rekomendacijoms pateikti.

Sudėtinių šilumokaitos ir fazinių virsmų procesų sąveikai cikle (1.1) apibrėžti reikia kompleksiskai analizuoti pusskaidrių lašelių išorinius ir vidinius pernašos procesus ir juos susieti šilumos srautų balansą lašelių paviršiuje aprašančia universalia (1.2) lygtimi. Praktiškai šią lygtį būtina transformuoti į formą, kuri būtų universali lašelio fazinių virsmų (1.1) ciklui. Universalią (1.2) lygties formą sudėtinių šilumos ir masės mainų atvejui galima būtų pateikti (1.3)–(1.4)–(1.26) lygčių sistemos analizės pagrindu. Minėtą lygčių sistemą ciklo (1.1) režimams būtina pritaikyti individualiai, atsižvelgiant į lašelių terminės ir energinės būsenų kitimo savitumą.

Išraiška (1.25) aprašomai  $f_n$  funkcijai apskaičiuoti reikalingos jau apibrėžtos lašelio paviršiaus temperatūros ir spinduliuotės lokalinio srauto lašelyje  $T_R(\tau)$  ir spinduliuotės srauto  $q_r(r, \tau)$  funkcijos. Savo ruožtu  $q_r(r, \tau)$  funkciją galima apskaičiuoti tik tuomet, kai lašelio nestacionariojo temperatūros lauko  $T_l(r, \tau)$  funkcija yra determinuota. Todėl sudėtinio šilumos plitimo pusskaidrio skysčio lašelyje (1.23–1.26) modelis skaitiškai išsprendžiamas tik pagal iteracinę schemą. Tai dera su lašelio išorinės šilumokaitos ir fazinių virsmų (1.3) ir (1.4) modeliais, kurie savo ruožtu yra apibrėžti tik determinuotų  $T_R(\tau)$  ir  $q_{c,l}(\tau)$  funkcijų atveju.

Biokuro deginimo technologijose į drėgnus dūmus išpurkšto vandens lašelių šilumos ir masės mainų vyksmo kraštinės sąlygos kinta plačiame kraštinių sąlygų diapazone pagal dūmų temperatūrą ir drėgnumą bei būdingus vandens įpurškimo atvejus. Kraštinių sąlygų įtaka lašelių pernašos procesų sąveikai pilname fazinių virsmų režimų cikle ištirta nepakankamai ir ją apibrėžiančių parametrų dinamikos poveikis dar pakankamai yra neišryškintas. Ypač tai aktualu vandens įpurškimo į kūryklos dūmus toksogenų koncentracijai juose sumažinti bei vandens įpurškimo šilumos atgavimo iš šalinamų dūmų proceso efektyvavimo atvejams. Reikalingi

kompleksiniai teoriniai ir eksperimentiniai vandens lašelių fazinių virsmų (1.1) cikle tyrimai.

Skaitiškai modeliuojant, pageidautina išryškinti pagrindinių sudėtinių šilumos procesų sąveiką apibrėžiančių parametrų (Spoldingo šilumos ir masės pernašos parametrų, efektyviojo šilumos laidumo lašelyje parametro, lašelių slydimo dūmų sraute greičio, sudėtinio šilumos srauto lašelio pusėse konvekcinio ir radiacinio sandų bei jų santykio, lašelio paviršiaus temperatūros ir temperatūros lauko gradiento) kitimo nuosekliai kintančių fazinių virsmų režimų cikle dėsningumą. Eksperimentuojant pageidautina išryškinti dujų srauto papildomo pridėkinimo įtaką lašelių šilumai ir faziniams virsmams bei patvirtinti arba paneigti teoriškai žinomų rasos taško ir lašelių pusiausviros garavimo temperatūrų santykiu su vandens temperatūra išreikštų  $\bar{T}_{rt} = T_{rt}/T_l$  ir  $\bar{T}_e = T_e/T_l$  parametrų tinkamumą lašelių terminai būsenai ir faziniams virsmams drėgnų dujų sraute apibrėžti.

### 1.5. Autoriaus asmeninis indėlis į tiriamą problematiką

Šis mokslinis darbas yra autoriaus kūrybingo bendradarbiavimo su KTU Energetikos katedros (EK) kolektyvu rezultatas. Eksperimentinių tyrimų originalų standą sukūrė ir praktiškai realizavo autorius konsultuojant doc. dr. Egidijui Puidai ir dr. Linui Paukštaičiui. Vandens lašelių pernašos procesai modeliuoti EK sukurtos programos „LAŠAS“ bazėje koordinuojant dr. Monikai Maziukienei, o tyrimų rezultatai išanalizuoti ir apibendrinti konsultuojant prof. habil. dr. Gintautui Miliauskui.

Autorius atliko ant termoporos karoliuko pakabinto ir papildomai drėkinto ir pašildyto oro srautu aptekamo vandens lašelio terminės būsenos kitimo ir fazinių virsmų eksperimentinius tyrimus biokuro šalinamų dūmų srautui būdingomis kraštinėmis sąlygomis šilumos iš jų atgavimo technologijose. Gautais eksperimento rezultatais patvirtintas EK ankstesnių „lašo“ teorinių tyrimų apibendrinimų tikslumas ir kartu naujai pagrįstas lašelių terminės būsenos kitimą apibrėžiančių parametrų pritaikomumas lašelio tūrio kitimui apibrėžti fazinių virsmų pradinėje stadijoje. Eksperimentinius rezultatus apibendrino vandens lašelių pusiausviros garavimo terminę būseną drėkintame ore apibrėžiančia diagrama.

KTU EK „LAŠAS“ programoje autorius patikslino dujų sraute slystančio lašelio lokalinės temperatūros modelį (skaitinio modeliavimo iteracinėje schemeje naujai suformavo laiko kitimo žingsnio pastovumo lašelio fazinių virsmų režimuose sąlygą ir, nekreipdamas dėmesio į smarkiai išaugančias mašininio laiko sąnaudas, sumodeliavo visą lašelių fazinių virsmų režimų ciklą).

Skaitinį tyrimą įvykdė iš kūryklos ištekančių ir į atmosferą šalinamų biokuro dūmų atvejais būdingomis kraštinėmis sąlygomis. Apibrėžė vandens lašelių nueinamą kelią iki jiems išgaruojant konvekcinio ir sudėtinio šildymo atvejais. Sudarė vandens dispergatorių darbo režimus apibrėžiančią diagramą.

## 2. TYRIMO METODIKA

Vykdyti kompleksiniai eksperimentiniai-teoriniai vandens lašelių šilumokaitos ir fazinių virsmų biokuro dūmų sraute tyrimai, kai drėgni dūmai suvokiami kaip sauso oro ir vandens garo mišinys. Drėgnų dujų ir įpurkšto vandens lašelių dvifazis srautas apibrėžtas dujų  $t_d$  temperatūra ir vandens garo tūrine (moline)  $X_g = p_g/p_d$  dalimi, dujų srauto tekėjimo vidutiniu  $w_d$  greičiu, vandens pradine  $t_{l,0}$  temperatūra, lašelių pradiniu  $2R_0$  skersmeniu bei  $w_{l,0}$  greičiu. Eksperimentuojant barometrinis slėgis išmatuotas, o skaitiškai modeliuojant teigta, jog  $p_d = 0,1$ MPa.

### 2.1. Vandens lašelių fazinių virsmų drėkinto oro sraute eksperimentiniai tyrimai

Vandens lašelių garavimo ir šilimo oro sraute eksperimentiniai tyrimai orientuoti į vandens įpurškimo į biokuro dūmų srautą kondensacinių ekonomizerių technologijose atvejus, kai dūmams būdingi parametrai sudaromi pašildant ir papildomai drėkinant atmosferinį orą. Projektuojant eksperimentinį standą bei kuriant eksperimentavimo metodiką, teko įvertinti neapibrėžtumus, kurie susiję su oro srauto papildomu drėkinimu, pridrėkinto oro srauto drėgnumo nustatymu; vandens temperatūros ir oro srauto parametrų įtaka lašelių pereinamiesiems procesams, lašelių pusiausviro garavimo pradžios apibrėžimu; eksperimento rezultatų apdorojimo metodikos išvystymu. Šių aspektų analizės ir kompleksinio įvertinimo pagrindu išvystyta lašelių šilimo ir fazinių virsmų papildomai drėkinto ir pašildyto oro sraute eksperimentinio tyrimo metodika. Ji grindžiama eksperimentavimu originaliame naujai sukonstruotame stende, kuriame išmatuojamas ant termoporos pakabinto ir drėgnų dujų srautu aptekamo lašelio temperatūros kitimas bei filmuojant greitaeigė kamera apibrėžiamas lašelio skersmens kitimas fazinių virsmų metu.

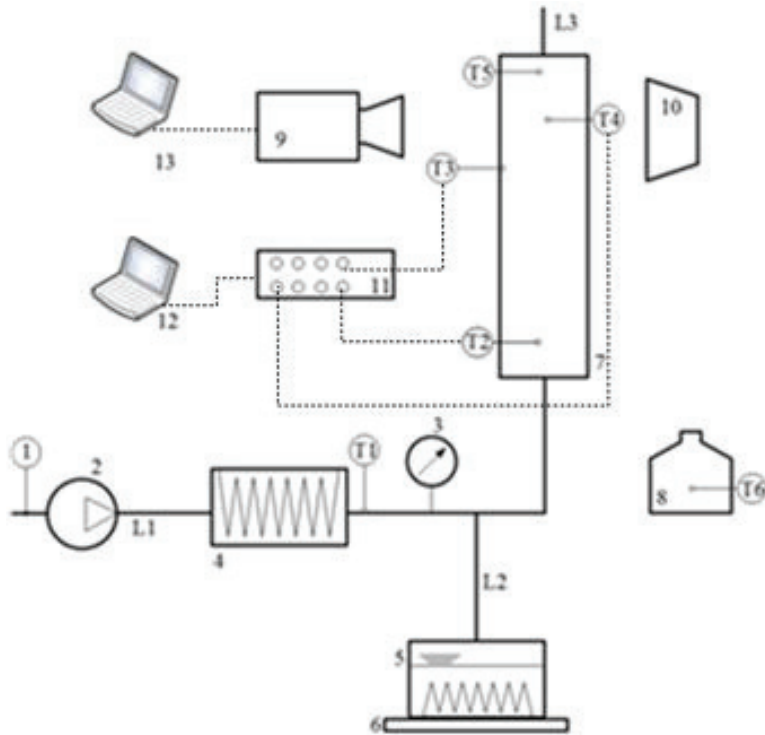
#### 2.1.1. Eksperimentinis standas

Iškeltiems eksperimentinių tyrimų uždaviniams pasiekti suprojektuotas ir sukonstruotas eksperimentinis standas pagal naujai numatytą schemą (2.1 pav.), užtikrinančią ant termoporos kabančio ir pridrėkinto bei pašildyto oro srautu aptekamo vandens lašelio terminės būsenos bei fazinių virsmų dinamikos eksperimentinį ištyrimą skirtingomis jų vyksmo kraštinėmis sąlygomis.

Eksperimentinis standas (2.2 pav.) susideda iš kelių pagrindinių komponentų: kambario oro šildytuvo 4, garintuvo 5 ir eksperimentinio tyrimo ruožo 7 (2.1 pav.). Lašelio šilumos ir masės mainų kraštines vyksmo sąlygas eksperimentiniame ruože galima keisti reguliuojant tiekiamo oro srautą, skirtingai jį pašildant šildytuve bei skirtingai drėkinant iš garintuvo tiekiamu išgarinto vandens garu. Kiti principinės schemos komponentai yra skirti įvairiems duomenims surinkti ir jiems saugoti. Aplinkos barometrinis slėgis, oro temperatūra ir santykinis drėgnumas išmatuojami TESTO 445 prietaisu. Kambario oras per L1 atvamzdžiu teka į orapūtę 2, kurios našumą galima reguliuoti. Elektriniame šildytuve 4 tiekiamas kambario oras pašildomas iki eksperimentiniam ruožui numatytos orientacinės temperatūros, kuri išmatuojama K tipo termopora T1. Vanduo iki soties būsenos pašildomas ir



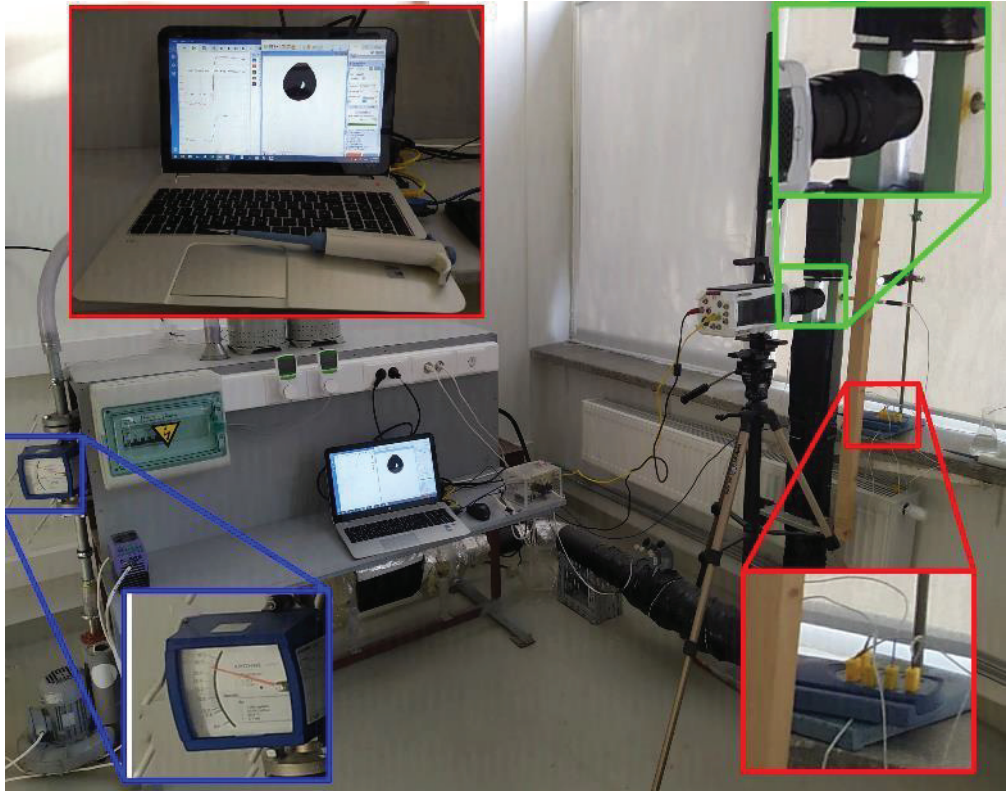
virinamas elektriniame šildytuve / garintuve 5, kurio šiluminį apkrovimą galima reguliuoti.



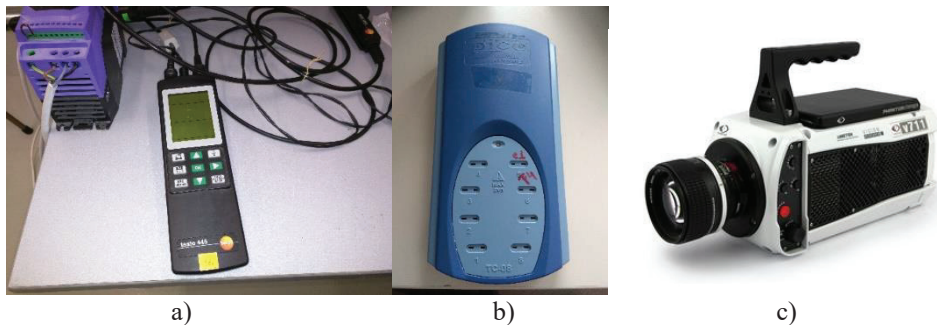
**2.1 pav.** Eksperimentinio stendo principinė schema. 1 – oro temperatūros ir drėgmės matuoklis; 2 – orapūtė; 3 – oro srauto greičio matavimas; 4 – oro šildytuvas; 5 – vandens garintuvas; 6 – svarstyklės; 7 – eksperimentinis ruožas; 8 – vandens talpa; 9 – vaizdo kamera Phantom V711; 10 – šviesos šaltinis; 11 – duomenų kaupiklis; 12 ir 13 – kompiuteriai duomenų rinkimui ir apdorojimui; T1, T2, T3, T5 – termoporos oro temperatūrai matuoti; T4 - termopora vandens lašelio temperatūrai matuoti; T6 - termopora vandens temperatūrai talpoje matuoti; L1 kambario oro įtekėjimo vamzdis; L2 – vandens garo įtekėjimo į pašildyto oro srautą vamzdis; L3 – oro ištekėjimo į atmosferą vamzdis

Pašildyto oro srautas papildomai drėkinamas iš garintuvo vamzdžiu L2 tekančiu vandens garu. Numatyta galimybė išgarinamą vandens kiekį kontroliuoti svarstyklėmis 6. Pašildyto ir papildomai drėkinto oro srauto drėgnumą eksperimentiniame ruože galima taip pat išmatuoti standartinio tipo drėgmės matuokliu. Jo tinkamumui pagrįsti dar buvo reikalingas papildomas įvertinimas. Tai svarbu, nes papildomas oro drėkinimas šiuo atveju apibrėžia numatytų eksperimentinių tyrimų rezultatų pritaikomumo biokuro technologijose aspektą. Kitas svarbus aspektas buvo susijęs su dujų drėgnumo įtakos įpurkšto vandens lašelių šilumokaitos ir fazinių virsmų procesų dėsningumo apibrėžimu. Todėl turėti galimybę vieno iš svarbiausių biokuro dūmų energinį potencialą apibrėžiančio drėgnumo ekvivalentinį parametą – papildomai drėkinto oro srauto drėgnumą –

išmatuoti tiesiogiai technologiniu matavimo prietaisu ir apibrėžti alternatyviai svėrimo metodu yra labai svarbu.



2.2 pav. Eksperimentinis stendas



2.3 pav. Matavimo įranga: a) Aplinkos oro parametrų matuoklis Testo 445; b) temperatūros duomenų kaupiklis PicoLogger TC-08; c) greitaeigė vaizdo kamera Phantom v711

Tai įgalino atlikti palyginamąją drėgnumo matavimo skirtingu metodu analizę ir įvertinimą. Ekvivalentinio lašelio įvedimo į eksperimentinį ruožą sistemą sudaro ruože esantis stiklinis vamzdelis ir specialios konstrukcijos mobilus termoporos su pakabintu ant jos karoliuko vandens tūreliu laikiklis. Stiklinis vamzdelis gali būti

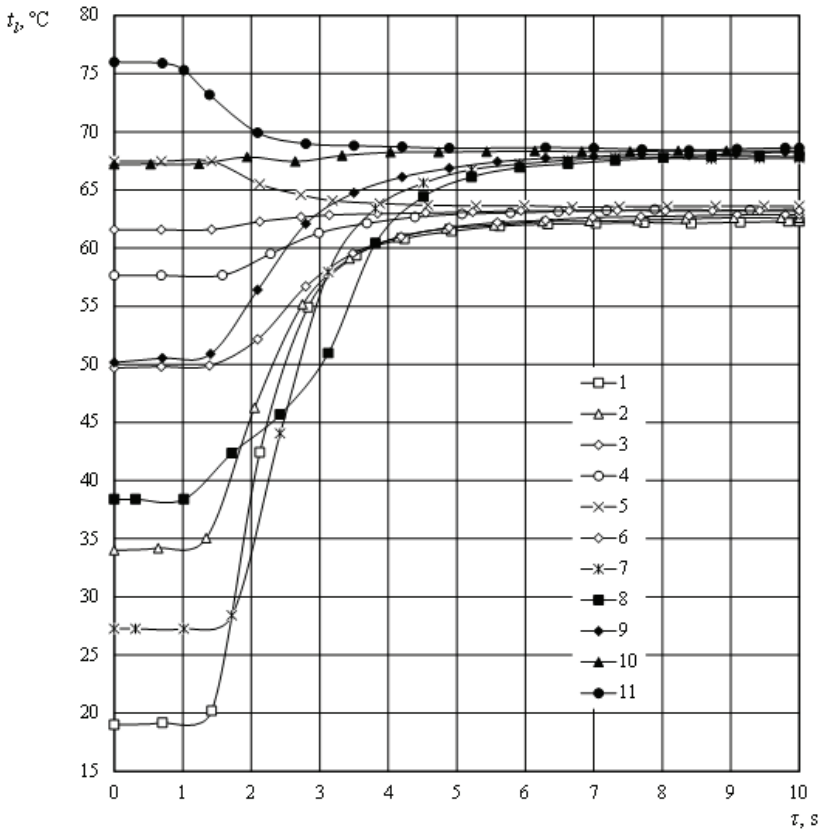
atitraukiamas iki vienos iš sienelių, kartu užtikrinant kanalo sandarumą tarpinėmis. Mobilus laikiklis kartu su ekvivalentiniu lašeliu gali būti įkišamas į vamzdelį fiksuotu atstumu iki ruožo centro, kartu užtikrinant kanalo sandarumą. Stiklinis vamzdelis apsaugo ekvivalentinį lašelį nuo tiesioginio kontakto su eksperimentiniu ruožu tekančio oro srautu. Oro srautas kontaktuoti su lašeliu ir jį aptekėti gali tik stiklinį vamzdelį atitraukus iš kanalo. Pratekėjęs eksperimentiniu ruožu, oras išteka į lauką vamzdžiu L3. Visos termoporos yra prijungtos prie duomenų kaupiklio „Pico Logger TC-08“, o pats kaupiklis sujungtas su kompiuteriu 12. Vandens ekvivalentinis lašelis eksperimento metu gali būti filmuojamas greitaiege vaizdo kamera 9 „Phantom v711“, kuri taip pat tiesiogiai yra sujungta su kompiuteriu 12. Numatyta galimybė šviesos šaltiniu 10 ekvivalentinį lašelį apšviesti ir filmuoti keliolika kartų jo padidintą projekciją. Padidinimas kartais apibrėžiamas pagal žinomo ekvivalentinio skersmens termoporos karoliuko filmavimo rezultatus vandeniui išgaravus. Duomenys, gauti iš vaizdo kameros, analizuojami MatLAB aplinkoje parašyta vaizdų analizės programa pagal [170] metodiką, kuri įgalina nustatyti vandens ekvivalentinio lašelio skersmenį kiekviename filmuoto vaizdo kadre.

Pagrindinė oro srauto temperatūros ir ekvivalentinio lašelio didumo matavimo įranga yra aplinkos oro parametrų matuoklis (2.3 pav., a), temperatūros matavimo termopora duomenų kaupiklis (2.3 pav., b) ir greitaiege filmavimo kamera „Phantom v711“ (2.3 pav., c). Eksperimento metu išgarintas vandens kiekis apibrėžiamas svarstyklių parodymo fiksuotame laike skirtumu. Eksperimento laikas fiksuojamas chronometru. Eksperimento pradžią galima sutapatinti su ekvivalentinio lašelio suformavimu ant termoporos karoliuko pipete arba su stiklinio vamzdelio atitraukimo momentu. Bet kuriuo atveju iškyla filmavimo ir lašelio temperatūros matavimo sinchronizavimo poreikis. Būtina užtikrinti išmatuotos lašelio temperatūros ir nufotografuoto vandens lašelio skersmens laikinį suderinamumą. Šiuo aspektu kol kas atviras išlieka optimalaus filmavimo greičio parinkimo klausimas, kadangi naudojama filmavimo kamera užtikrina patikimą objekto filmavimą nuo 25 iki 10000 ir netgi daugiau kadrų per sekundę greičiu. Galima pastebėti, jog pernelyg didelis filmavimo greitis gali duoti ne tik nereikalingai ilgai trunkantį filmavimo rezultatų apdorojimą, bet ir pateikti pernelyg plačią ekvivalentinio lašelio momentinio skersmens dispersiją dėl pereinamųjų lašelio deformacinių procesų turbulentiame oro sraute. Lašelio ir oro srauto temperatūros matavimo dažnumą apibrėžia termoporos generuojamos elektrovaros jėgos pokyčio inertiškumas. Kitų autorių vandens lašelių temperatūros matavimo termopora patirtis rodo, jog sąlyginai žemos, kelių šimtų °C temperatūros oro srautuose temperatūros matavimo intervalas svyruoja nuo 0,5 iki 2 sekundžių [135, 138, 140, 168] ir kt.

### **2.1.2. Vandens temperatūros įtakos įvertinimas ir eksperimento metodika**

Ant termoporos karoliuko kabančio ekvivalentinio vandens lašelio (toliau „lašelio“) šilimo ir fazinių virsmų papildomai pridėkintame ir pašildytame kambario oro sraute eksperimentinei tyrimo praktikai įgyti ir optimaliai tyrimo metodikai apibrėžti atlikti bandomieji lašelio terminės būsenos kitimo matavimai. Juose pagrindinis dėmesys buvo skirtas lašelio suformavimui ant termoporos

karoliuko ir jo įvedimui į eksperimentinį ruožą. Šiame etape lašelis filmuojamas nebuvo. Lygiagrečiai buvo iškeltas uždavinys patvirtinti oro papildomo pridrekinimo įtakos lašelio terminei būsenai faktą ir eksperimentiškai patvirtinti / paneigti teorinių  $\bar{T}_{rt}$  ir  $\bar{T}_e$  parametrų tinkamumą lašelių terminės būsenos kitimui apibrėžti ciklo (1) pereinamųjų fazinių virsmų režime. Galima pastebėti, jog [25] darbe pasiūlyti rasos taško ir pusiausviro garavimo temperatūrų santykiu su vandens pradine temperatūra išreikšti bemačiai terminiai  $\bar{T}_{rt} = T_{rt}/T_{l,0}$  ir  $\bar{T}_e = T_e/T_{l,0}$  parametrai lašelio terminės būsenos kitimo kokybinio įvertinimo prasme yra tapatūs  $\bar{t}_{rt} = t_{rt}/t_{l,0}$  ir  $\bar{t}_e = t_e/t_{l,0}$  parametrams, kuriuos paprasta fiksuoti eksperimente tiesiogiai.



**2.4 pav.** Vandens ekvivalentinio lašelio šilimo preliminarus tyrimo pirmojo (a) ir antrojo (b) atvejų 1-6 ir 7-11 eksperimentuose atitinkamai apibrėžtų termogramų bendras vaizdas. Kraštinės sąlygos:  $p_B = 1030,6$  hPa;  $t_o = 21,4$  °C;  $\varphi_o = 36,4$  %; oro srauto temperatūra eksperimentiniam ruožė už lašelio  $t_d$ , °C : (1) 84,1; (2) 87,1; (3) 85; (4) 86,5; (5) 85,1; (6) 86,4; (7) 87,5; (8) 88,2; (9) 88,7; (10) 88,1; (11) 85,2; išmatuotas oro srauto santykinis drėgnumas  $\varphi_d$ , %: (1) 47,8; (2) 47,9; (3) 47,7; (4) 46,9; (5) 46,9; (6) 47,1; (7) 61,1; (8) 60; (9) 59; (10) 59,2 (11) 60,7; pradine lašelio temperatūra  $t_0$ , °C : (1) 19,1; (2) 34; (3) 49,7; (4) 57,6; (5) 67,5; (6) 61,6; (7) 22,1; (8) 40,2; (9) 50,1; (10) 67; (11) 78,2

Pradžioje įgyta ekvivalentinio lašelio suformavimo pipete ant 1,26 mm skersmens termoporos karoliuko patirtis vandenį imant iš 8 talpos, kai joje laikomo vandens temperatūra gali būti reguliuojama 10–90 °C temperatūrų intervale. Patvirtinta, jog optimalus lašelio suformavimo laikas yra apie 3 sekundės. Praktiškai apibrėžta, jog ekvivalentinio lašelio – termoporos karoliuko ir jį gaubiančio vandens tūrelio – optimalus įvedimo į eksperimentinį ruožą laikas yra 2 sekundės. Lašelio suformavimo ir įvedimo į kanalą bendras apie 5 sekundes užimantis laikas apibrėžia tam tikrą lašelio pašilimą (ataušimą), kuris priklauso nuo pradinės vandens temperatūros ir kambario oro temperatūros skirtumo.

Oro pridėkinimo efektui patvirtinti atlikti eksperimentai dviem atvejais. Pirmuoju atveju eksperimentuose išlaikytas laisvai parinktas aukštas orapūtės našumas, užtikrinantis  $G_{o,1}$ , kg/s pašildyto kambario oro srautą. Antrajame etape orapūtės našumas buvo sumažinamas, norint užtikrinti daug mažesnę tiekiamo kambario oro srautą  $G_{o,2}$ . Abejų etapų eksperimentuose kambario oras buvo pašildomas daugiau nei 80 °C. Tai užtikrino atitinkamai 900 W ir 718 W oro šildytuvo šiluminė galia. Vandens garintuvo elektrinė galia buvo atitinkamai 3530 W ir 1220 W. Vandens pradinė temperatūra buvo parenkama 15–80 °C temperatūros intervale. Bandomuosiuose eksperimentuose kanalu tekančio oro drėgnumas apibrėžtas matuojant santykinį drėgnumą drėgmėmačiu H1. Pirmuoju atveju atlikti 6, o antrajame – 5 eksperimentai. Lašelio temperatūra juose pradėta matuoti įvedimo į ruožą momentu.

Atliktų eksperimentų rezultatai apibendrinti lašelių temperatūros kitimą apibrėžiančiomis (1–6) ir (7–11) termogramomis, atitinkamai pirmajam ir antrajam eksperimentavimo atvejams (2.4 pav.). Pirmojo atvejo eksperimentuose išmatuotas santykinis drėgnumas svyravo tarp 47 ir 48 procentų. 1–4 ir 6 eksperimentuose vandens lašelis pašilo iki artimos 63 °C pusiausviro garavimo temperatūros, o 5 eksperimente iki šios temperatūros ataušo. Antrojo atvejo eksperimentuose oras buvo pridėkinamas daugiau, ir jo išmatuotas santykinis drėgnumas svyravo tarp 59 ir 61 procento (2.4 pav., a kreivės). Antrojo atvejo 7–10 eksperimentuose vandens lašelis pašilo iki artimos 68 °C pusiausviro garavimo temperatūros, o 11 eksperimente iki šios temperatūros ataušo (2.4 pav., b kreivės). Lašelio pusiausviro garavimo ir pradinės temperatūros  $t_e/t_0$  santykis 1–11 eksperimentuose atitinkamai apytiksliai buvo: 3,3; 1,85; 1,27; 1,1; 0,93; 1,02; 3,1; 1,7; 1,36; 1,01 ir 0,87.

Pagal pirminio eksperimento rezultatus galima teigti:

- Pridėkinto oro išmatuotam santykiniam drėgnumui išaugus nuo  $\approx 47$  iki  $\approx 60$  procentų, vandens lašelių pusiausviro garavimo temperatūra išaugo  $\approx 5$  °C. Toks lašelio temperatūros pokytis gali būti labai reikšmingas lašelio pusiausviro garavimo greičiui, kadangi lašelio paviršiaus temperatūra apibrėžia vandens garo dalinį slėgį dujų mišinyje prie lašelio. Savo ruožtu vandens garo dalinio slėgio prie lašelio ir dujose skirtumas apibrėžia garavimo proceso varančiąją jėgą. Galima preliminariai teigti, jog dujų srauto drėgnumas reikšmingai paveikia įpurkšto vandens fazinių virsmų procesus, todėl disertacijoje iškeltas oro papildomo pridėkinimo įtakos vandens lašelio šilumai ir faziniams virsmams eksperimentinio įvertinimo

uždavinys yra svarbus tiek moksliniu, tiek ir praktiniu / taikomuoju aspektais.

- Pradinė vandens temperatūra yra reikšminga lašelio terminės būsenos kitimui pereinamųjų fazinių virsmų režime. Eksperimentais patvirtinta, jog kokybinį lašelio temperatūros kitimą pereinamųjų fazinių virsmų režime iki galo apibrėžė temperatūrų  $t_e/t_0$  santykiu išreikštas parametras: 1–4 ir 7–9 eksperimentuose  $t_e/t_0 > 1$  ir lašelis iki pusiausviro garavimo temperatūros pašilo; 5 ir 11 eksperimentuose  $t_e/t_0 < 1$  ir lašelis iki pusiausviro garavimo temperatūros ataušo; 6 ir 10 eksperimentuose  $t_e/t_0 \approx 1$ , todėl lašelio temperatūra pereinamojo garavimo režime nedaug tepakito.
- Galima numanyti, jog  $\bar{t}_e$  parametras turės esminę įtaką ir lašelio faziniams virsmams. Tai įtakai apibrėžti reikalingi išsamesni tyrimai.
- Įvertinti  $t_{rt}/t_0 \equiv \bar{t}_{rt}$  parametą pagal eksperimento rezultatus pakankamai keblu dėl rasos taško temperatūros apskaičiavimo neapibrėžtumo, kuris susijęs su išmatuotu drėkinto oro srauto santykinio drėgnumo tikslumu. Ši problema verta išsamesnės analizės, kadangi yra svarbi eksperimento metodikai ir jo rezultatų apdorojimo metodikai konkretizuoti.

Oro santykinis drėgnumas gali būti aprašomas pagal oro dujų mišinyje esančio vandens garo dalinio slėgio ir sočiojo garo  $p_{s,o} = p_s(t_o)$  santykį:

$$\varphi_o = \frac{p_{g,o}}{p_s(t_o)} \cdot 100\%. \quad (2.1)$$

Atmosferinio oro santykinio  $\varphi_o$ , % drėgnumo apibrėžimo metodika yra gerai žinoma, visuotinai suderinta ir sukurti patikimi  $\varphi_o$  matavimo prietaisai. Todėl rasos taško temperatūrą žinomo santykinio drėgnumo atmosferiniame ore galima apibrėžti pakankami tiksliai pagal schemą:

$$p_{g,o} = \frac{p_s(t_o)\varphi_o}{100\%} \rightarrow t_{rt} \equiv t_s(p_{g,o}). \quad (2.2)$$

Pridrėkinto oro srauto atveju pritaikę (2.2) schemą 1–11 eksperimentuose išmatuotam santykiniam  $\varphi_d$  drėgnumui, apibrėžiamo apskaičiuotąsias rasos taško  $t_{rt}$ , °C temperatūras, atitinkamai 66,7; 69,5; 67,5; 68,4; 67,2; 68,5; 75,5; 75,8; 75,9; 75,3 ir 73,3. Matosi, jog 1–6 atvejais apskaičiuotoji rasos taško temperatūra yra aukštesnė už išmatuotąją pusiausviro garavimo temperatūrą:  $t_{rt,1-6} > t_{e,1-6} \approx 63^\circ\text{C}$ . Tas pats galioja ir 7–11 eksperimentams:  $t_{rt,7-11} > t_{e,7-11} \approx 68^\circ\text{C}$ . Tai, kad pagal (2.2) išraiškos schemą apibrėžtos rasos taško temperatūros yra aukštesnės už vandens lašelių garavimo temperatūrą, prieštarauja fazinių virsmų (1) ciklo realių režimų termodinaminio įvertinimo logikai. **Todėl galima teigti, jog drėkinto ir pašildyto oro srauto drėgnumo apibrėžimas išmatuojant santykinį drėgnumą yra labai apytikslis ir gali būti pritaikytas tik orientaciniame srauto drėgnumo palyginamajame kokybiniame įvertinime. Todėl, sudarant tolimesnio eksperimentavimo ir jo rezultatų apdorojimo metodikas, atsisakyta papildomai pridrėkinto dujų srauto drėgnumą apibrėžti pagal išmatuotą santykinį  $\varphi_d$  drėgnumą.**

Drėkinto dujų srauto drėgnumą numatoma įvertinti vandens garo masine  $Y_g$ , kg<sub>g</sub>/kg<sub>d</sub> dalimi, kuri apibrėžiama įvertinant atmosferinio oro srautu įnešamo vandens

garą  $G_{g,o}$ , garintuvo papildomai tiekiamą vandens garo  $G_{g,gar}$  srautą bei bendrą eksperimentiniame ruože tekančių dujų  $G_d$  srautą:

$$Y_{g,d} = \frac{G_{g,o} + G_{g,gar}}{G_d} \equiv \frac{G_{g,o} + G_{g,gar}}{G_o + G_{g,gar}}. \quad (2.3)$$

Rasos taško temperatūros apibrėžimo (2.2) schemoje reikalingas vandens dalinis slėgis apskaičiuojamas pagal vandens garo tūrinę dalį papildomai drėkintų dujų sraute:

$$X_{g,d} = \frac{p_{g,d}}{p_d} \equiv Y_{g,d} \frac{R_{\mu,d}}{R_{\mu,g}}; \quad R_{\mu,d} = Y_{g,d} \cdot R_{\mu,g} + (1 - Y_{g,d}) \cdot R_{\mu,so}, \quad (2.4)$$

$$p_{g,d} = X_{g,d} \cdot p_d, \quad \rightarrow t_{rt} \equiv t_s(p_{g,d}).$$

Tiekiamo kambario oro srautas apibrėžiamas išmatavus  $d$  skersmens L1 vamzdžiu tekančio oro temperatūrą ir tekėjimo  $w_o$ , m/s greitį (arba tūrinį  $V_o$ , m<sup>3</sup>/s srautą) bei pritaikius debitų ryšio formulę:

$$G_o = \rho_o V_o = \rho_o \frac{\pi d^2}{4} w_o. \quad (2.5)$$

Tuomet eksperimentai vykdomi taip:

1. Fiksuojami kambario oro parametrai: santykinis drėgnumas  $\varphi_0$ , %, temperatūra  $t_0$ , °C ir barometrinis slėgis  $p_B$ , Pa.
2. Išmatuojama kambario oro srauto temperatūra ir tekėjimo L1 vamzdžiu greitis (arba tūrinis debitas). Apytiksliai numatytas į eksperimentinį ruožą tiekti kambario oro debitas  $G_0$ , kg/s parenkamas keičiant ventiliatoriaus našumą.
3. Reguluojant oro šildytuvo elektrinį apkrovimą, oro srautas pašildomas iki apytiksliai numatytos dujų srauto temperatūros eksperimentiniame ruože  $\approx t_d$ , °C.
4. Oro srauto papildomo pridėkinimo atveju apytiksliai numatytas į eksperimentinį ruožą tiekti vandens garo debitas  $G_g$ , kg/s nustatomas reguliuojant vandens garintuvo elektrinį apkrovimą. Papildomai nedrėkinto oro srauto atvejais  $G_0 = 0$ .
  5. Laukiama, kol termopora T5 išmatuojama dujų srauto temperatūra nusistovės.
6. Ant termoporos karoliuko suformuojamas apytiksliai numatytos vandens temperatūros  $\approx t_{l,0}$ , °C lašelis. Jis įvedimo sistema patalpinamas eksperimentinio ruožo centre. Prieš pašalinant apsauginį vamzdelį lašelis nufotografuojamas, norint apibrėžti pradinį lašelio-termoporos karoliuko sistemos ekvivalentinį skersmenį  $2R_0$ , mm. Lašelį suformuojant mechaniškai valdoma pipete, ekvivalentinis skersmuo gali būti apibrėžiamas pagal pateikto vandens tūrį ir karoliuko geometriją.
  7. Matuoti lašelio temperatūrą ir sinchroniškai jį filmuoti pradeda apsauginio vamzdelio ištraukimo iš ruožo momentu. Esant poreikiui, temperatūros matavimą ir lašelio filmavimą galima sinchronizuoti ir su lašelio suformavimo momentu.

8. Eksperimentas tęsiamas iki tol, kol lašelis visiškai išgaruoja, o termoporos karoliukas pašyla iki jį aptekancio dujų srauto  $t_d$ , °C temperatūros.

Kiekvieno eksperimento rezultatai apdorojami pagal schemą:

1. Pagal (2.5) modelį apskaičiuojamas tiekiamo kambario oro  $G_{g,o}$ , kg/s debitas.
2. Pagal (2.2) modelį apskaičiuojamas vandens garo dalinis slėgis ore, analogiškai (2.4) modeliui apskaičiuojama vandens garo tūrinė  $X_{g,o}$  ir masinė  $Y_{g,o}$  dalys kambario ore.
3. Pagal garintuvo svorio  $G_2-G_1$ , kg skirtumą ir išmatuotą eksperimento laiką  $\Delta\tau = \tau_2 - \tau_1$ , s apskaičiuojamas į eksperimentinį kanalą patiekto vandens garo vidutinis srautas:

$$G_{g,gar} = \frac{G_2-G_1}{\Delta\tau}. \quad (2.6)$$

4. Pagal (2.3) modelį apibrėžiama vandens garo masinė dalis drėkinto ir pašildyto oro sraute, o pagal (2.4) modelį apskaičiuojama garo tūrinė dalis ir apibrėžiama rasos taško temperatūra.
5. Apskaičiuojamas vidutinis oro srauto kanale greitis bei Reinoldso kriterijais apibrėžiami oro tekėjimo ir lašelio aptekėjimo režimai:

$$w_d = \frac{G_d}{\rho_d l_k^2}; \quad l_k = 0,05\text{m};$$

$$Re_d = \frac{w_d l_k}{\nu_d}; \quad Re_\infty = \frac{2w_d R}{\nu_d}; \quad Re = \frac{2\rho_d w_d R}{\mu_{gd}}. \quad (2.7)$$

6. Pagal lašelio temperatūros matavimo rezultatus sudaromos jo masės vidutinės temperatūros kitimą apibrėžiančios termogramos  $t_{l,m}(\tau)$ .
7. Lašelio ekvivalentinio matmens kitimą aprašančių funkcijų  $2R(\tau)$  grafikai sudaromi lašelio filmavimo nuotraukas išanalizavus pagal vaizdų atpažinimo metodiką.

### 2.1.3. Lašelio ir termoporos karoliuko ekvivalentinis skersmuo

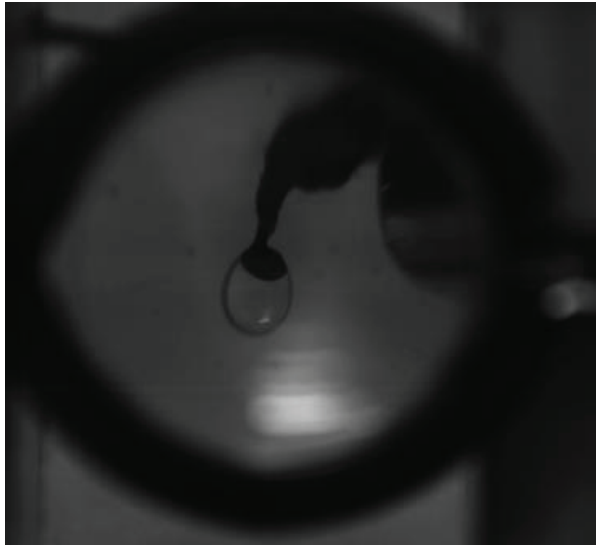
Termoporos karoliuko ir jį gaubiančio vandens tūrio – lašelio – ekvivalentinis momentinis  $2R$  skersmuo apibrėžiamas pagal atrinktą tam laiko momentui lašelio filmavimo nuotrauką (2.5 pav.) ir nustatius jo projekcijos  $S_{proj}$  plotą. Tuomet lašelio ekvivalentinis skersmuo prilyginamas  $S_{proj}$  plotą turinčio skritulio skersmeniui:

$$2R = \sqrt{\frac{S_{proj}}{\pi}}. \quad (2.8)$$

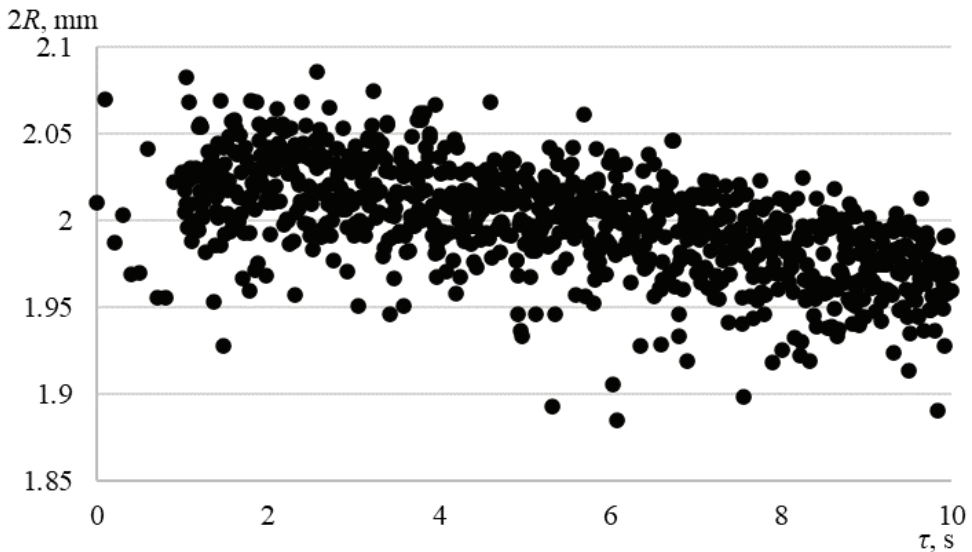
Lašelį aptekant turbulentinio oro srautui, jo nufilmuoto vaizdo forma yra nuolatos kintanti, nes vandens tūriui išsilaikyti ant karoliuko reikalingas plotas apibrėžiamas laike kintančia lašelio svorio, paviršiaus įtempimo, srauto dinaminė ir paviršinių trinties jėgų momentine pusiausvyra. Todėl MatLAB aplinkoje pagal [170] rekomendacijas sukurta optinio vaizdo apdorojimo programa santykinai mažam lašeliui pateikia pernelyg didelę jo apskaičiuotojo momentinio ekvivalentinio skersmens išsibarstymo dispersiją (2.6 pav.). Todėl eksperimentavimo metodikoje 7 punktą sukonkretintas, numatant lašelio tiesioginį filmavimą pakeisti



jo padidintos projekcijos filmavimu ekrane. Tam lašelis apšviečiamas papildomu šviesos šaltiniu. Lašelio nufilmuotos projekcijos nuotraukos fazinio virsmų ciklo režimuose yra savitos, ir jų visuma aiškiai apibrėžia lašelio geometrijos kitimo pobūdį (2.7 pav.).



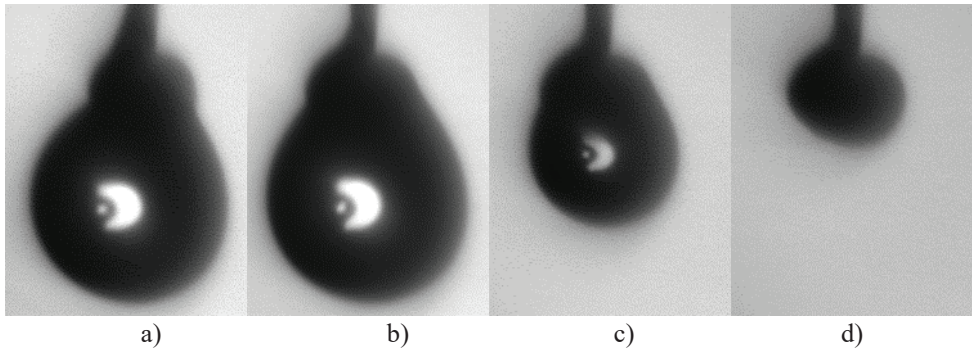
2.5 pav. Ant termoporos karoliuko kabančio vandens tūrelio vaizdas filmavimo nuotraukoje



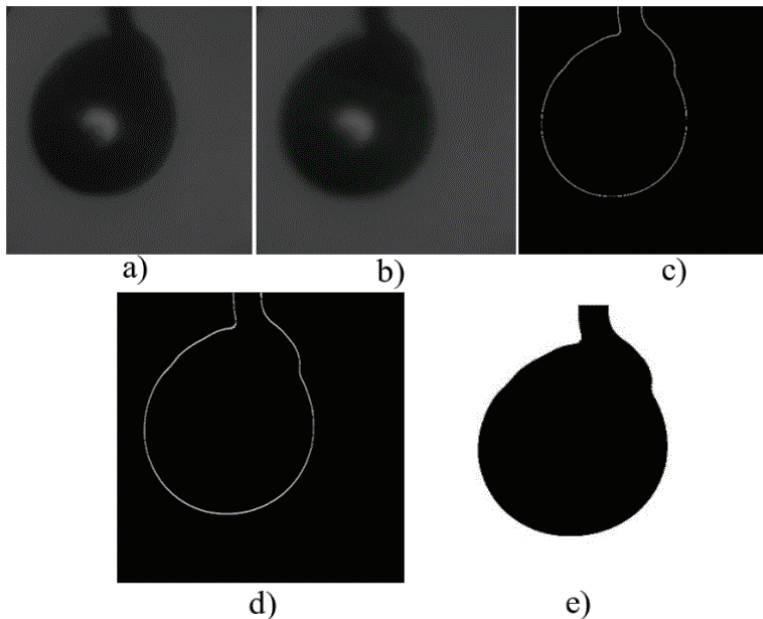
2.6 pav. Lašelio momentinio ekvivalentinio skersmens apibrėžimo pagal tiesioginio filmavimo nuotraukas pavyzdys

2.7 pav. parodytos vandens lašelio projekcijos atspindi lašelio matmens kitimą drėgname oro sraute skirtingais laiko momentais. Dalyje a) yra parodytas pradiniu

laiko momentu buvęs lašelio vaizdas. Patekęs į drėgno oro srautą, lašelis kondensaciniame režime išauga (2.7 pav., a ir b), o garavimo režime sumažėja (2.7 pav., c), kol ciklo (1.1) pabaigoje prilįgsta termoporos karoliukui. Dalyje b) parodytas pasiektas maksimalus dydis dėl vandens terminio išsiplėtimo ir garo kondensacijos. Dalyje c) vandens lašelis yra garavimo proceso metu. Dalyje d) yra eksperimentinio tyrimo pabaiga, matomas tik termoporos karoliukas.



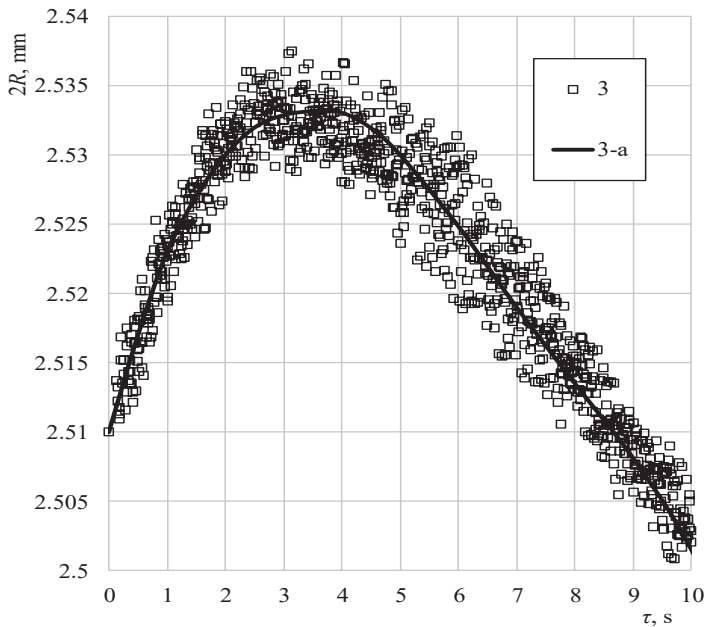
**2.7 pav.** Vandens lašelio projekcijos nuotraukos fazinių virsmų režimuose: a) eksperimento pradžia; b) kondensacinis režimas; c) garavimo režimas; d) fazinių virsmų ciklui pasibaigus



**2.8 pav.** Lašelio filmavimo nuotraukų MatLAB aplinkoje veikiančia programa apdorojimo principas

MatLAB aplinkoje veikiančia programa autonomiškai ir nuosekliai išanalizuojamos visos kompiuteryje e-faile pateiktos lašelio filmavimo nuotraukos. Analizavimo principas atskleistas 2.8 paveiksle.

Pirmiausia yra nuskaitoma nuotraukoje užfiksuoto vaizdo neapdorota pirminė e-informacija (2.8 pav., a). Tuomet, panaudojant Gauso filtrą, vaizdas apdorojamas, siekiant kiek įmanoma sumažinti pilkos spalvos ribos atpažinimo paklaidą (2.8 pav., b). Po filtravimo etapo gaunamas juodas fonas, kuriame pertraukiama balta linija programa pateikia išryškintą vandens paviršiaus galimą kontūrą (2.8 pav., c). Tuomet programa kreipiasi į specialią vientisos linijos atkūrimo paprogramę, kuri pateikia išryškintą baltą lašelio kontūrą apibrėžiančią liniją (2.8 pav., d). Toliau visą nuotraukos vaizdą programa konvertuoja į baltą foną, tačiau balta linija apibrėžta termoporos karoliuko ir jį gaubiančio vandens projekciją nudažo juodai (2.8 pav., e). Aiškaus juodai balto kontrasto fone programiškai apskaičiuojamas juodos spalvos užimamas plotas ir išskaičiuojamas jį turinčio skritulio skersmuo, atitinkantis lašelio momentinį ekvivalentinį skersmenį (2.9 pav.).



**2.9 pav.** Lašelio momentinio ekvivalentinio skersmens apibrėžimo pagal lašelio projekcijos ekrane filmavimo pereinamųjų fazinių virsmų režime pavyzdys

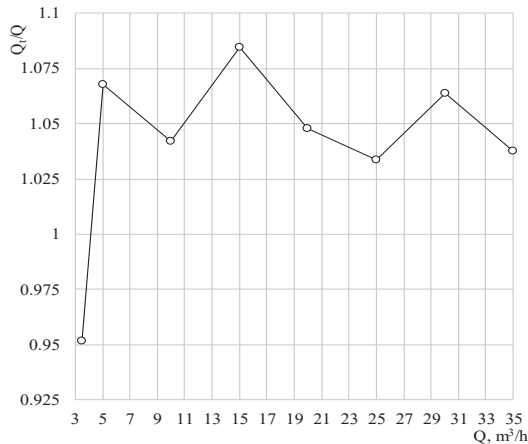
Kai lašelis ant termoporos karoliuko suformuojamas paprasta pipete, tuomet lašelio ir termoporos karoliuko pradinis ekvivalentinis  $2R_0$  skersmuo yra apskaičiuojamas pagal 2.8 išraišką, kurioje projekcijos plotas apibrėžiamas pagal pirmosios nuotraukos analizės rezultatus. Atskirų etapo eksperimentuose gali būti svarbu išlaikyti tokį patį pradinį lašelio ir termoporos karoliuko sistemos ekvivalentinį pradinį skersmenį, norint užtikrinti artimas pradines geometrines pernašos procesų vyksmo sąlygas. Tuomet lašelis suformuojamas specialia tam tikrą apibrėžtą nuo 0,5 iki 10 mikrolitrų vandens  $V_{l,0}$  tūrį dozuojančia mechanine pipete. Šiuo atveju pradinis ekvivalentinis  $2R_0$  skersmuo apskaičiuojamas pagal termoporos karoliuko ekvivalentinį  $2R_{lk}$  skersmenį ir pateikto vandens  $V_{l,0}$  tūrį:

$$R_0 = \sqrt[3]{R_{tk}^3 + \frac{3}{4\pi} V_{l,0}} \quad (2.9)$$

Jeigu kartu yra ir filmuojama, tuomet galima lašelio ir termoporos karoliuko pradinį ekvivalentinį skersmenį apibrėžti abiem būdais ir pateikti palyginamąjį įvertinimą.

#### 2.1.4. Matavimo paklaidų įvertinimas

Naudotų matavimo prietaisų galimos paklaidos apibrėžtos pagal gamintojų pateikiamus sertifikuotus aprašus. Į eksperimentinį ruožą tiekiamo kambario oro tūrinis debitas išmatuojamas rotametru „KROHNE H250“, kurio matavimo ribos yra nuo 3,5 iki 35 m<sup>3</sup>/h. Rotametas kalibruotas sertifikuotoje Lietuvos energetikos instituto laboratorijoje (Kalibravimo liudijimas Nr. 2/20-D), naudojant įrenginį Nr. 2E/3, kuris užtikrina matavimo rezultatų  $\pm 0,25\%$  pasikliautinumą. Kalibravimo rezultatai atspindėti 2.10 pav. taškais. Tarpinių tarp kalibruotų rotometro rodmenų atvejais tikroji išmatuoto kambario oro srauto vertė yra prilyginama išmatuoto  $Q$  srauto ir linijomis apibrėžto pataisos koeficiento sandauga.

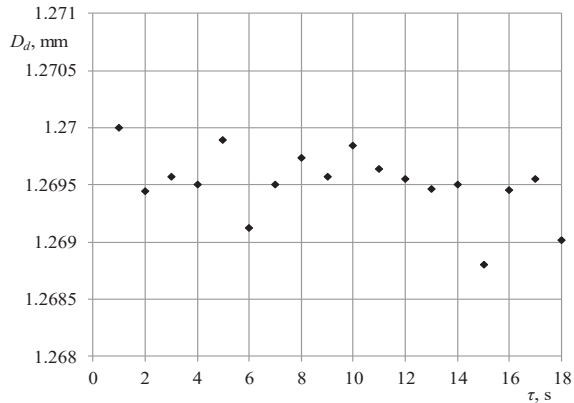


2.10 pav. Rotometro KROHNE H250 parodymo kalibravimo rezultatai

„PicoLogger TC-08“ užtikrina temperatūros matavimą  $\pm 0,38$  °C tikslumu. Termoporos karoliukas išmatuojamas mikrometru  $\pm 0,02$  mm pasikliautinumu. „TESTO 445“ prietaisu aplinkos oro barometrinis slėgis išmatuojamas 0,01 hPa tikslumu, o kambario oro temperatūra ir santykinis drėgnumas išmatuojami atitinkamai  $\pm 0,3$  °C ir  $\pm 2\%$  tikslumu. Garintuve eksperimento metu išgarinamo vandens masė apibrėžiama sveriant garintuvą  $\pm 1$  gramu tikslumu. Eksperimento laikas fiksuojamas chronometru  $\pm 0,5$  sekundės tikslumu. Numačius eksperimento vidutinę 100 s trukmę ir vidutinį išgarinamą 100 g vandens svorį, į eksperimentinį ruožą patiekiamo vandens debitas apskaičiuojamas vidutiniškai  $\pm 0,01$  g/s pasikliautinumu. Eksperimentiniu kanalu tekančio papildomai drėkinto oro drėgnumas apibrėžiamas  $\pm 5\%$  pasikliautinumu.

Filmavimo nuotraukų apdorojimo MatLAB aplinkoje veikiančia programa patikimumui įvertinti grafiškai išanalizuoti  $\approx 1,26$  mm ekvivalentinio skersmens

termoporos karoliuko filmavimo nuotraukų duomenys (2.11 pav.). Pagal filmavimo nuotraukų rezultatus apibrėžtas termoporos karoliuko 1,2695 mm vidutinis skersmuo, o atskirose nuotraukose fiksuoto karoliuko apibrėžto pagal aptartą vaizdų atpažinimo programą skersmens nukrypimas nuo vidutinio nesiekė  $\pm 1$  mikrometro (2.11 pav.). Todėl galima teigti, jog dujų srautu aptekamo lašelio filmavimo nuotraukų apdorojimo metu gaunamas  $\pm 5$  mikrometrų ekvivalentinio skersmens nukrypimas nuo momentinio vidutinio skersmens (2.9 pav.) yra nulemtas lašelio profilio deformacijų, kurias sukelia laike kintantis lašelio aptekėjimo režimas ir srauto turbulentiškumas.



**2.11 pav.** Termoporos  $\approx 1,26$  mm ekvivalentinio skersmens karoliuko projekcijos ekrane filmavimo kas sekundę nuotraukų analizės rezultatų pavyzdys

## 2.2. Lašelių fazinių virsmų drėgnų dujų sraute skaitinis modeliavimas

Vandens lašelių šilumos ir masės mainų procesų sąveikai nuosekliai kintančių fazinių virsmų režimų (1.1) cikle sistemingo įvertinimo metodikai išvystyti reikia kompleksiskai atsižvelgti į pusskaidrio lašelio išorinius ir vidinius sudėtinius pernašos procesus ir juos susieti bei skaitiškai sumodeliuoti, konkretizavus šilumos srautų balansą lašelių paviršiuje aprašančią formalią (1.2) vektorinę lygtį. Norint šią lygtį transformuoti į universalią lašelio fazinių virsmų (1.1) ciklui formą, būtina atsižvelgti į lašelio šilumos ir masės procesų sąveikos specifiką atskiruose lašelių fazinių virsmų režimuose. Galimybę tam atveria apžvalginėje dalyje pusskaidrio lašelio sudėtinių šilumos ir masės mainų atvejui pateikta (1.3), (1.4) ir (1.26) lygčių sistema. Šią lygčių sistemą lašelio fazinių virsmų ciklo (1.1) režimams reikia pritaikyti individualiai, atsižvelgiant į lašelių terminės ir energinės būsenų kitimo savitumą. Disertacijoje vandens lašelio faziniai virsmai biokuro dūmų sraute skaitiškai ištirti KTU Energetikos katedroje QBASIC programavimo kalboje sukurta skaitinio modeliavimo programa „LAŠAS“. Skaitinio tyrimo algoritmas šioje programoje yra grįstas iteracine schema, kuri autonomiškai užtikrina lašelio paviršiaus momentinės vidutinės temperatūros apibrėžimą. Iteracinė schema veikia greičiausio nusileidimo metodu. Lašelio paviršiaus temperatūros atžvilgiu minimizuojama pritekančių ir nutekančių šilumos srautų balanso lygtis, norint užtikrinti mažesnę už penkias šimtąsias apskaičiuotųjų šilumos srautų neatitikimą.

Programa patobulinta lašelio šilumokaitos modelyje pridėjus vidinę vandens cirkuliacijos įtaką šilumos plitimui įvertinančią pataisą. Žemiau pateiktuose skyriuose pateiktas KTU EK programos „LAŠAS“ aprašas ir pagrindinės sprendžiamos matematinės lygtys.

### 2.2.1. Pagrindinės prielaidos

Modeliuojant sudėtinius šilumos ir masės mainų procesus vandens lašelių fazinių virsmų režimų cikle, daromos šios pagrindinės prielaidos:

- lašelio dispersiškumą apibrėžia jo tūriui ekvivalentinės sferos skersmuo;
- sprogos lašelių garavimo režimas yra negalimas;
- Knudseno sluoksnio poveikis yra nereikšmingas;
- šilumos ir masės pernašos procesai yra kvazistacionarūs, ir jiems galioja Reinoldso analogija;
- temperatūros gradiento pokytis lašelyje dėl priverstinės vandens cirkuliacijos yra proporcingas efektyviojo šilumos laidžio parametru;
- sudėtinio šildymo atveju spinduliuoja dujų temperatūros spektrinis juodas šaltinis;
- lašelių šilumos ir masės mainų procesai dujų parametrams įtakos neturi.

### 2.2.2. Lašelio terminės ir energinės būsenos interpretacija

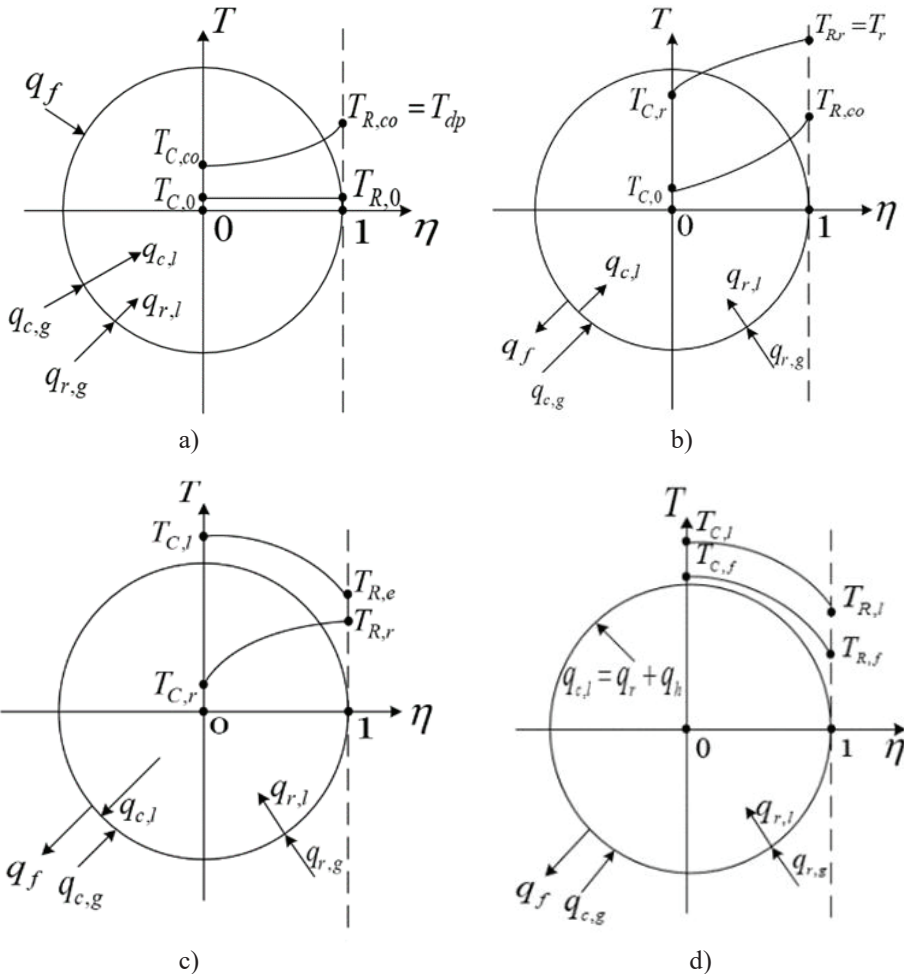
Lašelio paviršiaus plotas yra  $A_R = 4\pi R^2$ . Paviršiuje sąlyginai galima išskirti baigtinį  $J$  skaičių lokalinių  $A_{R,j}$  paviršių. Šiuose lokaliniuose paviršiuose šilumos ir masės mainų procesų kraštinės sąlygos skiriasi. Tai lemia šiluminio, hidrodinaminio ir difuzinio pasienio sluoksnių formavimosi ant lašelio paviršiaus savitumas. Todėl lokalinės  $T_{R,j}$  temperatūros taip pat bus savitos. Lašelio paviršiaus lokalinę temperatūrą aprašys laiko  $\tau$ , radialinės koordinatės  $r = R$  bei kampų  $\theta$  ir  $\gamma$  funkcija  $T_l(\tau, R, \theta, \gamma)$ . Čia:  $\theta = 0 \div \pi$  yra atsilenkimo nuo normalės krypties kampas;  $\gamma = 0 \div 2\pi$  yra azimuto kampas. Lašelio radialinės  $r$  koordinatės kitimo  $0 \leq r \leq R$  intervale taip pat galima parinkti tam tikrą baigtinį  $J$  skaičių koncentrinų vidinių sekcijų su lokaliniais  $A_j = 4\pi r_j^2$  paviršiaus plotais. Temperatūros susiskirstymą šiose  $A_j$  sekcijose aprašys  $T_l(\tau, r, \theta, \gamma)$  funkcija, kurią galima įvardinti kaip lašelio nestacionariojo temperatūros lauko bendrąją funkciją. Lokalinio vidinio  $A_j$  paviršiaus terminę būseną galima apibrėžti šiam paviršiui būdinga vidutine  $T_{l,j,vid}$  temperatūra. Išskirtų lašelio vidinių paviršių vidutines temperatūras aprašys radialinės ir laiko koordinačių  $T_{l,vid}(r, \tau)$  funkcija, kartu apibrėžianti ir lašelio išorinio paviršiaus vidutinės temperatūros laikinę  $T_{l,R,vid}(\tau)$  funkciją. Funkcija  $T_{l,R,av}(\tau)$  yra apibrėžiama šilumos srautų balanso (1.2) lygtimi. Tolimesnėje analizėje lašelio terminė būseną apibrėžiama aptarta  $T_{l,vid}(r, \tau)$  funkcija, tačiau dėl paprastumo ji pateikiama kaip  $T(r, \tau)$  funkcija. Išskiriamos būdingos lašelio centro ir paviršiaus temperatūras aprašančios funkcijos, atitinkamai  $T_C(\tau)$  ir  $T_R(\tau)$ . Neizoterminiško lašelio terminė būseną aprašoma jo masei būdinga vidutine  $T_m$  temperatūra. Funkcija  $T_m(\tau)$  aprašoma integraline išraiška:

$$T_m(\tau) = \frac{\int_0^R \rho_l(\tau, r) \cdot T(\tau, r) \cdot r^3 dr}{\int_0^R \rho_l(\tau, r) \cdot r^3 dr}. \quad (2.10)$$

Kai lašelyje susiformuoja neigiamo gradiento temperatūros laukas, tuomet atsiranda galimybė lašelyje sugertos spinduliuotės šilumos srauto daliai pradėti dalyvauti vandens garinimo procese. Tai užtikrina konvekcinės šilumos  $q_{c,l}$  srauto lašelyje vektoriaus krypties pasikeitimas  $\tau_r$  momentu. Todėl pereinamąjį garavimo režimą lašelio sudėtinio šildymo atveju tenka suskaidyti į du savitus periodus:

$$\tau \equiv 0 \rightarrow \tau_{ko} \rightarrow \tau_r \rightarrow \tau_e \rightarrow \tau_f. \quad (2.11)$$

Lašelio energinės ir terminės būsenų kitimą cikle (2.11) apibrėžia šilumos srautų lašelio paviršiuje dinamikos savitumas skirtinguose fazinių virsmų režimuose (2.12 pav.).



**2.12 pav.** Lašelio energinės ir terminės būsenos interpretacija fazinių virsmų režimuose sudėtinio šildymo atveju.  $q_{c,g} \equiv q_{c,d}$ ;  $q_{r,g} \equiv q_{r,d}$ ;  $T_{dp} \equiv T_{rt}$ ;  $p_v \equiv p_g$

Kondensaciniame (2.12 pav., a) ir pereinamojo garavimo režimo pirmajame periode (2.12 pav., b) lašelio energinę būseną patogiau traktuoti pagal konvekcinės

šilumos srauto lašelyje fizikinės kilmės prigimtį. Pereinamojo garavimo antrajame periode (2.12 pav., c) bei pusiausviro garavimo režime (2.12 pav., d) lašelio energinę būseną patogų traktuoti pagal vandens garinimo procese dalyvaujančio šilumos srauto kilmės prigimtį. Tuomet šilumos srautų balanso lašelio paviršiuje formalią vektorinę išraišką (1.2) galima pateikti keturių lygčių sistema:

$$\begin{cases} q_{c,R,l} = q_{c,R,d} + (q_{r,R,d} - q_{r,R,l}) + q_{f,R}, & \tau \equiv 0 \rightarrow \tau_{ko}; & (2.12 a) \\ q_{c,R,l} = q_{c,R,d} + (q_{r,R,d} - q_{r,R,l}) - q_{f,R}, & \tau \equiv \tau_{co} \rightarrow \tau_r; & (2.12 b) \\ q_{f,R} = q_{c,R,d} + (q_{r,R,d} - q_{r,R,l}) + q_{c,R,l}, & \tau \equiv \tau_r \rightarrow \tau_e; & (2.12 c) \\ q_{f,R} = q_{c,R,d} + q_{r,R,d} + (q_{c,R,l} - q_{r,R,l}), & \tau \equiv \tau_e \rightarrow \tau_f. & (2.12 d) \end{cases} \quad (2.12)$$

Kondensaciniame režime vandenį lašelyje šildo visas išorinės šilumokaitos srautas ir fazinių virsmų šilumos srautas. Išorinės spinduliuotės srautas gali būti dalinai sugeriamas lašelio paviršiumi, o likusi jo dalis sugeriamą lašelyje. Todėl (2.12 a) išraiškoje įvertinta, jog kondensaciniame režime vidinės šilumos konvekcijos lašelyje srauto energinę vertę apibrėžia išorinės šilumos konvekcijos, lašelio paviršiumi sugertos spinduliuotės bei kondensacinės šilumos srautai. Pereinamojo garavimo pirmajame periode dalis lašeliui šilumokaitos procese suteikiamos šilumos jau dalyvauja vandens garinimo procese. Todėl (2.12 b) išraiškoje įvertinta, jog vidinės šilumos konvekcijos lašelyje srauto energinę vertę apibrėžia išorinės šilumos konvekcijos ir lašelio paviršiumi sugertos spinduliuotės šilumos srautai, kuriuos silpnina vandens garavimą sukeliantis fazinių virsmų šilumos srautas. Kondensaciniame režime ir pereinamojo garavimo pirmajame periode maksimali vandens lokalinė temperatūra yra lašelio paviršiuje (2.12 pav., a ir b).

Pereinamojo garavimo režimo antrajame periode veikiant spinduliuotei lašelyje susiformuoja neigiamo gradiento temperatūros laukas (2.12 pav., c). Todėl pereinamojo garavimo režimo periodų kaitos momentu temperatūros lauko gradientas lašelyje įgauna nulinę vertę. Pasikeitus vidinės šilumos konvekcijos lašelyje srauto vektorius kryptis, dalis lašelyje sugerto spinduliuotės srauto išvedama į jo paviršių ir jau dalyvauja vandens garinimo procese. Todėl (2.12 pav., c) išraiškoje įvertinta, jog pereinamojo garavimo režimo antrajame periode fazinių virsmų šilumos srauto energinę prigimtį apibrėžia išorinės šilumos konvekcijos ir lašelio paviršiumi sugertos spinduliuotės šilumos srautai, kuriuos sustiprina vidinės konvekcijos šilumos srautas. Antrajame pereinamojo garavimo režimo periode yra tam tikras  $\Delta\tau_{r,*} \equiv \tau_r \rightarrow \tau_r^*$  laikotarpis, kai maksimali vandens temperatūra yra lašelio vidiniuose sluoksniuose [22]. Šiuo laikotarpiu lašelyje sugertas spinduliuotės lokalinis srautas vidine šilumos konvekcija yra perskirstomas dviem kryptimis, ir maksimali vandens lokalinė temperatūra nuo lašelio paviršiaus nuosekliai persilenka į jo centrą (2.12 pav., c). Laikotarpiu  $\tau \equiv \tau_r^* \rightarrow \tau_f$  vandens maksimali temperatūra išlieka lašelio centre (2.12 pav., c ir d). Lašelio pusiausviro garavimas prasideda  $\tau_e$  laiko momentu, kai sugertas spinduliuotės srautas vidine šilumos konvekcija išvedamas iš lašelio ir visas pradeda dalyvauti vandens garinimo procese. Nuo  $\tau_e$  momento lašelis aušta (2.12 pav., d). Išraiškoje (2.12 pav., d) įvertinta, jog pusiausviro garavimo režime  $\tau \equiv \tau_e \rightarrow \tau_f$  garavimo procese dalyvauja išorinės



šilumokaitos visas suminis srautas bei prisideda auštančio lašelio entalpijos pokyčiui ekvivalentinis  $q_h = -R\rho_l c_{p,l}(dT_{l,m}/d\tau)/3$  šilumos srautas, kurio indėlis apibrėžtas vidinės konvekcinės šilumokaitos ir spinduliuotės rauto skirtumu. Kraštinės sąlygos (5) lygčių sistemai formuluojamos teigiant, jog  $T_R(\tau)$  funkcija yra žinoma, o lašelio konvekcinis šildymas yra apibrėžtas Reinoldso  $Re_0$  kriterijumi:

$$\begin{aligned} R(\tau = 0) &= R_0; T(r, \tau = 0) = T_0; Re(\tau = 0) = Re_0; \\ T(R, \tau) &= T_R(\tau); Re(\tau) = Re_\tau; T_d(\tau) = T_{d,0}; \\ X_{g,d}(\tau) &= X_{g,d,0}; T_{sal} = T_d. \end{aligned} \quad (2.13)$$

Lygčių (2.12) ir (2.13) sistemos sprendinį galima apibrėžti tik skaitiškai. Iteracinių skaičiavimų poreikį kelia tai, jog išraiška (1.25) aprašomai  $fn$  funkcijai apskaičiuoti reikia disponuoti jau apibrėžtu lašelio temperatūros lauku ir dar reikia žinoti spinduliuotės sugėrimo procesą lašelyje apibrėžiantį lokalinį spinduliuotės srautą. Savo ruožtu Spoldingo pernašos  $B_T$  ir  $B_M$  parametrus galima apskaičiuoti tik žinant lašelio paviršiaus momentinę temperatūrą ir disponuojant jau apibrėžtais šilumos srautais. Todėl (2.12) ir (2.13) lygčių sistema skaitiškai išsprendžiama pagal iteracinę schemą. Iteracinei skaitinio sprendimo schemai sudaryti (2.12) lygtis transformuota į konkretų šilumos srautų matematinį modelį, kuriame atsižvelgiama į 2.12 a–d išraiškų savitumą. Išsami apžvalgoje pateiktų „lašo“ šilumos ir masės mainų modelių analizė įgalino (2.12) sistemą transformuoti į transcendentinę integralinę lygtį:

$$\begin{aligned} \lambda_{gd} \frac{Nu_f}{2R} (T_d - T_R) - k_{c,ef} \lambda_l \cdot \text{grad} T_{r=R} &= \frac{L}{2R} \rho_{gd} D_{gd} Sh_f; \\ \text{grad} T_{r=R} &= \frac{2\pi}{R^2} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n n \cdot \\ &\cdot \int_0^\tau \left[ \frac{(-1)^n R}{n\pi} \frac{dT_R}{d\tau} + \int_0^R q_r \left( \sin \frac{n\pi r}{R} - \frac{n\pi r}{R} \cos \frac{n\pi r}{R} \right) dr \right] \\ &\cdot \exp \left[ -a_l \left( \frac{n\pi}{R} \right)^2 (\tau - \tau_*) \right] d\tau_*; \\ Nu_f &= 2 \frac{\ln(1+B_T)}{B_T} + \frac{Nu-2}{(1+B_T)^{0.7}}; \\ Sh_f &= 2 \ln(1+B_M) + B_M \frac{Sh-2}{(1+B_M)^{0.7}}. \end{aligned} \quad (2.14)$$

Nuselto  $Nu_f$  ir Šervudo  $Sh_f$  kriterijai aprašyti pagal Ambranzono ir Sirignano modelį [119], kuriame sujungti plačiai „lašo“ tyrimuose taikomi klasikinis ir empirinis Stefano hidrodinaminio srauto įtaką įvertinantis modeliai. (2.14) lygties universalumą lašelio fazinių virsmų ciklo režimams užtikrina lašelio nestacionariojo temperatūros lauko apskaičiuotojo gradiento savaiminis pasikeitimas iš teigiamo į neigiamą dėl sugeriamo spinduliuotės srauto poveikio laiko  $\tau_r$  momentu bei išraiškoms (1.6) ir (1.7) aprašomų Spoldingo pernašos parametrų savaiminis pasikeitimas iš neigiamų į teigiamus kondensacinio fazinių virsmų režimo iš kondensacinio į garavimą laiko  $\tau_{ko}$  momentu. Nuselto  $Nu$  ir Šervudo  $Sh$  kriterijus (2.14) lygtyje galima apibrėžti pasirinktinai pagal lašelio išorinių konvekcinių šilumos ir masės mainų empirines (1.8–1.11) koreliacijas. Patraukliausia yra Clift ir kt. (1.11) koreliacija, kuri nuosekliai ir pakankami plačiame Reinoldso kriterijaus

kitimo nuo 0 iki 400 intervale įvairių autorių eksperimentinių tyrimų rezultatus apibendrina trijų procentų pasikliautimumu [119]. Lašelio fazinių virsmų dinamika ir judėjimo dujų sraute dinamika aprašoma diferencialinių ir empirinių lygčių sistema:

$$\frac{d}{d\tau} \left[ \frac{4}{3} \pi \rho_l(\tau) R^3(\tau) \right] = -g_g(\tau); \quad g_g = 2\pi R \rho_{gd} D_{gd} \text{Sh}_f; \quad (2.15)$$

$$\frac{dw}{dt} = \frac{3}{16} \frac{\mu_g}{\rho_l} \frac{w_g - w_l}{R^2} \frac{24 + 4,8 \text{Re}^{0,63} \text{Re}_\infty}{(1 + B_T)^{0,2}} \frac{\text{Re}_\infty}{\text{Re}}. \quad (2.16)$$

Reinoldso  $\text{Re}$  ir  $\text{Re}_\infty$  kriterijai aprašomi atitinkamai pagal (1.13) ir (1.14) išraiškas. Lašelį gaubiančios vandens garo ir dujų mišinio „plėvelės“ fizikinės savybės ( $\lambda_{gd}$ ,  $D_{gd}$ ,  $\lambda_{gd}$ ,  $\mu_{gd}$ ) apibrėžiamos pagal plačiai taikomą „1/3“ taisyklę, kai (1.15) išraiškose  $n = 3$ . Vandens lašelio šilumos ir masės mainų skaitiniam modeliavimui svarbu, kad (2.13–2.16) lygčių sistema leidžia įvertinti sudėtinį pernašos procesų sąveiką nuosekliai kintančių lašelio fazinių virsmų režimų cikle (2.11).

### 2.2.3. Lašelio sudėtinų pernašos procesų fazinių virsmų režimų cikle skaitinio modeliavimo metodika

Į (2.14) lygtį įeina lašelio paviršiaus temperatūros laikinė  $dT_R/d\tau$  išvestinė, o Reinoldso kriterijus apibrėžiamas diferencialinių lygčių (2.15, 2.16) sistema, tačiau kraštinių sąlygų (2.13) formavimo specifika įgalina laikyti lašelio paviršiaus temperatūros ir Reinoldso kriterijaus laikines  $T_R(\tau)$  ir  $\text{Re}(\tau)$  funkcijas atitinkamai apibrėžtomis. Tuomet galima teigti, jog (2.14) išraiška yra integralinio tipo lygtis, kurios skaitinės sprendimo schemas konvergavimą yra patogu kontroliuoti tinkamai parinkus lašelio radialinės ir laiko koordinačių tinklėlius.

Laiko koordinatės tinkleliui sudaryti modeliuojamas pirmasis lašelio fazinių virsmų (2.11) ciklo režimas. Jis bus kondensacinis, kai  $\bar{t}_{rt} = t_{rt}/t_{l,0} > 1$ , kitais atvejais tai bus pereinamojo garavimo režimas. Sąlyginai numatoma jo  $\tau_1$  trukmė. Parenkant kontrolinių laiko  $\tau_i$  momentų  $I_1$  skaičių, orientuojamasi į  $I_1 = 11–101$ , kadangi apibrėžtą laiko kitimo  $\Delta\tau$  žingsnį

$$\Delta\tau = \frac{\tau_1}{I_1 - 1}; \quad \tau_{i=1} = 0; \quad \tau_{i>1} = \tau_{i-1} + \Delta\tau, \quad \text{kai } \sum_{i=2}^J (\tau_i - \tau_{i-1}) = \tau_1 \quad (2.17)$$

pageidautina išlaikyti vienodą visuose fazinių virsmų (2.11) ciklo režimuose, kad būtų galima tiksliai apskaičiuoti lašelio paviršiaus temperatūros funkcijos laikinę išvestinę (2.14) lygtyje pagal schemą:

$$\left. \frac{dT_R}{d\tau} \right|_{i>1, i-1} \cong \frac{T_{R,i} - T_{R,i-1}}{\tau_i - \tau_{i-1}}. \quad (2.18)$$

Be to, reikia dar įvertinti, jog, modeliuojant visą fazinių virsmų režimų ciklą (2.11), jo pusiausviro garavimo režimo trukmė dažniausiai bus daug ilgesnė už pereinamųjų režimų trukmę. Kondensacinio režimo atveju parinktasis  $I_1$  privalo užtikrinti sklandžią fazinių virsmų režimų kaitą iš kondensacinio į garavimo, kadangi arti  $\tau_{ko}$  laiko vykdomi iteraciniai ciklai momentinei  $T_{Ri}$  temperatūrai apibrėžti gali ir nekonverguoti. Taigi, praktikoje tenka kiekvieną skaitinį tyrimą vykdyti dviem etapais. Pirmajame yra sumodeliuojamas tik pirmasis fazinių virsmų

režimas ir apibrėžiamas visais atžvilgiais priimtinas laiko kitimo žingsnis. Antrajame etape sumodeliuojamas visas nuosekliai kintančių fazinių virsmų režimų (2.11) ciklas.

Graduojant radialinės  $r$  koordinatės tinklėlį, tenka įvertinti, jog  $r$  koordinatės kitimo  $r \equiv 0 \rightarrow R$  intervalas nuolatos kinta dėl lašelio paviršiuje vykstančių fazinių virsmų ir vandens lašelyje plėtimosi / traukimosi. Todėl įvedama lašelio fazinių virsmų (2.11) ciklo režimams universali bematė radialinė koordinatė:

$$\eta = r/R \equiv 0 \rightarrow 1. \quad (2.19)$$

Tuomet lašelio radialinės koordinatės tinklėlis sudaromas pagal schemą:

$$\Delta\eta = \frac{1}{J-1}; \eta_{j=1} = 0; \eta_{j>1} = \eta_{j-1} + \Delta\eta; r_j = \eta_j R, \quad (2.20)$$

$$\text{kai } \sum_{j=2}^J (\eta_j - \eta_{j-1}) = 1.$$

Lašelio radialinė koordinatė graduojama  $J=41$  atvejui pagal darbo [171] rekomendacijas. Pradiniu  $\tau_{i=1} = 0$  laiko momentu visi lašelio šilumos ir masės mainų parametrai laikomi apibrėžtais. Kiekvienu kitu laiko  $\tau_{i>1}$  momentu greičiausio nusileidimo metodu yra vykdomas iteracinis ciklas  $it \equiv 1 \rightarrow IT$  lašelio paviršiaus momentinei  $T_{R,i}$  temperatūrai apibrėžti. Reikalaujama, kad iteracinio ciklo baigiamajai  $IT$  iteracijai parinkta  $T_{i,J,it=IT}$  temperatūra užtikrintų prie lašelio paviršiaus pritekančių ir nutekančių apskaičiuotųjų šilumos srautų atitikimą ne mažesniu kaip penkių šimtųjų procento pasikliautinumumu:

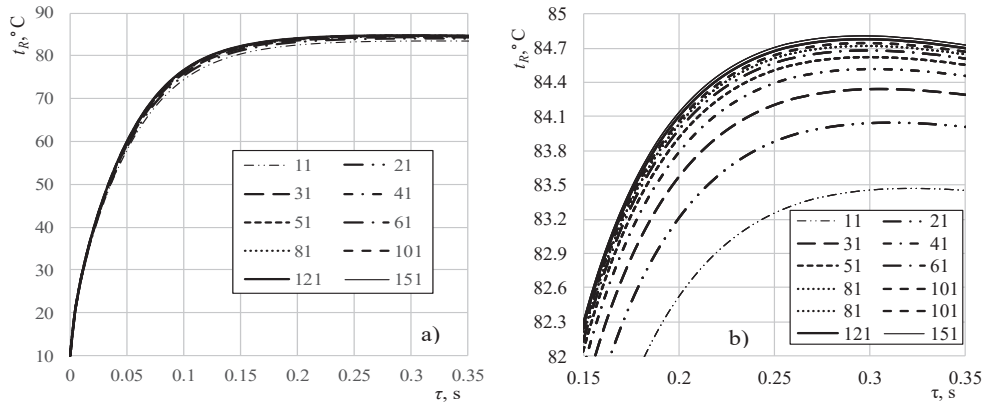
$$it \equiv 1 \rightarrow IT; T_{R,i} = T_{i,J,it=IT}, \text{ kai } \left| \frac{q_{c,l,i,J,it} + q_{f,l,i,J,it}}{q_{c,d,i,J,it}} - 1 \right| \cdot 100\% < 0,05\%. \quad (2.21)$$

Po kiekvienos  $it$  iteracijos pagal (2.15, 2.16) išraiškų pagrindu sudarytas skaitines schemas yra apskaičiuojamas dėl pasipriešinimo jėgų poveikio sumažėjęs lašelio slydimo dujų sraute  $\Delta w_{l,i,it}$  greitis ir apibrėžiamas dėl paviršinių fazinių virsmų procesų bei šylančio vandens plėtimosi pakitęs lašelio  $2R_{i,it}$  skersmuo. Pirmajai kiekvieno iteracinio ciklo  $it$  iteracijai  $R_{i,it=1} \equiv R_{i-1}$  ir  $w_{l,i,it=1} \equiv w_{l,i-1}$ , o tolesnėms iteracijoms  $R_{i,it>1} \equiv R_{i,it-1}$  ir  $w_{l,i,it} \equiv w_{l,i,it-1}$ .

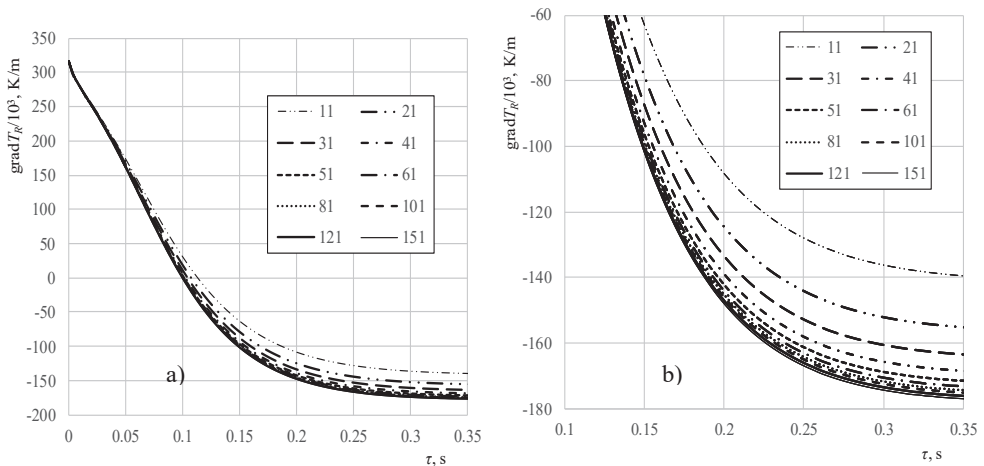
Momentinis lokalinis spinduliuotės  $q_{r,i,j}$  srautas lašelyje apskaičiuojamas pagal (1.28–1.34) išraiškas. Jose optinių storių integralai išsprendžiami pagal [125] darbe pateiktas skaitines schemas, o banginio skaičiaus integralas skaitiškai išsprendžiamas stačiakampių metodu. Tam šiluminio spinduliavimo spektro intervalas pagal bangini skaičių nuo 12500 iki 50  $\text{cm}^{-1}$  tolygiai suskaidomas į 155 dalis pagal [150] rekomendacijas. Banginio skaičiaus koordinatė yra patogė, kadangi pagal ją, šiluminės spinduliuotės spektrą suskaidžius tolygiai, yra ryškiai sutankinamas spektro sudalinimas pagal bangos ilgį trumpųjų bangų srityje, kurioje vandens kompleksinis lūžio rodiklio kitimas didžiausias (1.13 pav.), o spektrinė spinduliuotė yra intensyviausia (1.14 pav.). Tuomet kruopščiai atsižvelgiama į vandens spektrinių optinių savybių kitimą spinduliavimo spektre. Vandens spektrinis kompleksinis lūžio rodiklis parenkamas pagal [147, 155, 162] darbuose pateiktus eksperimentinius duomenis. Šviesos spindulio spektrinis intensyvumas aprašomas klasikine išraiška pagal [159] metodiką, o kiti spektriniai parametrai (atspindžio

koeficientas, lūžis vandenyje ir Briusterio kampas) apibrėžiami pagal išraiškomis (1.32–1.34) grindžiamas skaitines schemas. Integravimas pagal  $\gamma$  kampą (1.28) išraiškoje vykdomas klasikiniu Gauso metodu, pritaikius 5-ių taškų schemą pagal [125] metodiką.

Šilumai pusskaidriame lašelyje plintant spinduliavimu ir laidumu (sudėtinės šilumokaitos “k+r“ atvejis), lašelio nestacionarusis laukas ir jo gradientas aprašomi pagal išraiškos (1.35) pagrindu sudarytas skaitines schemas [125]. Jose tenka apsispręsti dėl begalinėje sveiko skaičiaus sumoje įeinančių funkcijų įvertintų narių skaičiaus. Jis turi būti optimalus, norint užtikrinti patikimą temperatūros lauko ir jo gradiento apskaičiavimą su kiek įmanoma mažesnėmis skaičiavimo laiko sąnaudomis. Tai aktualu modeliuojant visą lašelio fazinių virsmų režimų ciklą.

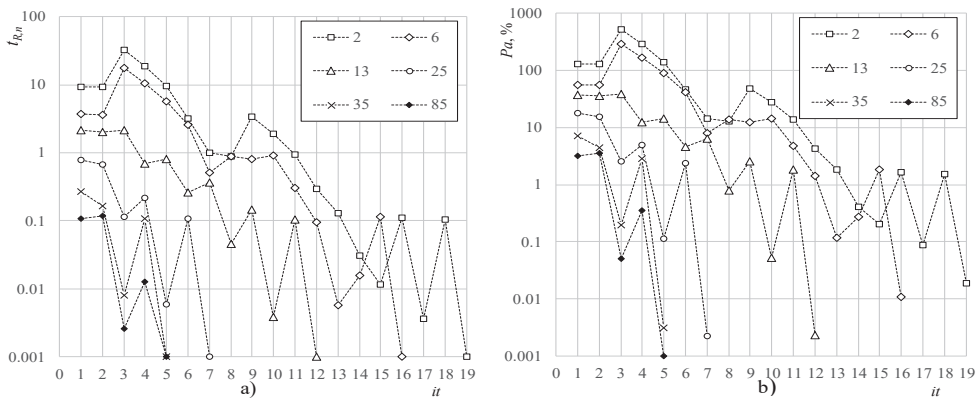


**2.13 pav.** Begalinės sumos įvertinamų narių  $N$  skaičiaus įtaka apskaičiuotosios lašelio paviršiaus temperatūros kitimui pereinamojo garavimo režime.  $2R_0 = 500 \mu\text{m}$ .  $t_{l,0} = 10 \text{ C}$ .  $t_d = 1000 \text{ C}$ . Kreivių identifikavimo numeris atitinka  $N$



**2.14 pav.** Begalinės sumos įvertinamų narių  $N$  skaičiaus įtaka apskaičiuotojo temperatūros gradiento kitimui pereinamojo garavimo režime (žymėjimai atitinka 2.13 pav.)

Optimaliam įvertintinų narių  $N_{op}$  skaičiui begalinėje sumoje apibrėžti sumodeliuotas 1000 °C temperatūros sauso oro sraute šylančio 500 mikrometrų skersmens vandens lašelio temperatūros (2.13 pav., a) ir gradiento (2.14 pav., a) kitimas pereinamojo garavimo režime “k+r” šildymo atvejais, kai  $N$  skaičius buvo keistas nuo 11 iki 151 kas 10. Parinktoji  $N$  vertė yra ypač reikšminga pusiausviro lašelio fazinius virsmus apibrėžiančiai paviršiaus temperatūrai (2.13 pav., b), tiek ir jos gradientui (2.14 pav., b). Matosi, jog priimtina  $N$  skaičiaus vertė modeliuotais atvejais apibrėžiama  $N > 101$  sąlyga. Konkrečiai  $N$  vertei pasirinkti įvertintas skaitiniuose tyrimuose fiksuotas mašininis skaičiavimo laikas sekundėmis, atitinkamai:  $\approx 340$ ;  $\approx 308$ ;  $\approx 301$ ;  $\approx 282$ ;  $\approx 264$ ;  $\approx 249$ ;  $\approx 238$ ;  $\approx 231$ ,  $\approx 223$  ir  $\approx 239$ , kai  $N$  yra 151; 121; 101; 81; 61; 51; 41; 31; 21 ir 11. Tolimesniems skaitiniams tyrimams optimaliu pasirinktas  $N_{op} = 121$  variantas, kadangi tuomet skaičiavimo trukmė artima  $N = 101$  atvejui ir sutaupoma apie 10 procentų skaičiavimo laiko, palyginti su  $N = 151$  atveju.



**2.15 pav.** Lašelio paviršiaus temperatūros parinkimo greičiausio nusileidimo metodu vykdomame iteraciniame  $it \equiv 1 \div IT$  cikle pavyzdžiai (a) ir (2.21) sąlygos tenkinimo kontrolė (b). Kreivių identifikavimo numeris atitinka kontrolinio laiko  $i$  indeksą.  $2R_0 = 500 \mu\text{m}$ .  $t_{l,0} = 10 \text{ C}$ .  $t_d = 1000 \text{ C}$ .  $N = 121$ .  $\tau_i$ , s: (2) 0,0039, (6) 0,0194, (13) 0,0467, (25) 0,0933, (70) 0,268, (85) 0,327,  $\Delta t_{R,it} = |t_{R,it} - t_{R,IT}| + 0,001^\circ \text{ C}$

Galima pastebėti, jog tolygus  $N$  mažinimas neužtikrina tolygaus skaičiavimo laiko sutrumpėjimo. Tai paaiškinama tuo, kad specialios paprogramės nepriklausomai greičiausio nusileidimo metodu vykdomame iteraciniame  $it \equiv 1 \rightarrow IT$  cikle (2.21) sąlygą tenkinančiai lašelio paviršiaus momentinei  $T_{R,i} = T_{R,i,it} = IT$  temperatūrai atrinkti (iteracinių ciklų pavyzdžiai pateikti 2.15 pav., a) atliekamų iteracijų  $IT$  skaičius gali smarkiai skirtis. Todėl iteraciniai ciklai skirtingiems  $N$  skaičiams gali būti saviti. Skaitinių tyrimų patikimumui užtikrinti yra numatyta ir vykdyta (2.21) sąlygos tenkinimo kiekvienoje iteracijoje kontrolė (apskaičiuotojų šilumos srautų disbalansą apibrėžiančios santykinės paklaidos kitimo iteraciniuose  $it \equiv 1 \div IT_i$  cikluose kontrolės pavyzdžiai pateikti 2.15 pav., b), stebint kompiuterio ekrane ir pagrindinius parametrus fiksuojant specialiaame duomenų faile. Matosi, jog apskaičiuotųjų šilumos srautų lašelio paviršiuje disbalansas yra jautrus parinktai

lašelio paviršiaus  $T_{R,i,it}$  temperatūrai (2.15. pav.): norint apibrėžti pritekančių ir nutekančių šilumos srautų atitikimą penkių šimtųjų procento pasikliautimumu (2.15 pav., b), tenka atsižvelgti į mažesnius kaip viena šimtoji °C lašelio paviršiaus temperatūros pokyčius (2.15 pav., a). Standartinėje greičiausio nusileidimo metodu veikiančioje paprogramėje yra užprogramuota kiek įmanoma mažiausios paklaidos sąlygų paieška. Siekiant išvengti ilgai trunkančio iteracinio ciklo, norint apibrėžti inžineriškai nepagrįstą pernelyg aukštą šilumos srautų balansą apibrėžiančios lašelio paviršiaus momentinės temperatūros paiešką, programoje „LAŠAS“ įvesta papildoma sąlyga, užtikrinant, kad paskutinioji laikoma ta iteracija, kurioje pirmą kartą užtikrinamas (2.21) sąlygos tenkinimas.

Vandens garo soties būsena aprašyta tikslia Gerry koreliacija [172]:

$$\lg p_s = 0,0141966 - 3,142305 \left( \frac{10^3}{T_s} - \frac{10^3}{T-373,16} \right) + 8,2 \lg \left( \frac{373,16}{T_s} \right) - 0,0024804(373,16 - T_s), \text{ kai } 0 < t_s < 95 \text{ } ^\circ\text{C}. \quad (2.22)$$

Išraiškoje (2.22) vandens sočiojo garo slėgis  $p_s$ , ata ir temperatūra  $T_s$ , K.

Dujų sraute slystančiame vandens lašelyje šilumai plintant konvekcija ir spinduliavimu (sudėtinės šilumokaitos “c+r” atvejis), lašelio nestacionarusis laukas, numačius “c+r” ir “k+r” šilumokaitos atvejais temperatūros lauko gradiento lašelyje proporcingumą efektyviojo šilumos laidžio parametro atžvilgiu, patikslinamas pagal skaitinę schemą:

$$T_{i>2,j<J,"c+r"} = T_{i,J} - \frac{1}{2k_{c,eff,i}} \cdot \left[ \sum_{j=1}^{J-1} (r_{j+1} - r_j) \left[ \left. \frac{\partial T(\tau,r)}{\partial r} \right|_{i,j,"k+r"} + \left. \frac{\partial T(\tau,r)}{\partial r} \right|_{i,j+1,"k+r"} \right] \right]. \quad (2.23)$$

### 2.3. Metodikos skyriaus apibendrinimas

Aukščiau aptartos ant termoporos karoliuko kabančio vandens ekvivalentinio lašelio ŠMM eksperimentinio tyrimo ir lašelio sudėtinių šilumos ir masės mainų nuosekliai kintančių kondensacinio, pereinamo bei pusiausviro garavimo režimuose skaitinio modeliavimo metodikos įgalina atlikti pašildytu drėgnu oro srautu aptekamų vandens lašelių ŠMM procesų kompleksinius eksperimentinius ir teorinius tyrimus, kurių kraštinės sąlygos atitinka vandens įpurškimo į biokuro kūryklos dūmus bei šilumos atgavimo iš šalinamų dūmų technologijoms būdingas kraštines sąlygas.

Dėl intensyvaus technologinių įrenginių paviršių spinduliavimo ir daugkartinio šviesos spindulio atspindžio tarpfazinio kontakto paviršiuose į atskirą lašelį krentantis spektrinis spinduliuotės intensyvumas yra artimas juodo kūno spinduliuotei. Todėl vandens lašelio sudėtinio šildymo procesui modeliuoti pritaikyta juodo spektrinio spinduliavimo šaltinio prielaida yra plačiai taikoma šiuolaikiniuose išpurkšto pusskaidrio skysčio lašelių fazinių virsmų tyrimuose ir yra inžineriškai pagrįsta.

Skaitiškai sumodeliuoti vandens lašelių visą fazinių virsmų režimų ciklą sudėtinės “k+r” šilumokaitos sąlygomis įgalino taikomos KTU EK programos

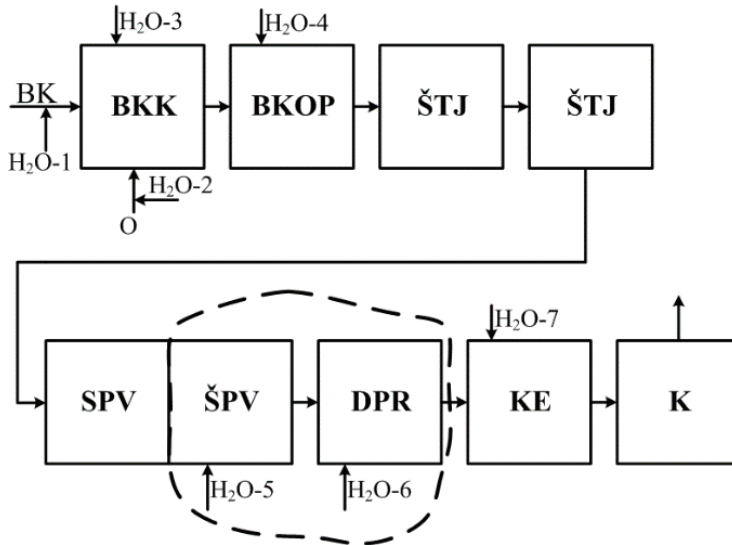
„LAŠAS“ patobulinimas. Jis susijęs su temperatūros lauko patikslinimu pagal (2.23) skaitinę schemą ir optimalaus  $N$  skaičiaus šilumos srautų balanso (2.14) lygtyje apibrėžimu. Be to, išvystyta nauja priimtina mašininio skaičiavimo laiką užtikrinančio laiko kitimo žingsnio apibrėžimo metodika, kai pradžioje sumodeliuojamas pirmasis fazinių virsmų režimas ir tik po to visi nuosekliai kintantys lašelių fazinių virsmų režimai, lygiagrečiai kontroliuojant vykdomų iteracinių ciklų patikimumą.

Pateikta ir aptarta vandens lašelių ŠMM kompleksinio tyrimo metodika sudaro realias prielaidas iškeltiems darbo uždaviniams įvykdyti.

### 3. TYRIMO REZULTATAI IR ANALIZĖ

#### 3.1. Kraštinės sąlygos ir tyrimo etapai

Vandens įpurškimo pritaikomumas pramonėje, energetikoje ir transporte bendrais bruožais aptartas įvadinėje / apžvalginėje disertacijos dalyje. Vandens pritaikomumo atvejai kuro deginimo technologijoje aiškiai matosi 3.1 pav. pateiktoje biokuro katilinės principinėje / technologinėje schemoje.



**3.1 pav.** Biokuro katilinės principinė/technologinė schema: BK – biokuro tiekimo sistema; O – oro degimui tiekimo sistema; BKK – biokuro kūrykla; BKOP – biokuro degimo produktų parametrų reguliavimo pirminė sistema, SPV – pelenų sauso valymo įrenginiai (ciklonai, elektrostatiniai filtrai); ŠPV – pelenų šlapio valymo įrenginys; ŠTJ – šilumos išnaudojimo technologinių įrenginių sistema; DPR – dūmų parametrų reguliavimo įrenginys; KE – kondensacinis ekonomizaizerio sistema; K – kaminas; H<sub>2</sub>O – vandens įvedimo atvejai: H<sub>2</sub>O-1 – biokuro drėkinimas ir/ar praplovimas; H<sub>2</sub>O-2 – degimo oro pridrėkinimas; H<sub>2</sub>O-3 – degimo proceso reguliavimas; H<sub>2</sub>O-4 – skystųjų priedų įvedimas; H<sub>2</sub>O-5 – biokuro dūmų išvalymo nuo smulkiųjų dalelių; H<sub>2</sub>O-6 – dūmų parametrų reguliavimas; H<sub>2</sub>O-7 – vandens įpurškimas virš rekuperacinio KE rėtinės arba dūmų šilumos atgavimui kontaktiniame KE

Jau biokuro saugojimo aikštelėse praktikoje dažnai naudojamos medžių atliekinės drožlės yra veikiamos atmosferinių lietaus ir sniego procesų, dėl kurių jų išorinis drėgnumas padidėja. Deginant pernelyg sausą biokurą kūrykloje, susiduriama su nepageidautinu sunkiai pašalinamų šlakų aukštoje temperatūroje susidarymo reiškiniu, todėl atskirais atvejais biokuras yra papildomai pridrėkinimas laistant vandeniu, siekiant sumažinti kuro degimo temperatūrą kūrykloje. Į kūryklą tiekiamą atmosferinį orą pageidauti pašildyti ir papildomai drėkinti, tuo užtikrinant kokybiškesnį biokuro sluoksnių sudegimą ir efektyvesnius kūryklos darbo rodiklius.



Reguluoti degimo procesą kūrykloje galima tiesiogiai įpurškiant vandenį, norint tikslingai pažeminti atskirų zonų pernelyg aukštą temperatūrą ir suformuoti kuo nepalankesnes sąlygas toksogenams susidaryti. Į ištekančių iš kūryklos dūmų srautą efektyvu kartu su įpurškiamu vandeniu pridėti toksogenų koncentracijas mažinančių reagentų. Čia labai svarbu apibrėžti optimalias vandens įpurškimo sąlygas, kad vandens lašeliai spėtų išgaruoti dūmų trakte iki jiems patenkant į dažniausiai juodu metalų konstrukcijų technologinius dūmų šilumą išnaudojančius šilumokaičius.

Tradiciškai technologiniuose įrenginiuose dūmai tik ataušinami ir išlieka drėgni. Todėl 3.1 pav. pateiktoje schemoje po dūmų šilumos išnaudojimo įrenginių numatytas vandens garo fazinių virsmų šilumą iš šalinamų dūmų atgaunantis kondensacinis šilumokaitis. Jis gali būti kontaktinio, rekuperacinio ar mišraus tipo. Visais kondensacinio šilumokaičio atvejais šalinamų dūmų šilumos atgavimo technologijoje pritaikomas vandens (dažnai kondensato) įpurškimas. Kontaktiniame ekonomizažeryje vandens garas efektyviai iškondensuojamas tiesiog ant įpurkštų vandens lašelių. Tačiau šiuo atveju susiduriama su sparčiu tarpinio plokštelinio šilumokaičio užsiteršimo problema. Rekuperaciniame ekonomizažeryje vanduo gali būti įpurškiamas tiekiamų dūmų parametrams tinkamai sureguliuoti ir heterogeninio fluido srauto hidrodinaminiam režimui kondensaciniuose vamzdeliuose pagerinti. Šiuo atveju problema galima laikyti pakankamai griezdišką įrenginio konstrukciją ir didelę spalvotų metalų vamzdelių poreikiu apibrėžtą kainą. Mišraus tipo ekonomizažeriuose galima siekti kokybiškai išnaudoti aptartų atvejų privalumus ir siekti sušvelninti jų trūkumus.

Taigi, biokuro deginimo technologijoje vandens išpurškimo ir lašelių fazinių virsmų ir šilumokaitos kraštinės sąlygos gali labai skirtis. Tačiau visais atvejais privalu siekti optimalių pernašos procesų vyksmo sąlygų užtikrinimo ir technologijos efektyvumo padidinimo. Svarbu vandens įpurškimo atvejus suderinti ir užtikrinti kuo efektyvesnę dūmų parametrų sureguliovimą. Tam reikia gerai pažinti lašelių šilumokaitos ir jų paviršiuje vykstančių fazinių virsmų procesų dėsninumus plačiame jų vyksmo kraštinių sąlygų intervale. Kraštinės sąlygos apibrėžtos pagal biokuro dūmų temperatūrą  $t_d \equiv 25 \div 1000 \text{ }^\circ\text{C}$  ir drėgnumą  $\bar{p}_{v,d} \equiv 0 \div 0,4$  bei įpurškiamo vandens lašelių temperatūrą  $t_l \equiv 5 \div 80 \text{ }^\circ\text{C}$  ir lašelių dispersiškumą  $R_0 \equiv (10 \div 1500) \cdot 10^{-6}\text{m}$ , o skaitiniuose tyrimuose apsiribota inžineriškai vandens išpurškimo technologijoms būdingu  $Re \equiv 0 \div 400$  lašelio aptekėjimo režimu.

Eksperimentiniais tyrimais apibrėžta biokuro dūmų drėgnumo įtaka įpurkšto vandens lašelių terminiai būsenai bei faziniams virsmams. Tam pritaikyta aptarta papildomai drėkinamo oro srautu aptekamo vandens lašelio šilimo ir fazinių virsmų eksperimentinio tyrimo metodika. Atliktas eksperimentas biokuro kūryklos tiekiamo oro srautui ir šalinamiems biokuro dūmams būdingomis kraštinėmis sąlygomis.

Skaitiniu modeliavimu ištirta vandens įpurškimo sąlygų bei biokuro dūmų parametrų įtaka lašelių šilimui bei garavimui, taip pat judėjimo dinamikai drėgnuose dūmuose. Apibrėžtos pageidautinos vandens dispergatorių darbo charakteristikos pridėdant teršalus mažinančių priedų iš kūryklos ištekančiuose dūmuose ir išpurškiant kondensatą šilumos atgavimo iš šalinamų dūmų technologijose bei kūryklos oro pridėkinimo sistemose.

## 3.2. Lašelių šilumos ir masės mainų eksperimentinis tyrimas

Biokuro dūmų drėgnumo ir įpurškiamo vandens temperatūros įtaką lašelių terminei būsenai ir faziniams virsmams svarbu gerai žinoti ir įvertinti apibrėžiant optimalias vandens įpurškimo sąlygas. Drėgnų dujų ir lašelių sraute vykstančių pernašos procesų dėsningumus tik skaitiškai apibrėžti nepakanka. Pateiktos rekomendacijos visada yra daug patikimesnės, kai jos teikiamos eksperimentiškai patvirtintų teorinių tyrimų rezultatų pagrindu. Vykdytuose eksperimentiniuose tyrimuose biokuro dūmai pakeisti pašildyto ir papildomai drėkinto oro srautu. Pašildant orą šildytuve numatyta neviršyti 100 °C temperatūros ribos, siekiant išvengti galimo sandarinimo tarpinių perkaitinimo. Tokios kraštinės sąlygos būdingos kondensacinių ekonomaizerių technologijose bei drėkinant ir pašildant kūryklos oro srautą. Drėkinant oro srautą garu iš vandens garintuvo, orientuotasi į garo tūrinę dalimi  $X_{g,d}$  apibrėžtą 0,2 ribinį oro srauto drėgnumą, kuris būdingas vidutinio drėgnumo šalinamiems biokuro dūmams.

### 3.2.1. Oro drėkinimo ir vandens temperatūros įtakos lašelio terminei būsenai ir faziniams virsmams eksperimentinis įvertinimas

Oro pašildymo ir papildomo drėkinimo bei vandens pradinės temperatūros įtakai lašelių terminei būsenai ir faziniams virsmams pagrįsti pradžioje dviem etapais buvo atlikta 11 eksperimentų. Šiame ir žemiau patektuose poskyriuose aptariami eksperimentiniai tyrimai, jų kraštinės sąlygos ir pagrindiniai rezultatai yra pateikti 2 lentelėje. Juose išlaikytas vienodas 35 m<sup>3</sup>/h rotametu išmatuotas į šildytuvą tiekiamo kambario oro srautas. Pirmojo etapo eksperimentuose (1 lentelėje 1–3 eksperimentai) į rotametą įtekėjo 19,4 °C temperatūros, 56,8% drėgnumo ir 989 hPa slėgio kambario oras. Antrojo etapo eksperimentuose (1 lentelė 4–11 eksperimentai) oro temperatūra svyravo tarp 20,3 ir 21,6 °C, santykinis drėgnumas svyravo tarp 34,2 ir 35,8% ir barometrinis slėgis 4–7 atvejais buvo 1000,3 hPa, o 8–11 atvejais buvo 1000,1 hPa. Pirmojo etapo eksperimentuose vandens garo tūrinė apskaičiuotoji dalis kambario ore buvo 0,01292, o rasos taško apskaičiuotoji temperatūra buvo 10,62 °C. Antrojo etapo eksperimentuose vandens garo tūrinė apskaičiuotoji dalis kambario ore svyravo tarp 0,0081 iki 0,0092, rasos taško apskaičiuotoji temperatūra svyravo tarp 3,94 ir 4,41. Be to, kambario oras buvo pašildomas iki žemesnių temperatūrų ir daugiau drėkinamas.

Ant termoporos karoliuko pakabinamo vandens lašelio pradinė  $t_0$  temperatūra fiksuota pagal išmatuotą temperatūrą kontakto su eksperimentiniu ruožu tekančio oro srautu momentu. Pastarasis sutapatintas su apsauginio stiklinio vamzdelio atitraukimu. Lašelio šilimo termogramos sudarytos termopora kas 1 sekundę išmatuojant lašelio temperatūrą. Lašelį eksperimentiniame ruože aptekancio oro srauto temperatūra apibrėžta pagal termoporos karoliuko pašilimą lašeliui išgaravus. Lašelio ir termoporos karoliuko sistemos ekvivalentinio  $2R$  skersmens kitimo diagramos sudarytos pagal lašelio filmavimo greitaėige kamera nuotraukas ir jas išanalizavus pagal anksčiau aptartą metodiką. Pradinis ekvivalentinis  $2R_0$  skersmuo fiksuotas prieš pat atitraukiant apsauginį vamzdelį, t. y. dar prieš jo kontaktą su oro srautu. Pirmajame eksperimente kambario oro srautas buvo tik pašildomas. Eksperimentiniame ruože jis aptekėjo 31,7 °C pradinės temperatūros vandens lašelį.

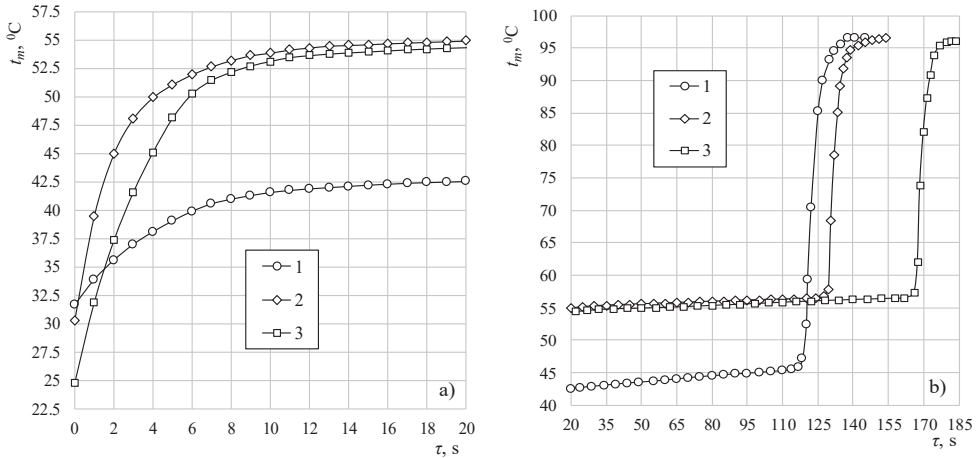
Rasos taško bei pradinės vandens temperatūros santykiu išreikštas parametras buvo  $\bar{t}_{rt} = 0,335 < 1$ , todėl kondensaciniam režimui lašelio paviršiuje vykti sąlygų nebuvo. Šiuo atveju pradinis lašelio intensyvaus šilimo  $\approx 20$  s trukmės laikotarpis (3.2 pav., a, 1 kreivė) gali būti traktuojamas kaip pereinamojo garavimo režimas.

**2 lentelė.** Eksperimentinių tyrimų kraštinės sąlygos

Nr.	$t_0, ^\circ\text{C}$	$\varphi, \%$	$p_b, \text{hPa}$	$Q_0, \text{m}^3/\text{h}$	$G_g, \text{g/s}$	$t_d, ^\circ\text{C}$	$t_h, ^\circ\text{C}$	$2R, \text{mm}$	$t_e, ^\circ\text{C}$
1	19,4	56,8	989	35	0	96,6	31,7	2,41	42
2	19,4	56,8	989	35	0,491	96,5	30,3	2,28	55
3	19,4	56,8	989	35	0,491	96,1	22,7	2,51	54
4	21	35	1000,3	35	0	85,6	36,6	2,46	34,2
5	21,2	35,5	1000,3	35	0	85,	33,9	2,0	33,3
6	21,6	35,7	1000,3	35	0	62,4	25,4	2,64	30
7	21,3	35,8	1000,3	35	0	62,2	32,2	2,58	26,4
8	20,3	34,2	1000,1	35	1,57	81,8	35	2,36	58,5
9	20,3	34,4	1000,1	35	1,57	81,3	58,1	2,6	59,2
10	20,5	34,4	1000,1	35	1,57	65,5	53	2,41	57,4
11	20,6	34,5	1000,1	35	1,57	65,4	58,7	2,5	57,3
12	21,3	55,9	1000,1	35	0	94,9	20	1,84	40
13	21,1	54,5	1000,1	35	0,689	91,9	20	1,81	54
14	17,5	38,3	988	20	0,589	72,1	20,1	2,49	58,3
15	17,9	39,5	988	20	0,589	72,4	20,7	2,49	58,9
16	18,2	37,7	988	20	0,593	72,9	17,5	2,24	60
17	18,6	39,1	987	20	1,282	88,1	17	1,87	68,3
18	18,6	38,6	987	20	1,282	92,5	21,4	2,5	69,8
19	19	38,4	987	20	1,532	93,4	19,1	2,55	72,6
20	18	65	999	0	0	51	21,4		30,5
21	18	65	999	3,5	0	72,5	20,7		34,8
22	18	65	999	10	0	90,9	19,6		39,2
23	18	65	998	17,5	0	87,6	20,2		36,4
24	16,5	63	989	20	0,688	88	39,5		54,9
25	16,5	63	989	20	0,688	89	40,4		57,6
26	16,5	63	989	20	0,688	85,2	39,4		58,2
27	16,5	63	989	20	0,688	82,8	40,5		55,5
28	19,5	42,5	1029,5	3,5	0	19,6	15	2,1	12,3
29	19,5	42,5	1029,5	3,5	0	31,8	17,4	2,1	18,3
30	19,5	42,5	1029,5	3,5	0	41,3	19,1	2,1	22,8
31	19,5	42,5	1029,5	3,5	0	49,9	21,6	2,1	26,7
32	19,5	42,5	1029,5	3,5	0	59,3	23,2	2,1	30,8
33	19,5	42,5	1029,5	3,5	0	69,1	35,4	2,1	34,6
34	19,5	42,5	1029,5	3,5	0	84,3	27,5	2,1	37,9
35	19,5	42,5	1029,5	3,5	0	95	33,6	2,1	42,6

Lašelis intensyvaus šilimo stadijoje pašilo  $10,8 ^\circ\text{C}$ , ir jo temperatūra pasiekė  $42,5 ^\circ\text{C}$ . Tolimesnį santykinai nedidelio lašelio pašilimo laikotarpį galima traktuoti kaip pusiausviro garavimo režimą. Jame lašelis dar pašilo  $3,3 ^\circ\text{C}$ , ir jo temperatūra išaugo iki  $\approx 45,8 ^\circ\text{C}$ . Lašelio temperatūros nedideliame augime pusiausviro garavimo režime prielaidas sudarė šilumos pritekėjimas termoporos laidais. Tam įtakos galėjo

turėti ir ant karoliuko kabančio lašelio lokalinės deformacijos aukšto turbulenciškumo oro sraute ir jų sukelti momentiniai labai plonu vandens sluoksniu padengto karoliuko lokaliniai kontaktai su įkaitintu oru. Vandeniui išgaravus, termoporos karoliuko pašilimas apibrėžė lašelį aptekancio oro srauto 96,6 °C temperatūrą (3.2 pav., b, 1 kreivė).



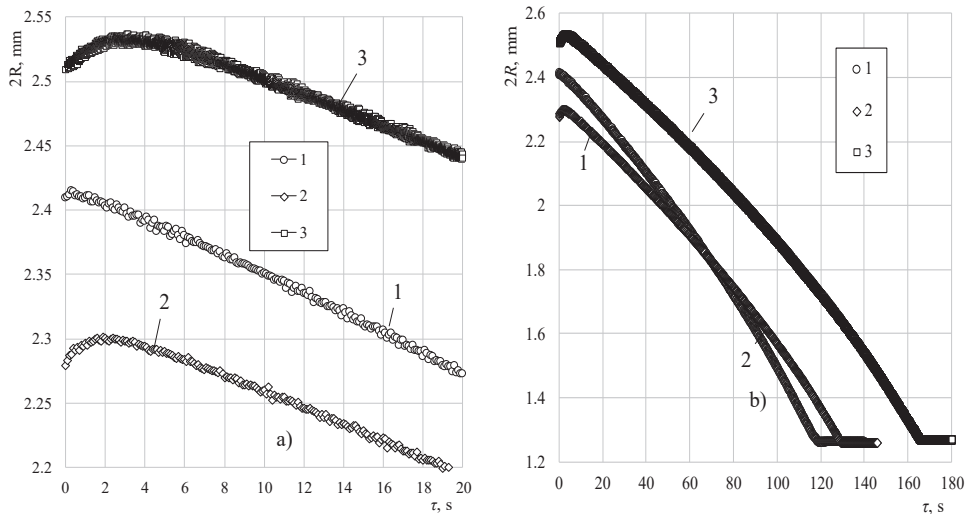
**3.2 pav.** Ekvivalentinio lašelio šilimo termogramos pašildyto kambario oro sraute (1 kreivė) ir pašildytame bei papildomai drėkintame oro sraute (2, 3 kreivės) pereinamųjų fazinių virsmų režime (a) bei pusiausviro garavimo stadijoje ir vandeniui išgaravus (b) pirmo etapo eksperimentuose (2 lentelė Nr. 1-3)

Antrajame eksperimente kambario oro srautas buvo papildomai drėkinamas iš vandens garintuvo tiekiamu garo srautu, kurio apskaičiuotasis vidutinis debitas buvo 0,194 g/s. Tuomet pašildyto oro srauto drėgnumas išaugo, ir vandens garo tūrinė apskaičiuotoji dalis ore pasiekė 0,0744 vertę. Iki  $\approx 40$  °C išaugo ir rasos taško temperatūra. Pašildytas ir papildomai drėkintas oro srautas eksperimentiniame ruože aptekėjo 30,3 °C pradinės temperatūros vandens lašelį. Šame eksperimente  $\bar{t}_{rt} = 1,32 > 1$ , todėl tam tikrą laiką buvo užtikrinamos reikalingos sąlygos vandens garo paviršinei kondensacijai vykti. Šiuo atveju intensyvaus šilimo laikotarpį galima traktuoti kaip pereinamuosius lašelio fazinius virsmus su kondensaciniu ir pereinamojo garavimo režimais. Lašelis per 20 s pašilo 24,6 °C ir pasiekė 54,9 °C temperatūrą (3.2 pav., a, 2 kreivė). Po to lašelis dar pašilo iki  $\approx 56,8$  °C temperatūros. Vandeniui išgaravus, termoporos karoliuko pašilimas apibrėžė pašildyto ir papildomai drėkinto oro srauto 96,5 °C temperatūrą (3.2 pav., b, 2 kreivė). Kadangi pirmajame ir antrajame eksperimentuose pašildyto oro srauto temperatūros yra labai artimos, todėl papildomai drėkinto oro sraute lašelio  $\approx 12$  °C didesnę pašilimą galima paaiškinti tik daugiau kaip 5 kartus padidinto oro srauto drėgnumo įtaka pusiausvirai garuojančio vandens lašelio terminei būsenai. Trečiajame eksperimente buvo išlaikytas toks pat oro srautą papildomai pridrėkinantis vandens garo srautas, tačiau ant termoporos karoliuko buvo suformuojamas 7,6 °C žemesnės temperatūros lašelis. Šiame eksperimente  $\bar{t}_{rt} = 1,76 > 1$  ir sąlygos vykti garo paviršinei kondensacijai buvo dar

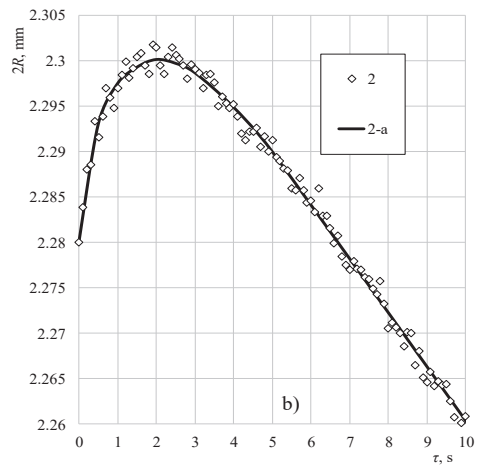
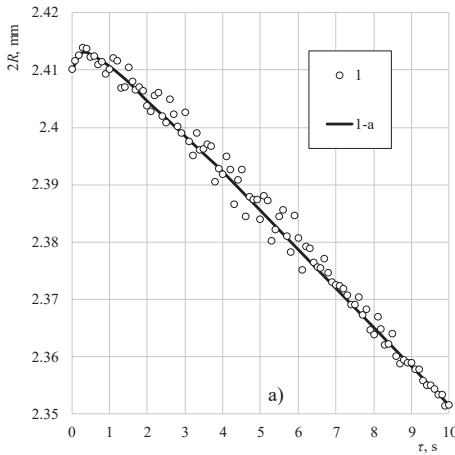
palankesnės. Todėl lašelis, gaudamas reikšmingesnę kondensacijos šilumą, sparčiau šilo, ir jo pereinamųjų fazinių virsmų režimo trukmė praktiškai neišaugo (3.2 pav., a). Šiuo atveju  $22,7^{\circ}\text{C}$  pradinės temperatūros vandens lašelis papildomai drėkinto oro sraute intensyvaus šilimo laikotarpiu pasiekė  $\approx 54,2^{\circ}\text{C}$  temperatūrą. Po to lašelis dar pašilo iki  $\approx 56,6^{\circ}\text{C}$  temperatūros. Termoporos karoliuko pašilimas vandeniui išgaravus apibrėžė  $96,1^{\circ}\text{C}$  oro srauto temperatūrą (3.2 pav., b, 3 kreivė).

Taigi, visuose pirmojo etapo eksperimentuose intensyvaus lašelio šilimas vyko  $\approx 20$  s. Būtina pabrėžti, jog jame išskirti pereinamųjų fazinių virsmų režimą galima tik apytiksliai. Tam 3.2 pav., a, kreivėse reikia išžvelgti jų augimo sąlyginio nusistovėjimo momentą. Sąlyginai galima numatyti 16, 17 ir 18 sekundžių pereinamųjų fazinių virsmų trukmę, atitinkamai 1, 2 ir trečiame eksperimentuose. Tuomet galima apytiksliai apibrėžti ir pusiausviros garavimo temperatūrą, atitinkamai 42, 55 ir  $54^{\circ}\text{C}$ . Trečiuoju atveju lašelio pusiausviros garavimo  $t_{e,3}$  temperatūra yra  $\approx 1^{\circ}\text{C}$  žemesnė už antrajame eksperimente apibrėžtą lašelio  $t_{e,2}$  temperatūrą. Kadangi oro pridrėkinimas antrajame ir trečiajame eksperimentuose buvo vienodas, o termoporos karoliuko pašilimu apibrėžtos lašelius aptekantios temperatūros skyrėsi tik  $\approx 0,4^{\circ}\text{C}$ , todėl gautą nedidelį  $t_{e,2}$  ir  $t_{e,3}$  temperatūrų skirtumą pusiausviros garavimo pradžioje galima paaiškinti tuo, jog pusiausviros garavimo temperatūrai tam tikrą įtaką galėjo turėti skirtingos šilumokaitos sąlygos dėl nevienodo lašelio momentinio stambumo. Tačiau apskritai antrojo ir trečiojo eksperimentų rezultatus galima traktuoti kaip vienas kitą patvirtinančius.

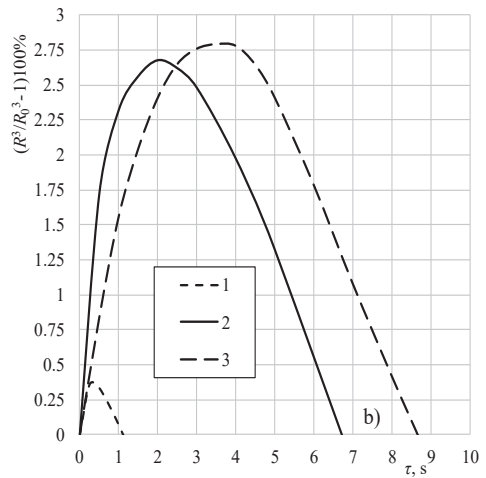
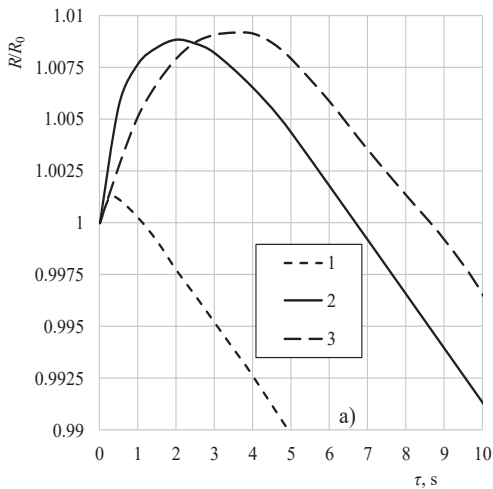
Lašelio ekvivalentinio skersmens kitimą apibrėžia šylančio vandens plėtimosi ir fazinių virsmų lašelio paviršiuje faktoriai. Šių faktorių įtaka priklauso nuo lašelio šilumos ir masės mainų kraštinių sąlygų ir gerai išryškėja ekvivalentinio skersmens kitimo grafikuose (3.3 pav.).



**3.3 pav.** Ekvivalentinio lašelio skersmens kitimas pašildyto kambario oro sraute (1 kreivė) ir pašildytame bei papildomai pridrėkintame oro sraute (2, 3 kreivės) pereinamųjų fazinių virsmų režime (a) bei pusiausviros garavimo stadijoje ir vandeniui išgaravus (b). (2 lentelė Nr. 1-3)



**3.4 pav.** Ekvivalentinio lašelio skersmens kitimas pradinėje intensyvaus šilimo stadijoje pirmajame (a) ir antrajame (b) eksperimentuose Trečiojo eksperimento atvejis atspindėtas 2.9 pav. (2 lentelė Nr. 1 ir 2)



**3.5 pav.** Oro drėgnumo įtaka lašelio tūrio kitimui pradinėje intensyvaus šilimo stadijoje pirmojo etapo eksperimentuose. Kondensacinio režimo trukmė  $\tau_{ko}$ : (1) 0, (2) 0.16, (3) 0.92 s. Furje ir laiko skalių proporcingumo daugiklis  $a_0/R_0^2$ : (1) 0.023059, (2) 0.025764, (3) 0.021258.  $V_n \equiv \left(1 - \frac{V}{V_0}\right) \cdot 100\%$  ir  $V = 4\pi R^3/3$ . (2 lentelė Nr. 1-3)

Vandens garo dalis kambario ore yra sąlyginai maža, todėl pirmajame eksperimente, galiojant  $\bar{t}_{rt} < 1$  sąlygai, lašelio augimą pradinėje stadijoje sukėlė tik šylančio vandens plėtimasis, kuris persvėrė silpną vandens garavimo poveikį. Tačiau vandens plėtimąsi šylančiame lašelyje greitai kompensavo stiprėjantis vandens paviršinis garavimo procesas. Todėl 1 eksperimente nedidelis lašelio ekvivalentinio skersmens augimas matomas tik pradinėje neintensyvaus pereinamojo garavimo

stadijoje, o vėliau lašelio skersmuo nuosekliai mažėja (3.4 pav., a). Lašelio tūrio išaugimas pradinėje garavimo stadijoje šiuo atveju nedidelis (3.5 pav., a, 1 kreivė) ir sudaro tik apie 0,2 proc. pradinio lašelio tūrio (3.5 pav., b, 1 kreivė).

Papildomai pridrėkinto oro sraute rasos taško temperatūra yra aukštesnė. Antrajame ir trečiajame eksperimentuose vandens pradinė temperatūra buvo žemesnė už rasos taško temperatūrą. Todėl pradinėje fazinių virsmų stadijoje šiuose eksperimentuose apibrėžta lašelio intensyvesnį augimą sukėlė ir šylančio vandens plėtimasis, ir lašelio paviršiuje susikondensavusio garo kondensatas. Dėl kondensacijos proceso 2-uju ir 3-uju atvejais lašelio išaugimas yra didesnis nei pirmuoju atveju (3.5 pav., a), ir santykinis tūrio apskaičiuotais pokytis juose atitinkamai siekia  $\approx 2,7$  ir  $\approx 2,76$  proc. pradinio tūrio (3.5 pav., b).

Kondensacijos procesas vyksta, kol lašelio paviršius pašyla iki rasos taško temperatūros. Todėl, griežtu vertinimu, kondensacinio režimo trukmę galima apibrėžti tik pagal šylančio lašelio paviršiaus temperatūros dinamiką. Ant termoporos karoliuko kabančio lašelio santykinį slydimą jį aptekancio oro srauto atžvilgiu apibrėžia gan didelis oro srauto vidutinis greitis, atitinkamai 5,1; 5,44 ir 5,43 m/s. Ant termoporos karoliuko kabančio lašelio ekvivalentinis skersmuo santykinai yra didelis, todėl šiuo atveju lašelis priskirtinas stambiųjų grupei. Todėl oro tekėjimo kanale ir lašelio aptekėjimo hidrodinaminius režimus apibrėžiantys Reinoldso  $Re_d$  (atitinkamai 10940; 11735 ir 11746) ir  $Re_l$  (atitinkamai 590; 589 ir 653) kriterijai rodo, jog paviršinės trinties jėgos paskatina intensyvią vandens priverstinę cirkuliaciją lašelyje. Todėl temperatūros kondensacinio režimo trukmė, paneigus neizotermiškumą lašelyje, apytiksliai apibrėžiama pagal eksperimentines termogramas, darant prielaidą  $\tau_{ko} \approx \tau[T_m(\tau) \equiv T_{rt}]$ . Antrojo ir trečiojo eksperimento atvejais kondensacinio režimo  $\tau_{ko}$  trukmei įtakos turėjo ir skirtinga pradinė 30,3 °C ir 22,7 °C vandens temperatūra. Todėl  $t_{rt}$  ir  $t_{l,0}$  temperatūrų skirtumas 2 ir 3 eksperimentuose buvo nevienodas ir siekė atitinkamai 9,7 °C bei 17,3 °C. Tai užtikrino 3 eksperimente ilgesnį lašelio paviršiaus pašilimo iki rasos taško 40 °C temperatūros laiką. Galima pastebėti, jog kondensacinio režimo trukmė yra proporcinga  $\bar{t}_{rt}$  parametro vertės nukrypimui nuo vienetinės: antrajame eksperimente  $\bar{t}_{rt,2} - 1 \approx 0,32$  ir  $\tau_{ko} \approx 1$  s, o trečiajame  $\bar{t}_{rt,3} - 1 \approx 0,76$  ir  $\tau_{ko} \approx 2,5$  s (3.2 pav., a). Prasidėjus garavimo režimui, lašelis dar šyla toliau ir vandens plėtimosi efektas dar kurį tai laiką persveria lašelį mažinantį garavimo efektą. Šių efektų susilyginimo momentu lašelio efektyviojo skersmens kitimo grafikuose susiformuoja maksimumo taškas (3.4 pav.), nuo kurio lašelio tūris pradeda nuosekliai mažėti (3.5 pav.).

Vandens lašelių šilimo proceso skaitiniu modeliavimu yra pagrįsta, jog biokuro dūmų sraute įpurškiamo vandens apskaičiuotąjį pereinamųjų fazinių virsmų trukmę sudėtinės šilumokaitos atveju aiškiai apibrėžia lašelio pašilimo iki aukščiausios temperatūros laiko  $\tau_e = \tau(t_l \equiv t_{l,max}(\tau_e))$  momentas [25]. Dėl papildomo šilumos pritekėjimo termoporos laidais eksperimentuose matomas nuoseklus lašelio temperatūros augimas pusiausviro garavimo režime (3.2 pav., b). Todėl apibrėžti pereinamųjų fazinių virsmų režimo trukmę galima tik apytiksliai pagal ryškų išmatuojamos lašelio temperatūros šilimo spartos sumažėjimą (3.2 pav., a). Tuomet galima teigti, jog apytikslė pereinamųjų fazinių virsmų režimo trukmė 1–3

eksperimentuose yra atitinkamai 16, 17 ir 18 sekundžių, o pusiausviras garavimas prasideda lašeliui pašilus atitinkamai iki 42, 55 ir 54 °C orientacinės temperatūros. Lašelio fazinių virsmų režimų trukmę  $\tau_f$  apibrėžia vandens išgaravimo momentas  $\tau_f = \tau[2R(\tau) \equiv 2R_{ter}]$ , ir ji atliktuose eksperimentuose yra 117,7; 128,1 ir 165,5 s (3.3 pav., b).

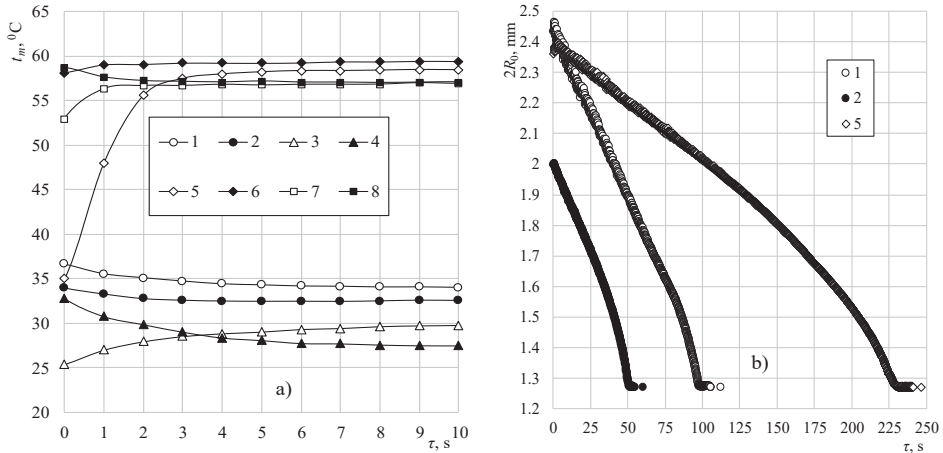
Antrajame eksperimentinių tyrimų etape siekta pagrįsti pirmojo etapo eksperimentų pagrindu patvirtintą reikšmingą papildomo oro pridėkinimo įtaką lašelių fazinių virsmų režimams ir terminai būsenai juose. Taip pat orientuotasi į teoriškai žinomų  $\bar{t}_{rt}$  ir  $\bar{t}_e$  parametrų tinkamumo išpurkšto vandens terminai būsenai apibrėžti eksperimentinį įvertinimą ir jų platesnio pritaikomumo galimybių paiešką. Be to, numatyta kruopščiau įvertinti vandens temperatūros įtaką lašelių faziniams virsmams ir terminės būsenos kitimui pereinamuosiuose režimuose. Tai aktualu žinoti tinkamoms vandens įpurškimo sąlygoms užtikrinti sureguliuojant atskirų biokuro degimo technologijos įrenginių optimalius darbo režimus.

Kraštinių lašelio šilumokaitos sąlygų įtakai jo terminai būsenai įvertinti atlikti 8 eksperimentai. Jų eilės 1–8 numeriai atitinka 4–11 numerius eksperimentų rezultatų suvestinės lentelėje (2 lentelė). Būdingos kraštinės sąlygos užtikrintos į kūryklą tiekiamam ir norimam pridėkinti orui, taip pat ir kondensaciniame ekonomaizeryje, kai dūmai prieš jį yra papildomai ataušinti, šalinamų dūmų šilumai atgauti. Dūmus ataušinant ir drėkinant prieš kondensacinį ekonomaizerį, svarbus kuo intensyvesnis vandens lašelių pradinis garavimas. Šiuo atveju galima išlikę ne iki galo išgaravę vandens lašeliai yra priimtini, kadangi sudaro prielaidas sumažinti ir optimizuoti kondensato išpurškimo procesą virš vamzdelių rėtinės rekuperacinio tipo garo kondensatoriuose. Atlikti eksperimentai leidžia kokybiškai įvertinti į kūryklos dūmus įpurškiamo vandens temperatūros įtaką lašelių garavimui. Tai svarbu parenkant purkštukus, kad vanduo kuo sparčiau išgaruotų iki dūmai įtekės į jų šiluminę energiją išnaudojančius įrenginius, kurių juodųjų metalų konstrukcijos labai jautrios korozijos procesams. Pirmuosiuose keturiuose eksperimentuose vandens temperatūra keista nuo 25 °C iki 37 °C, o paskesniuose eksperimentuose vandens temperatūra keista platesniame intervale nuo 35 °C iki 59 °C. Pagal vandens temperatūros matavimo termopora rezultatus sudarytos keturios lašelio šilimo pašildytame kambario ore termogramos (3.6 pav., a ir 3.7 pav., a, kreivės 1–4), o dar keturios termogramos sudarytos pašildytą kambario orą papildomai pridėkinus didesniu nei pirmojo etapo eksperimentuose 1,57 g/s vandens garo srautu (3.6 pav., a ir 3.7 pav., b, kreivės 5–8).

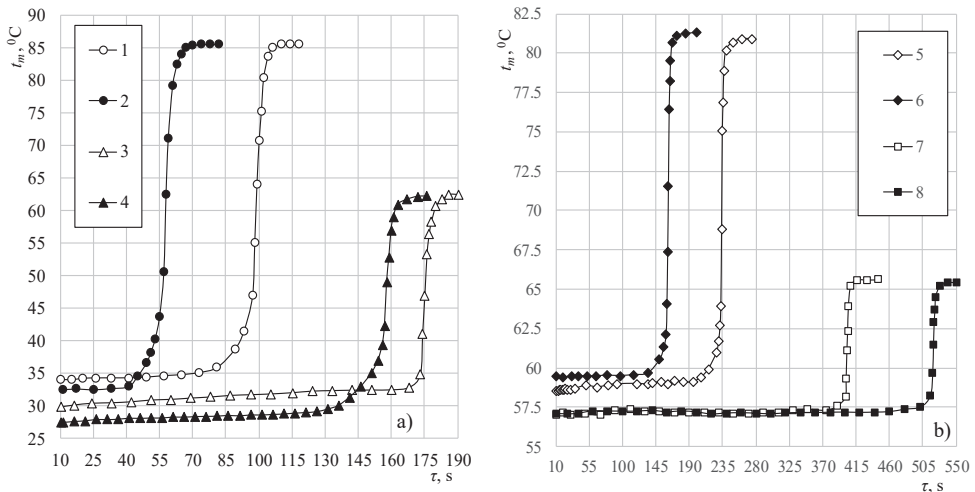
Eksperimentavimo operatyvumui ir rezultatų apdorojimo spartai padidinti lašelis buvo filmuojamas 1, 2, 3 ir 5 eksperimentuose, o kitais atvejais tik nufotografuotas pradiniam ekvivalentiniam skersmeniui apibrėžti. Vaizdų atpažinimo programa išanalizavus filmavimo rezultatus, buvo sudarytos trys lašelio matmens kitimo visame fazinių virsmų režimų cikle diagramos (3.6 pav., b) 1, 2 ir 5 eksperimentams. Trečiajam eksperimentui kokybiškas filmavimas pavyko tik pradinėje lašelio šilimo stadijoje (3.7 pav., a). Šiuose eksperimentuose vandens garo tūrinė dalis kambario ore svyravo tarp 0,08 ir 0,0092, todėl rasos taško temperatūra kambario orui kito tarp 4,11 ir 5,78 °C, t. y. buvo daug žemesnė už pirmojo etapo eksperimentuose fiksuotą 10,6 °C temperatūrą. Tačiau visuose eksperimentuose



vandens temperatūra buvo parenkama aukštesnė už oro kambario orui būdingą rasos taško temperatūrą, todėl vandens garo kondensacija formuojant lašelį ir jį įvedant į eksperimentinį ruožą nevyko. Eksperimentuojant kambario oro srautas buvo pašildytas iki keturių skirtingų temperatūrų, kurias apibrėžė termoporos karoliuko pašilimas vandeniui išgaravus (3.7 pav.).



**3.6 pav.** Vandens temperatūros ir oro parametrų įtaka lašelio terminės būsenos kitimui pereinamųjų fazinių virsmų režime (a) ir ekvivalentinio skersmens kitimo pavyzdžiai (b) antrojo etapo eksperimentuose (2 lentelė Nr. 4-11)



**3.7 pav.** Vandens temperatūros ir oro parametrų įtaka lašelio terminės būsenos kitimui antrojo etapo 1-4 (a) ir 5-8 (b) eksperimentuose atitinkamai (2 lentelė Nr. 4-11)

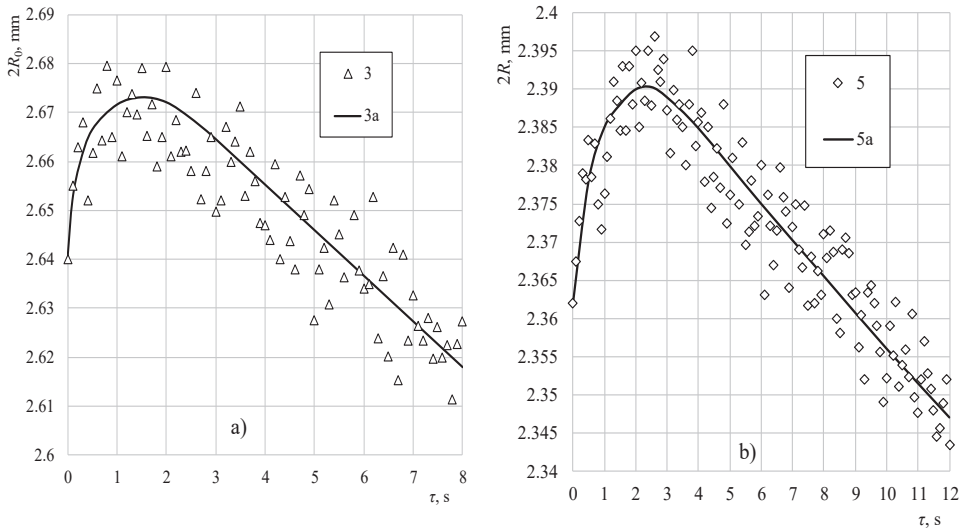
Pirmajame ir antrajame eksperimentuose vandeniui išgaravus termoporos karoliukas pašilo iki  $\approx 85,6$  °C temperatūros (3.7 pav., a, 1 ir 2 kreivės), trečiajame ir ketvirtajame iki  $\approx 62,3$  °C, penktajame ir šeštajame iki  $\approx 81,5$  °C, o septintajame ir

aštuntajame – iki  $\approx 65,5$  °C temperatūros. Apskaičiuotasis pašildyto oro drėgnumas 1–8 eksperimentuose atitinkamai buvo 0,0087; 0,0089; 0,0092; 0,0091 ir 0,1807; 0,1808; 0,181 ir 0,1811. Todėl pašildytam orui apskaičiuotoji rasos taško temperatūra  $t_{rt,1-4} \approx 5$  °C ir  $t_{rt,1-4} \approx 58$  °C. Lašelio intensyvaus terminės būsenos kitimo periodą atliktuose eksperimentuose apibrėžia 10 s trukmės termogramos (3.6 pav., a), o baigiamojo garavimo periodą atspindi 3.7 pav. pateiktos termogramos. 1–8 eksperimentuose pereinamųjų fazinių virsmų režimas apytiksliai truko atitinkamai 7; 4; 11; 10; 6; 3; 2 ir 5 sekundes, o lašelio pusiausviro garavimo temperatūra apytiksliai yra atitinkamai 34,2; 33,3; 30; 26,4; 58,5; 59,2; 57,4 ir 57,3 °C. Lašelio fazinių virsmų režimų ciklo trukmę apibrėžia vandens išgaravimo momentas. Jį pakankamai patikimai galima apibrėžti pagal lašelio ekvivalentinio skersmens kitimo diagramas 1, 2 ir 5 eksperimentams:  $\tau_{f,1} = 95$  s;  $\tau_{f,2} = 50$  s ir  $\tau_{f,3} = 230$  s (3.6 pav., b). Kitiems atvejams skersmens kitimo diagramos nesudarytos, todėl vandens išgaravimo laiką tik apytiksliai apibrėžia 3.7 pav. termogramos:  $\tau_{f,3} \approx 175$  s,  $\tau_{f,4} \approx 150$  s,  $\tau_{f,6} \approx 148$  s,  $\tau_{f,7} \approx 402$  s ir  $\tau_{f,8} \approx 510$  s. Skirtingam vandens išgaravimo laikui įtakos turėjo ir pradinis lašelio ekvivalentinis skersmuo, kuris (1–8) eksperimentuose atitinkamai buvo 2,46; 2; 2,64; 2,58; 2,36; 2,6 ir 2,41 mm. Be to, 1–8 eksperimentuose hidrodinami oro turbulentinio tekėjimo režimą apibrėžiantis Reinoldso kriterijus  $Re_d$  buvo nevienodas (apskaičiuotasis  $Re_d$  atitinkamai yra 11276; 11269; 11879; 11897; 14070; 14087; 14636 ir 14656) ir lašelio aptekėjimo režimą apibrėžiantis Reinoldso  $Re_R$  taip pat buvo skirtingas (apskaičiuotasis  $Re_R$  atitinkamai yra 610; 497; 672; 654; 688; 762; 712 ir 743).

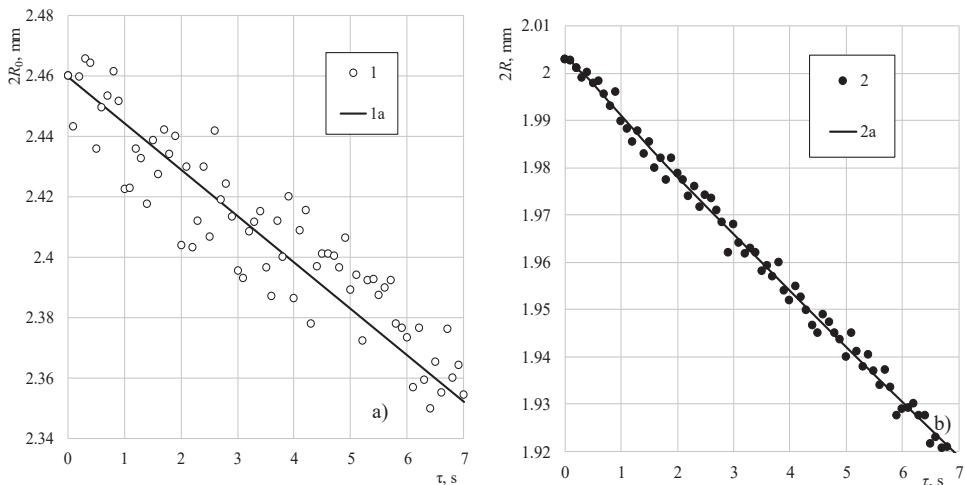
Pirmuose dviejuose eksperimentuose lašelis pašildyto kambario oro sraute pradžioje aušo ir per 10 s pirmuoju atveju nuo pradinės 36,6 °C ataušo iki  $\approx 34$  °C temperatūros, o antruoju atveju nuo 33,9 °C ataušo iki  $\approx 33$  °C (3.6 pav., a, 1 ir 2 kreivės). Trečiajame eksperimente lašelis nuo pradinės 25,4 °C temperatūros pašilo iki  $\approx 30$  °C temperatūros, o ketvirtajame eksperimente nuo 32,2 °C temperatūros ataušo iki  $\approx 27$  °C temperatūros (3.6 pav., a, 3 ir 4 kreivės). Papildomai pridėkintame ore vandens garo tūrinė dalis ore išaugo iki  $\approx 0,18$ , o apskaičiuotoji rasos taško temperatūra pasiekė  $\approx 58$  °C. Lašelis 5–7 eksperimentuose pradžioje šilo (3.6 pav., a, 5–7 kreivės), o 8 eksperimente aušo (3.6 pav., a, 8 kreivė). Iki  $\approx 81$  °C temperatūros pašildyto ir papildomai pridėkinto oro sraute lašelis 5 atveju pašilo iki  $\approx 58$  °C temperatūros, o 6 atveju pašilo iki  $\approx 59$  °C. Iki  $\approx 62$  °C temperatūros pašildyto oro sraute lašelis pereinamųjų fazinių virsmų režime iki  $\approx 57$  °C pusiausviro garavimo temperatūros pašilo 7 atveju, o 8 atveju iki šios temperatūros ataušo. Matosi, jog papildomai pridėkintame ore lašelio eksperimentinė pusiausviro garavimo  $t_e$  temperatūra ir rasos taško  $t_{rt}$  yra artimos. Todėl 7 ir 8 eksperimentuose keliomis dešimtosiomis °C užfiksuota žemesnė pusiausviro garavimo temperatūra paaiškinama tuo, jog apskaičiuotosios rasos taško temperatūros ir eksperimentinės temperatūros išmatavimo termopora neapibrėžtys yra didesnės už gautą šių temperatūrų skirtumą.

Taigi, eksperimentiškai patvirtinta, jog vandens pradinė temperatūra ryškiai paveikė lašelių terminės būsenos kitimą tiek pašildyto, tiek ir pašildyto bei drėkinto oro sraute. Taip pat patvirtinta, jog lašelių terminės būsenos kitimą kokybiškai

galima numatyti pagal lašelių pusiausviro garavimo temperatūros santykiu su išpurškiamo vandens temperatūra išreikštu  $\bar{t}_e$  parametru. 3 ir 5–7 eksperimentuose vandens temperatūra buvo žemesnė už pusiausviro garavimo temperatūrą, todėl parametras  $\bar{t}_e > 1$  ir eksperimentu patvirtintas lašelių pašilimas pereinamųjų fazinių virsmų režime iki pusiausviro garavimo  $t_e$  temperatūros. Antrojo etapo 1, 2, 4 ir 8 eksperimentuose vandens temperatūra buvo aukštesnė už pusiausviro garavimo temperatūrą, todėl parametras  $\bar{t}_e < 1$  ir eksperimentu patvirtintas lašelių ataušimas pereinamųjų fazinių virsmų režime iki pusiausviro garavimo  $t_e$  temperatūros.



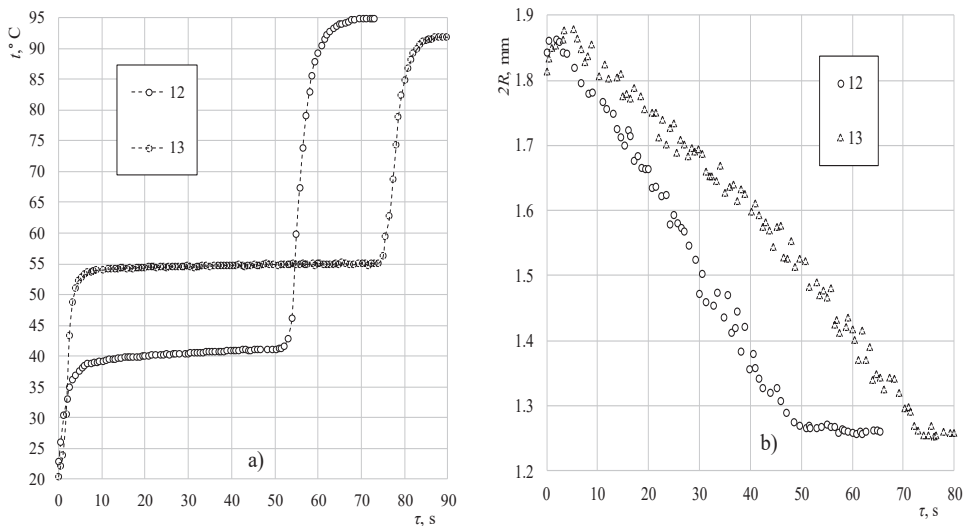
**3.8 pav.** „Šalto“ ( $\bar{t}_e > 1$ ) vandens lašelių skersmens kitimas pradinėje fazinių virsmų stadijoje (2 lentelė Nr. 6 ir 8)



**3.9 pav.** „Karšto“ ( $\bar{t}_e < 1$ ) vandens lašelių skersmens kitimas pradinėje fazinių virsmų stadijoje (2 lentelė Nr. 4 ir 5)

Pagal antrojo etapo eksperimentų rezultatus sudarytos ekvivalentinio skersmens diagramos (jų pavyzdžiai pateikti 3.8 pav. 3-iajam (a) ir 5-ajam (b) eksperimentams), kai lašeliai pereinamųjų fazinių virsmų režime šilo, kokybiškai pagrindė pirmojo etapo rezultatų apibendrinimą: lašeliai pradinėje stadijoje augo, po to pasiekė maksimalų skersmenį ir vėliau nuosekliai mažėjo. Šiais atvejais vandenį galima laikyti „šaltu“. O antrojo etapo eksperimentuose, kuriuose lašeliai pereinamųjų fazinių virsmų režime aušo, sudarytos ekvivalentinio skersmens diagramos (jų pavyzdžiai pateikti 3.9 pav. 1-ajam (a) ir 2-ajam (b) eksperimentams), kokybiškai skyrėsi nuo šylančių lašelių atvejo, kadangi lašeliai iš karto pradinėje stadijoje nuosekliai mažėjo. Šiais atvejais vandenį galima laikyti „karštu“.

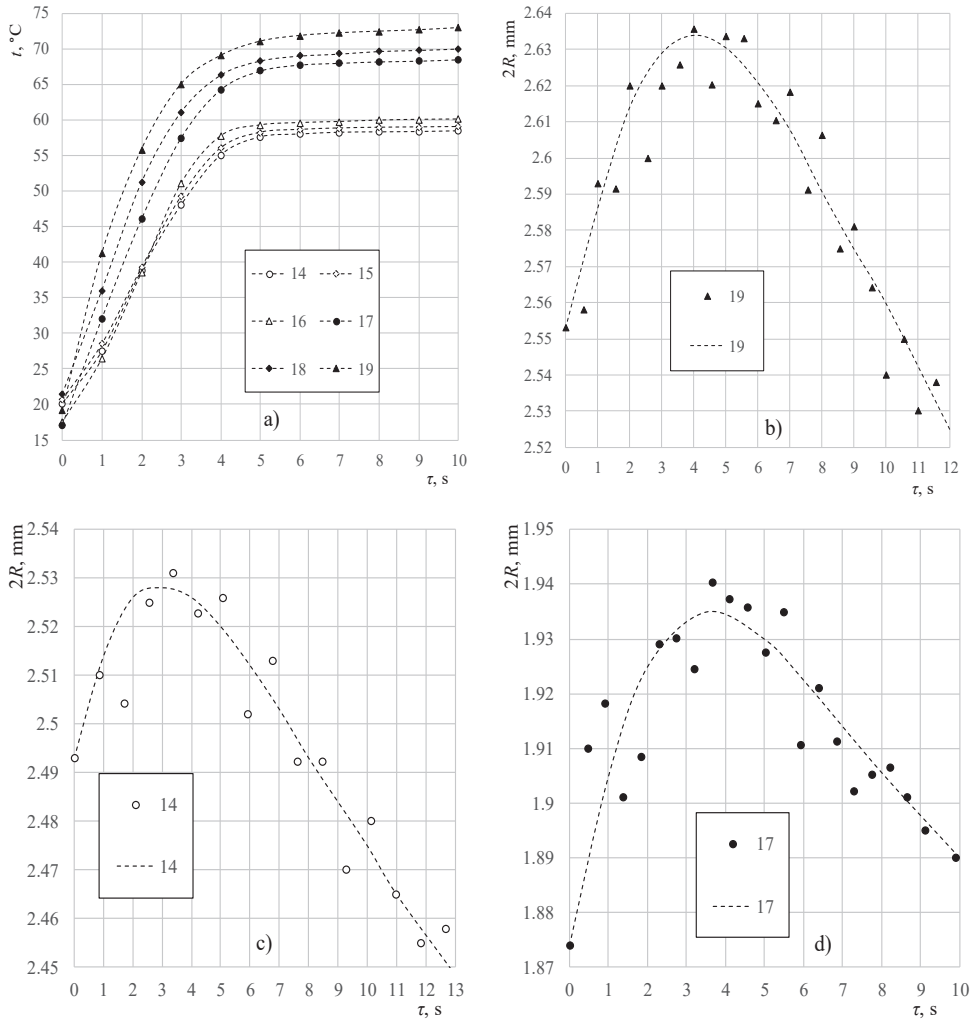
Svarbu ne tik tai, kad patvirtintas ryškus papildomo oro pridėkinimo poveikis lašelių terminėi būsenai, bet svarbu ir tai, jog išryškinta glaudi lašelių fazinių virsmų ir terminės būsenos sietis. Tai leido iškelti hipotezę, jog fazinių virsmų dėsningumą, kaip ir terminės lašelių būsenos kitimo dėsningumą pereinamųjų fazinių virsmų režime, galima apibrėžti aukščiau aptartu ir terminės būsenos atvejui patvirtintu  $\bar{t}_e$  parametru. Atliktų eksperimentų rezultatų analizė patvirtinta, jog „šalto“ vandens ( $\bar{t}_e > 1$ ) lašeliai pradinėje fazinių virsmų stadijoje šildami auga (3.4 pav. ir 3.8 pav.), o „karšto“ vandens ( $\bar{t}_e < 1$ ) lašeliai aušdami iš karto pradės mažėti (3.9 pav.). „Šalto“ vandens lašelių išaugimą lemiančių vandens plėtimosi ir garo kondensacijos faktorių įtaką galima apibrėžti pagal  $\bar{t}_{rt}$  parametą: kai  $\bar{t}_{rt} > 1$ , tuomet svarbūs abu minėti faktoriai ir lašelių išaugimas yra ryškus (3.4 pav., b ir 3.8 pav.), o  $\bar{t}_{rt} < 1$  atveju lašelis paauga nedaug, tik plečiantis šylančiam vandeniui (3.4 pav., a).



**3.10 pav.** „Šalto“ ( $\bar{t}_e > 1$ ) vandens lašelių šilimas pašildyto (12) ir papildomai pridėkinto (13) oro sraute (a) ir skersmens kitimo dinamika (b) atitinkamai (2 lentelė Nr. 12 ir 13)

Taigi, atliktų vandens lašelių šilimo ir fazinių virsmų pridėkintame ir pašildytame ore eksperimentų rezultatų palyginamoji analizė pagrindė, jog

bemačiais terminiais parametrais ne tik galima apibrėžti į biokuro dūmų srautą įpurkšto vandens lašelių terminės būsenos kitimą, bet galima nusakyti ir lašelių augimo / mažėjimo tendencijas pradinėje fazinių virsmų stadijoje. Šie apibendrinimai patikrinti ir patvirtinti papildomai atliktų antrojo etapo eksperimentų su „šalto“ vandens lašeliais rezultatais (3.10 ir 3.11 pav.).



**3.11 pav.** „Šalto“ ( $\bar{t}_e > 1$ ) vandens lašelių šilimas pašildyto (14-16) ir papildomai pridrėkinto (17-19) oro sraute (a) ir skersmens kitimo dinamika (c-d) atitinkamai (2 lentelė Nr. 14-19)

20 °C temperatūros vandens lašelis 34,5% santykinio drėgnumo ( $\bar{X}_{g,d} \approx 0,014$ ) iki 94,9 °C temperatūros pašildyto oro sraute pereinamųjų fazinių virsmų režime pašilo iki  $\approx 40$  °C temperatūros (3.10 pav., 12 kreivė). Orą papildomai pridrėkinus iki  $\bar{X}_{g,d} \approx 0,096$ , lašelis pašilo iki 15 °C aukštesnės pusiausviro garavimo temperatūros (3.10 pav., 13 kreivė), nors oro srauto temperatūra buvo

91,9 °C. Šiuose eksperimentuose  $\bar{t}_{rt}$  parametras buvo atitinkamai 0,607 ir 2,267. Todėl pirmuoju atveju lašelio augimą apibrėžė tik šylančio vandens plėtimasis, o antruoju atveju dar skatino ir paviršinės garo kondensacijos procesas. Antruoju atveju lašelio išaugimas yra ryškesnis (3.10 pav., b). Taigi, vandens garo tūrinės dalies 0,082 išaugimas aiškiai persvėrė oro srauto temperatūros 3 °C sumažėjimo poveikį lašelio pusiausviros garavimo temperatūrai.

Ryškesnį pašildyto oro pridėkinimo poveikį vandens lašelių terminei būsenai pagrindė ir 14–19 eksperimentų rezultatai (3.11 pav., a). Visais atvejais į eksperimentinį kanalą buvo tiekiamas 20 m<sup>3</sup>/h našumu kambario oras, kurio santykinis drėgnumas svyravo nuo 37,7% 16 eksperimente iki 39,5% 15 eksperimente. Pirmuose trijuose 14–16 eksperimentuose oras buvo papildomai pridėkintas 0,59±0,02 g/s garo srautu ir pašildytas iki 72,5±0,4 °C temperatūros. 17 ir 18 eksperimentuose oras pridėkintas 1,282 g/s, o 19-ame 1,532 g/s vandens garo srautu ir pašildytas iki 93,5±0,4 °C temperatūros. Vandens garo tūrinė apskaičiuotoji dalis pašildytame ir papildomai pridėkintame ore šiuose eksperimentuose atitinkamai buvo 0,1276; 0,1281; 0,1287; 0,2375; 0,2374 ir 0,2707. Visuose eksperimentuose lašeliai intensyviai šilo apie 10 s (3.11 pav., a) ir pasiekė atitinkamai 58,3; 58,9; 60; 68,3; 69,8 ir 72,6 °C temperatūrą. Taigi, ≈20,5 °C aukštesnės temperatūros ir ≈0,1 tūrine dalimi didesnio drėgnumo oro sraute lašelių pusiausviros garavimo temperatūra išaugo apie 10 °C.

Kaip ir buvo tikėtasi, aukščiausia pusiausviros garavimo temperatūra buvo pasiekta 19 eksperimente, kai oro drėgnumas buvo didžiausias. Šiuose eksperimentuose aptarti terminiai  $\bar{t}_e$  ir  $\bar{t}_{rt}$  parametrai gana ryškiai viršijo vienetines vertes ( $\bar{t}_{rt}$  yra atitinkamai 2,51; 2,44; 2,89; 2,74; 2,97 ir 3,48;  $\bar{t}_e$  atitinkamai yra 2,9; 2,85; 3,43; 4,02; 3,26 ir 3,8), todėl, kaip rodo 14, 17 ir 19 eksperimentų atvejų pateikti pavyzdžiai (3.11 pav., b ir c), lašelių išaugimas pradinėje fazinių virsmų stadijoje yra ryškus. Tam įtakos turėjo ir smarkus vandens pašilimas (≈40 °C 14–16 atvejais ir ≈50 °C 17–19 atvejais) bei ≈3,5 sekundžių trukmės kondensacijos procesas.

### Skyrelio apibendrinimas

Eksperimentų rezultatai patvirtina, jog lašelių pusiausviros garavimo būseną apibrėžia oro temperatūra ir juntamai paveikia papildomas oro srauto pridėkinimas, o pradinė vandens temperatūra daro esminę įtaką tik lašelių pereinamajai terminei būsenai, tačiau pusiausviros garavimo temperatūrai įtakos neturi.

Pagal pirmojo etapo eksperimentų rezultatus galima teigti, jog aukštos ≈96 °C temperatūros pašildyto oro papildomas drėkinimas iki biokuro dūmams būdingo vidutinio drėgnumo pakankamai reikšmingai padidina vandens lašelių pusiausviros garavimo temperatūrą ≈8,5 °C. Taigi, eksperimentu patvirtinta, jog biokuro dūmų drėgnumas yra labai reikšmingas įpurškiamo vandens lašelių pusiausviros garavimo terminei būsenai.

Pagal antrojo etapo lašelių šilimo / aušimo pašildytame kambario ore (4–7) eksperimentų rezultatus galima teigti, jog santykinai žemo drėgnumo oro pašildymas iki ≈20 °C aukštesnės temperatūros (nuo ≈65,4 °C iki ≈85,6 °C) sukelia vidutiniškai ≈5 °C pusiausviros garavimo temperatūros padidėjimą. Pagal antrojo etapo lašelių

šilimo / aušimo pašildytame ir papildomai pridrėkintame ore (8–11) eksperimentų rezultatus galima tvirtinti, jog papildomai drėkinto iki biokuro dūmams būdingo vidutinio drėgnumo oro pašildymas iki  $\approx 20$  °C aukštesnės temperatūros (nuo  $\approx 62$  °C iki  $\approx 81$  °C) vidutiniškai  $\approx 1,5$  °C padidina pusiausviro garavimo temperatūrą. Taigi, eksperimentu patvirtinta, jog, didėjant dujų srauto drėgnumui, vandens lašelių pusiausviro garavimo terminė būseną tampa mažiau jautri dujų temperatūros pokyčiams.

Antrajame etape atliktų papildomų 14–19 eksperimentų rezultatai leidžia teigti, jog biokuro dūmų šilumos atgavimo kondensaciniuose ekonomizeriuose būdingų temperatūrų atveju pažemins jų drėgnumą 0,1 vandens garo tūrine dalimi, įpurkšto vandens lašelių pusiausviro garavimo temperatūra sumažėja apie 10 °C.

Eksperimento rezultatais patvirtintas rasos taško ir pusiausviro garavimo temperatūrų santykiu su vandens temperatūra išreikštų parametų tinkamumas išpurkšto vandens terminėi būsenai apibrėžti ir naujai pagrįstas jų pritaikymas vandens lašelių fazinių virsmų režimams biokuro dūmuose apibrėžti bei lašelio geometrijos kitimui fazinių virsmų režimų cikle prognozuoti. Eksperimentų rezultatų pagrindu siūloma į biokuro dūmus įpurškiamą vandenį klasifikuoti kaip „šaltą“, „šiltą“ ir „karštą“.

„Šaltu“ laikytinas  $\bar{t}_e > 1$  sąlygą tenkinantis išpurškiamas vanduo, jo lašeliai pereinamųjų fazinių virsmų režime šils ir jų tūris pradžioje augs, kol taps maksimalus, o toliau nuosekliai mažės. Jei dar ir parametras  $\bar{t}_{rt} > 1$ , tuomet lašelių šilimo ir augimo procesus intensyvins vandens garo kondensacijos procesas iki tol, kol jų paviršius pašils iki rasos taško temperatūros.

„Karštu“ laikytinas  $\bar{t}_e < 1$  sąlygą tenkinantis vanduo, jo lašeliai pereinamojo garavimo režime intensyviai auš, o jų tūris iš karto sparčiai mažės.

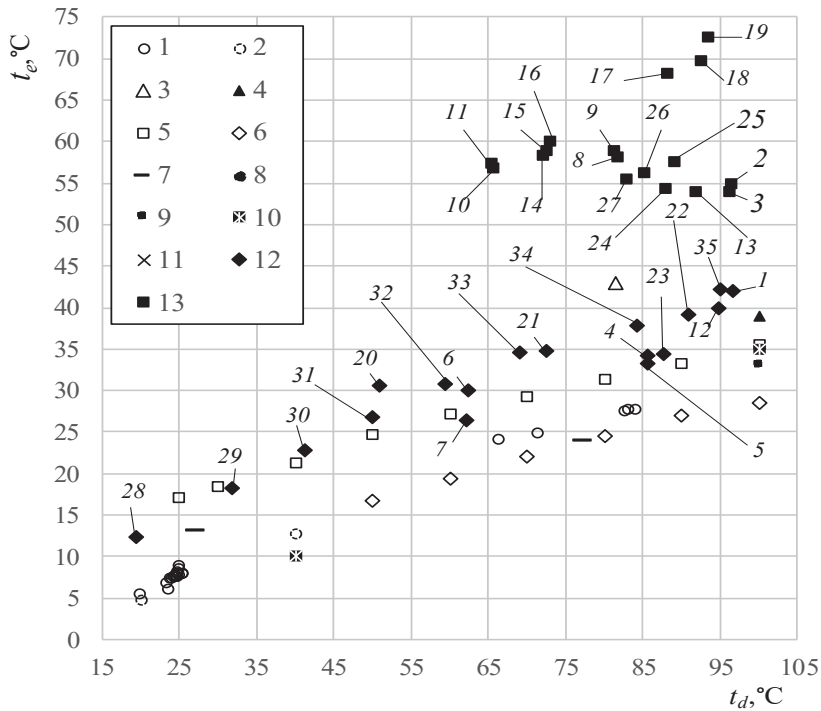
„Šiltu“ laikytinas  $\bar{t}_e \approx 1$  sąlygą tenkinantis vanduo, jo lašelių pereinamųjų fazinių virsmų režimas yra nereikšmingas, lašelių terminės būsenos pokyčius apibrėžia tik lašelių šildymo proceso savitumas, o lašelių tūris nuosekliai mažėja.

Vandens lašelių fazinių virsmų pašildyto ir pridrėkinto oro sraute eksperimentiniais tyrimais patvirtina, jog biokuro dūmų drėgnumas kartu su jų temperatūra yra įpurkšto vandens lašelių šilumos ir fazinių virsmų procesus apibrėžiantys faktoriai. Todėl, parenkant purkštukų darbo režimus, reikia atsižvelgti į juos abu.

### **3.2.2. Vandens lašelių pusiausviro garavimo terminę būseną iki 100 °C temperatūros drėgnose dujose apibendrinanti eksperimentinė diagrama**

Vandens lašelių pusiausviro garavimo režimas daugumoje praktinių atvejų užima didžiąją dalį lašelių fazinių virsmų režimų cikle. Lašelių pusiausviro garavimo spartą apibrėžia šilumos srautų balansą užtikrinanti lašelio paviršiaus  $t_e$  temperatūra. Todėl kondensacinių ekonomizerių darbo režimams svarbi vandens lašelių pusiausviro garavimo temperatūra apibendrinta patogia inžinerinei praktikai diagrama (3.12 pav.). Diagramai sudaryti panaudoti jau aptartų 1–19 eksperimentų rezultatai, taip pat pritaikyti ir literatūros tyrime 1.8 pav. apibendrinti kitų autorių vandens lašelių pusiausviro garavimo terminės būsenos eksperimentinių tyrimų rezultatai. Be to, dar atlikti papildomi 20–35 eksperimentai trečiajame

eksperimentavimo etape (visų eksperimentinių tyrimų kraštinės sąlygos pateiktos 2 lentelėje). Eksperimentuojant 20–35 atvejais apibrėžtas tik vandens lašelių šilimas ir jie nefilmuoti. 20–27 eksperimentų lašelių terminės būsenos matavimo rezultatai atspindėti 3.13 ir 3.14 paveiksluose. 20–23 atvejais eksperimentuota su papildomai nepridrėkinto oro srautu jį į eksperimentinį ruožą tiekiant augančiu našumu nuo 0 iki 17,5 m<sup>3</sup>/h ir pašildant apytiksliai iki 51; 72,5; 90,9 ir 87,6 °C temperatūros (šiuose eksperimentuose pašildyto oro srauto temperatūra apibrėžta apytiksliai pagal matavimo termopora už vandens lašelio T4 rezultatus).

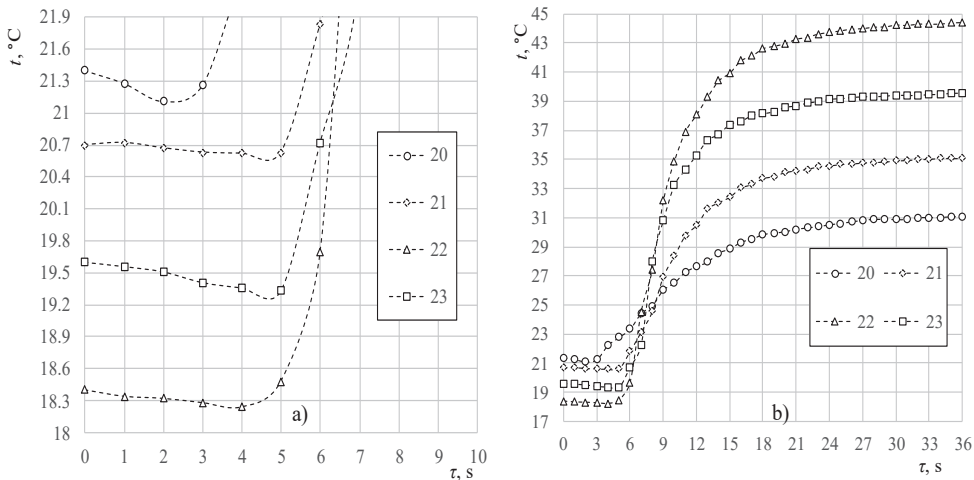


**3.12 pav.** Vandens lašelių pusiausviro garavimo temperatūros eksperimentinio matavimo rezultatus 15-100 °C temperatūros ore apibendrinanti diagramai: (1) Ranz-Marshal [151], (2) Langstroth-Diehl-Winholde [144], (3) Nishiwaki [144], (4) Kobaiyasi [144], (5) Fedosejava-Polishcuk [144], (6) Apashev-Malov [144], (7) Downing [132], (8) Ivanov-Smirnova [143], (9) Yuen-Chen [154], (10) Strizhak ir kt. [135], (11) Volkov-Strizhak [169], (12) šio darbo eksperimentų rezultatai vandens lašeliui garuojant pašildyto kambario oro sraute, kai  $t_d$ , °C: 1 96,6; 4 85,58; 5 85,57; 6 62,4; 7 62,2; 12 94,9; 20 51; 21 72,5; 22 90,9; 23 87,6; 28 19,6; 29 31,8; 30 41,3; 31 49,9; 32 59,3; 33 69,1; 34 84,3; 35 95.  $X_{g,a}$ : 1 0,0129; 4 0,0087; 5 0,0089; 6 0,0092; 7 0,00916; 12 0,014; 20-23 0,0134; 28-35 0,0103; (13) šio darbo eksperimentų rezultatai vandens lašeliui garuojant pašildyto ir papildomai pridrėkinto oro sraute kai  $t_d$ , °C: 2 96,5, 3 96,1, 8 81,8, 9 81,3, 10 65,5, 11 65,4, 13 91,9, 14 72,1, 15 72,4, 16 72,9 17 88,1, 18 92,5, 19 93,4, 24 88, 25 89, 26 85,2, 27 82,8;  $X_{g,a}$ : 2, 3 0,0744, 8 0,1807, 9 0,1808, 10, 11, 0,181, 13 0,0964, 14 0,1276, 15 0,1281, 16 0,1287 17 0,2375, 18 0,2374, 19 0,2707, 24-27 0,148



3.12 pav. diagramoje matosi, jog šio darbo eksperimentuose apibrėžta vandens lašelių pusiausviro garavimo papildomai nedrėkintame ir pašildytame kambario ore  $t_e$  temperatūra (3.12 pav., 12 taškai) dera su kitų autorių eksperimentinių tyrimų rezultatais. Taip pat galima daryti išvadą, kad literatūros tyrime daryta prielaida, jog autorių matavimo rezultatų išsibarstymą apibrėžia skirtingas, dažniausiai nefiksuojamas, oro santykinis drėgnumas, yra teisinga. Tam tikrą įtaką gali turėti ir aplinkos slėgis bei lašelių šilumokaitos sąlygos. 3.12 pav. diagramoje pateikti nauji vandens lašelių pusiausviro garavimo temperatūros pašildytame ir papildomai pridrėkintame ore eksperimentinių matavimų rezultatai (3.12 pav., 13 taškai) aiškiai pagrindžia esminę oro pridrėkinimo įtaką lašelių pusiausviro garavimo terminei būsenai. Aukščiausia  $\approx 72,6\text{ }^\circ\text{C}$  pusiausviro garavimo temperatūra užfiksuota 19 eksperimente, kuriame oras buvo pridrėkintas daugiausia, kai  $X_{g,d} \approx 0,271$ . Šis eksperimentas atitiko aukštesnio už vidutinį šalinamų biokuro dūmų drėgnumo atvejį.

Nulinis našumas buvo užtikrintas pradžioje pašildant apie  $0,5\text{ m}^3/\text{h}$  tiekiamo oro srautą iki norimos temperatūros bei sinchroniškai nutraukus oro tiekimą ir uždarius ištekėjimo į lauką kanalą. Šiuo atveju lašelis šildomas laisvąja konvekcija, o 21–23 eksperimentuose oras kanalu tekėjo pereinamuoju režimu, kai apskaičiuotasis  $Re$  yra atitinkamai 1075; 3229 ir 5806. Šiuose eksperimentuose lašelių pusiausviro garavimo temperatūrą, atitinkamai  $30,5$ ;  $34,8$ ;  $39,2$  ir  $36,4\text{ }^\circ\text{C}$  (3.13 pav., b), apibrėžė pašildyto oro temperatūra, kadangi oro drėgnumas buvo vienodas  $X_{g,d} \approx 0,013$ . Verta paminėti, jog pradinė lašelio temperatūra šiuose eksperimentuose buvo apibrėžta lašelio suformavimo ant termoporos karoliuko momentu. Tai įgalino įvertinti lašelio ataušimą įvedimo į eksperimentinį ruožą metu (3.13 pav., a), tačiau pusiausviro garavimo terminei būsenai tai įtakos neturėjo.

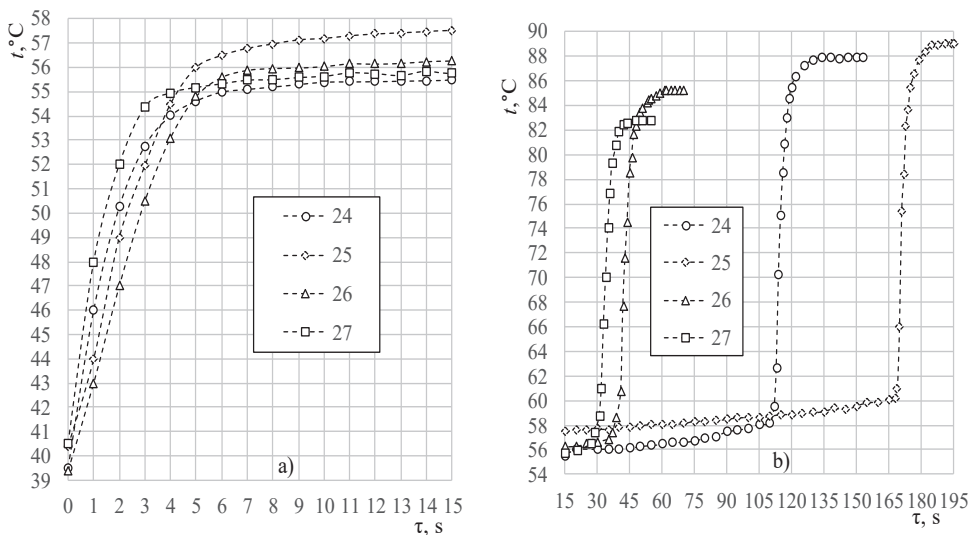


**3.13 pav.** Vandens lašelio temperatūros kitimas įvedant į eksperimentinį ruožą (a) ir aptekant pašildyto kambario oro srautu (2 lentelė Nr. 20-23)

24–27 atvejais eksperimentuota 63% santykinio drėgnumo kambario orą papildomai pridrėkinant  $0,688\text{ g/s}$  vandens garo srautu bei skirtingai pašildant.

Apskaičiuotasis oro srauto drėgnumas pagal garo tūrinę dalį buvo  $X_{g,d} \approx 0,148$  ir apibrėžė 53,5 °C rasos taško temperatūrą. Eksperimentiniu kanalu oras tekėjo  $3,3 \pm 0,08$  m/s greičiu ir pereinamoju hidrodinaminiu režimu ( $Re$  buvo  $7660 \pm 40$ ). Pašildytame ir papildomai pridrėkintame ore vandens lašelis intensyviau šilimo režime pasiekė nuo 55 °C iki 58 °C pusiausviro garavimo  $t_e$  temperatūrą (3.14 pav.), o, vandeniui išgaravus, termoporos karoliukas apibrėžė 88; 89; 85,2 ir 82,8 °C dujų srauto temperatūrą (3.14 pav., b).

Verta pastebėti, jog dujų srautas 1–3 ir 12 eksperimentuose buvo pašildytas iki aukštesnės temperatūros. Galima laikyti simbolišku 13 eksperimento rezultata, kai pašildyto ir papildomai pridrėkinto oro atveju eksperimentuose žemiausia  $t_e \approx 54$  °C temperatūra užfiksuota orą pašildžius iki vienos iš aukščiausių 91,9 °C temperatūros. Tai tik dar aiškiau pagrindžia oro pridrėkinimo svarbą, jis šiame eksperimente užtikrino oro drėgnumą  $X_{g,d} \approx 0,0968$ , atitinkantį žemo  $X_{g,d} < 0,1$  biokuro dūmų drėgnumo atvejį.



**3.14 pav.** Pašildyto oro srautu aptekamų lašelių temperatūros kitimas pradinėje (a) ir baigiamojoje fazinių virsmų stadijoje. (2 lentelė Nr. 24-27)

### 3.3. Vandens lašelių šilumos ir masės mainų biokuro dūmų sraute modeliavimas

Sudėtinių pernašos procesų sąveikai biokuro dūmų ir įpurkšto vandens dvifaziam sraute apibrėžti skaitiškai sumodeliuoti lašelių šilumos ir masės mainai nuosekliai kintančiame fazinių virsmų režimu (4) cikle. Kraštinės sąlygos apibrėžtos jau aptartais biokuro deginimo technologijoms būdingais dūmų parametrais, numatant iš biokuro kūryklos ištekančių dūmų galimą ataušinimą iki 40 °C temperatūros bei išsausinimą iki  $X_{g,d} = 0,07$ . Numatyta, jog į dūmus įpurškiamas 40 °C temperatūros vandens garo kondensatas, kuris išteka iš kondensacinio ekonomizerio. Sudėtinius pernašos procesus apibrėžia lašelio skersmuo, Reinoldso kriterijus, dūmų srauto greitis bei spinduliuojančio šaltinio temperatūra, kuri prilyginta dūmų temperatūrai. Tokia kraštinių sąlygų formavimo metodika leidžia

užtikrinti skirtingo dispersiškumo lašelių analogišką konvekcinių šildymą. Tai svarbu šiluminės spinduliuotės vaidmeniui sudėtinių šilumos ir masės mainų procesų sąveikoje išryškinti skirtingo dispersiškumo lašeliams, kai dūmų srauto parametrai smarkiai kinta. Biokuro dūmai traktuoti kaip analogiškų parametrų drėgno oro srautas. Skysčio lašelių šilumos ir masės mainų tyrimo rezultatai apibendrinimų universalumui padidinti dažnai „lašo“ darbuose analizuojami modifikuotoje laiko  $\tau/R^2$ , s/m<sup>2</sup> skalėje. Šio laiko skalę, pateiktą lašelio kintančio ploto atžvilgiu, galima transformuoti į Furje kriterijumi išreikštą universalų laiko skalę:

$$\tau \rightarrow \frac{\tau}{R_0^2} \rightarrow \frac{a_0}{R_0^2} \tau \equiv \text{Fo}. \quad (3.1)$$

Furje kriterijaus laiko (3.1) skalė šiame darbe apibrėžiama pagal 278 K temperatūros vandens temperatūrinį  $a_0 = 1,3393 \cdot 10^{-7}$  [m<sup>2</sup>/s] koeficientą. Furje kriterijaus laiko skalėje pateikiamas lašelio virsmų režimų  $0 \div \text{Fo}_{ko} \div \text{Fo}_e \div \text{Fo}_f$  ciklas apibendrina individualius skirtingo stambumo lašelių fazinių virsmų režimų (2) ciklus. Tam reikia, kad Reinoldso  $\text{Re}_0$  kriterijus visiems lašeliams būtų vienodas, o lašelių pernašos procesų kraštinės sąlygos pagal dujų temperatūrą, drėgnumą ir įpurškiamo vandens temperatūrą atitiktų [173]. Tuomet galima sudaryti lašelių dispersiškumo atžvilgiu universalias bemates  $P(\text{Fo})/P_0$  funkcijas, kai yra žinomos konkretaus lašelio pernašos parametrų dinamiką aprašančios  $P(\text{Fo})$  funkcijos. Apibrėžus skirtingo stambumo lašelių individualias pradines  $P_{0,i}$  vertes, galima jiems sudaryti individualias  $P(\tau)$  funkcijas pagal schemą:

$$P_{0,R}: P_R(\tau) \rightarrow P_R(\text{Fo}) \rightarrow \frac{P_R(\text{Fo})}{P_{0,R}} \equiv \bar{P}_R(\text{Fo}); \quad (3.2)$$

$$P_{0,R_i} \rightarrow P_{R_i}(\text{Fo}) = P_{0,R_i} \bar{P}_R(\text{Fo}) \rightarrow P_{R_i} \left( \tau = \text{Fo} \frac{R_i^2}{a_0} \right).$$

Griežtu vertinimu, schema (3.2) pritaikytina tik lašelių konvekcinio šildymo atveju, kai Knudseno sluoksnio įtaką šilumos ir masės mainų procesams galima paneigti. Sudėtinio šildymo atveju tenka papildomai atsižvelgti į spinduliuavimo poveikį. Pastarąjį galima apibrėžti išorinio suminio šilumos srauto radiacinės ir konvekcinės dedamųjų  $q_{r,g}/q_{c,g}$  santykiu [125, 129].

Biokuro dūmų ataušinimo procesui kondensaciniame ekonomiaizeryje sąlyginai galima priskirti drėgno atmosferinio oro technologijomis būdingas kraštines sąlygas. Drėgnas oras tradiciškai apibrėžiamas  $t_d < 100$  °C temperatūra ir santykiniu  $\varphi < 100\%$  drėgnumu. Tuomet vandens garo tūrinė dalis drėgname ore aprašoma išraiška:

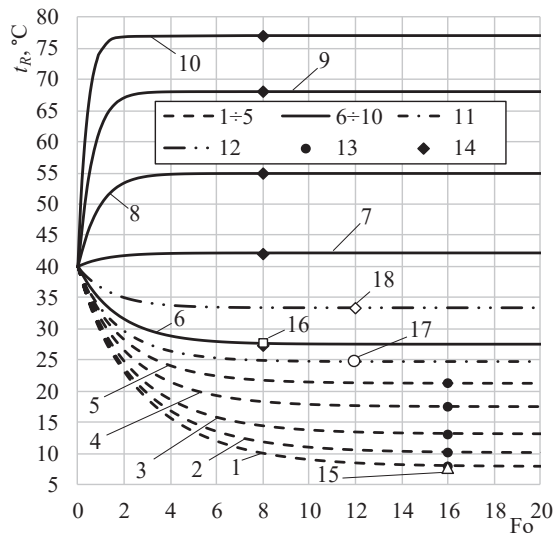
$$X_{g,d} = \frac{p_g}{p_b} = \frac{p_s(t_d)}{p_b} \frac{\varphi}{100\%}. \quad (3.3)$$

Vandens lašelio pusiausviro garavimo  $t_e$  temperatūra drėgname ore yra artima oro  $t_d$  temperatūrai ir santykiniu  $\varphi$  drėgnumu apibrėžtai šlapio termometro  $t_{wb}$  temperatūrai [174]. Be to, vandens lašelių pusiausviro garavimo  $t_e$  temperatūra sausame ore yra išmatuota eksperimentiškai [144, 151]. Todėl iš pradžių skaitmeninio modeliavimo metodikos patikimumas buvo pagrįstas apskaičiuota atmosferiniame ore garuojančių vandens lašelių temperatūra, kai lašeliai šildomi

konvektiškai. Aukštos temperatūros dūmuose vyksta sudėtinis lašelių šildymas. Tuomet skaitmeninio modeliavimo metodikos patikimumas buvo pagrįstas pagal vandens lašelio apskaičiuotojo pusiausviro garavimo greičio atitikimą eksperimento rezultatams [143]. Įvertinant modeliavimo metodikos patikimumą, kartu aptariami ir atlikto skaitinio tyrimo rezultatai.

### 3.3.1. Lašelių šilimas ir faziniai virsmai šalinamų dūmų sraute

Kondensacinių ekonomaizerių technologinio įpurkšto vandens (kondensato) terminė būsenai ir faziniams virsmams apibrėžti sumodeliuotas 40 °C temperatūros vandens lašelių šilimas ir garavimas skirtingos temperatūros ir santykinio drėgnumo atmosferinio oro sraute. Sąlyginai nejudančio lašelio konvekcinis šildymas apibrėžtas tekančio oro srauto 0,37 m/s greičiu. Lašelio apskaičiuotosios paviršiaus temperatūros  $t_R(Fo)$  grafikai pateikti 3.15 pav. kreivėmis.

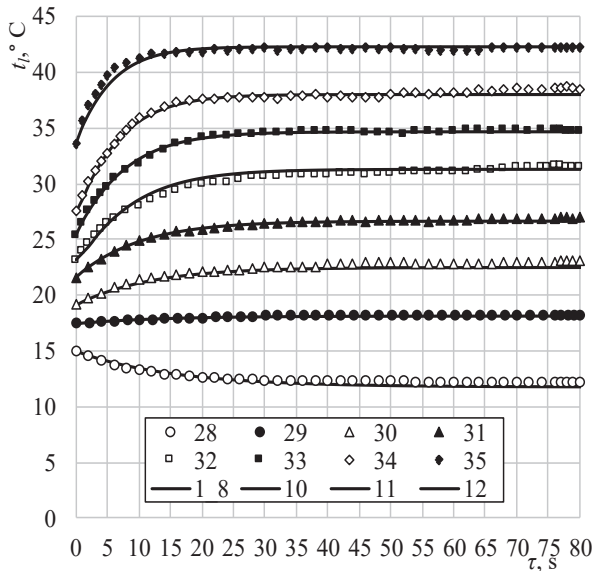


**3.15 pav.** Oro parametrų įtaka vandens lašelio apskaičiuotajai terminė būsenai.  $t_d$ , °C: (1-5) 24,5, (6-10) 84, (11) 50, (12) 90;  $\varphi$ , %: (1, 6) 0, (2, 7) 10, (3, 8) 25; (4, 9) 50, (5, 10) 75, (11) 12, (12) 2, (15, 16) 0, (17, 18) nėra duomenų;  $X_{g,d}$ : (1, 6) 0, (2) 0,003, (3) 0,0076, (4) 0,0152, (5) 0,0227, (7) 0,0548, (8) 0,137, (9) 0,0274, (10) 0,411, (11) 0,0146, (12) 0,0138;  $t_{wb}$ , °C [174]: (13, 1-5), (14, 6-10);  $t_{e,eks}$ , °C; (15, 16) [151], (17, 18) [144];  $2R_0 = 1$  mm;  $w_d = 0.37$  m/s;  $p_B = 101325$  Pa

Visais modeliuotais atvejais lašelis pereinamųjų fazinių virsmų režime pasiekė savita  $t_e$  temperatūra apibrėžtą pusiausviro garavimo būseną: 1–6 ir 11, 12 skaitinio tyrimo atvejais iki  $t_e$  temperatūros lašelis ataušo, o 7–9 atvejais – pašilo. Apskaičiuotajai  $t_e$  temperatūrai palyginti su analogiškais parametrais drėgnam orui pagal [174] šaltinio duomenis apibrėžta šlapio termometro  $t_{wb}$ , °C temperatūra ir literatūroje žinomomis  $t_{e,eks}$  temperatūromis [144, 151] lašelio pusiausviro garavimo pradžia sąlyginai apibrėžta  $Fo_e = 16$  (1–5 modeliavimo atvejai ir 13, 15 taškai) ir  $Fo_e = 8$  (6–10 modeliavimo atvejai ir 14, 16 taškai) Furje kriterijaus vertėmis. 11 ir 12 modeliavimo atvejais bei 17 ir 18 taškams numatyta  $Fo_e = 12$  vertė. Drėgno oro

2–5 ir 7–10 atvejais apskaičiuotosios  $t_e$  temperatūros  $\pm 0,3$  °C pasikliautinumu atitiko parinktąjį šlapio termometro  $t_{wb}$  temperatūrą, o sauso oro 1 ir 6 atvejais gerai derėjo su eksperimentine  $t_{e,eks}$  [151] temperatūra (3.15 pav., 1–10 kreivės ir 13–16 taškai). 17 ir 18 atvejais eksperimentinė  $t_{e,eks}$  temperatūra yra apibrėžta oro 50 °C ir 90 °C temperatūroms atitinkamai, o oro drėgnumas [144] darbe nurodytas. Pagal [174] šaltinio duomenis, oro santykinis drėgnumas šiuose eksperimentuose galėjo būti atitinkamai  $\approx 12\%$  ir  $\approx 2\%$ . Tuomet skaitinio modeliavimo 11 ir 12 atvejų  $t_R(Fo)$  grafikai pusiausviro garavimo režime praktiškai atitiko eksperimentines  $t_{e,eks}$  temperatūras (3.15 pav., 11 ir 12 kreivės).

Skaitinio modeliavimo metodikos patikimumui pagrįsti yra svarbu, kad apskaičiuotoji lašelių pusiausviro garavimo terminė būseną gerai dera su šlapio termometro ir eksperimentinėmis temperatūromis. Ne mažiau aktualu patikrinti tai, kaip apskaičiuotoji lašelių šilimo dinamika pereinamojo garavimo režime dera su atitinkamomis kraštinėmis sąlygomis eksperimentiškai išmatuotąja. Tam patikrinti atlikti pašildyto kambario oro srautu aptekamo vandens lašelio šilimo kompleksiniai eksperimentinio ir skaitinio modeliavimo tyrimai, kurie apibendrinti 3.16 paveiksle.



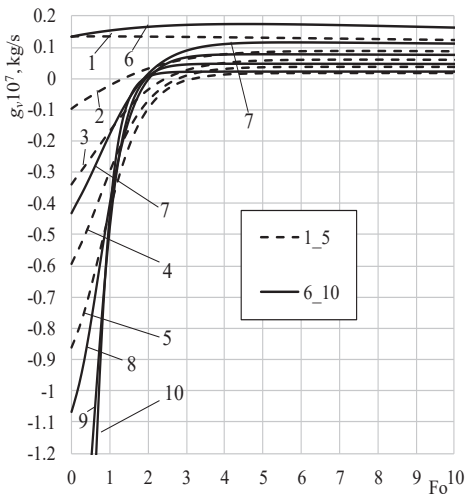
**3.16 pav.** Oro parametrų įtaka vandens lašelio šilimo dinamikai pereinamųjų fazinių virsmų režime. Taškai – ant termoporos karoliuko kabančio vandens lašelio temperatūros matavimo 28-35 eksperimentų (2 lentelė) rezultatai:  $t_d$ , °C: (28) 19,6; (29) 31,8, (30) 41,3, (31) 49,9, (32) 59,3, (33) 69,1, (34) 84,3; (35) 95;  $\approx t_e$ , °C: (28) 12,3, (29) 18,3, (30) 22,8, (31) 26,7, (32) 30,8, (33) 34,6, (34) 37,9, (35) 42,6; Pagal [174] duomenis apibrėžtas oro srauto santykinis drėgnumas  $\varphi$ ,%: (28-35) 42,5;  $2R_0 \approx 2,1$  mm

28–35 eksperimentuose vandens kambario oro 19,5 °C srautas buvo pašildytas iki 95 °C. Pradinė vandens temperatūra taip pat didinta nuo 15 °C iki 33,5 °C. Pašildyto oro srauto drėgnumas apibrėžtas pagal [174] šaltinio duomenis, atsižvelgus į oro srauto temperatūrą ir šlapio termometro temperatūrą, kuri prilyginta

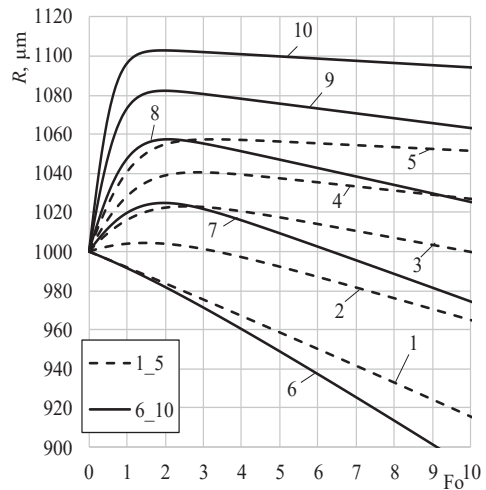
nusistovėjusiai lašelio pusiausviro garavimo temperatūrai (3.16 pav.). Kiekviename eksperimente oro ventilatorius dirbo 3,5 m<sup>3</sup>/h našumu, todėl oro srauto greitis kanale buvo santykinai mažas, tačiau buvo užtikrinamas konvekcinis šildymas ir savaiminės šilumos konvekcijos įtaka buvo paneigiama. Ant termoporos karoliuko buvo suformuojamas apie 2,1 mm ekvivalentinio skersmens lašelis.

Eksperimentuose lašelio pradinė temperatūra buvo aukštesnė už rasos taško temperatūrą, todėl ant lašelio fazinių virsmų ciklą sudarė tik pereinamojo ir pusiausviro garavimo režimai. 19,5 °C temperatūros oro sraute 15 °C temperatūros lašelis ataušo iki 12,3 °C pusiausviro garavimo temperatūros. Pašildyto iki 31,8 °C temperatūros oro sraute lašelio pradinė 17,4 °C temperatūra buvo artima pusiausviro garavimo temperatūrai, todėl lašelis pereinamojo garavimo režime pašilo ≈1 °C. Aukščiausia ≈42,6 °C lašelio pusiausviro garavimo temperatūra išmatuota iki 95 °C temperatūros pašildyto oro sraute (3.16 pav., 8 kreivė). Lygiagrečiai vykdytame skaitiniame tyrime buvo išlaikytos aptartos eksperimentinės kraštinės sąlygos, tačiau pradinis lašelio 2R skersmuo buvo apibrėžtas kaip ant karoliuko patalpinamo vandens tūriui ekvivalentiškos sferos ≈2,1 mm skersmuo.

**Apskaičiuotoji lašelio terminė būsena pereinamojo garavimo ir pusiausviro garavimo režimuose dera su eksperimentiškai apibrėžtąja. Todėl galima teigti, jog skaitiniu modeliavimu galima tiksliai apibrėžti vandens lašelių fazinių virsmų parametrų dinamiką aprašančias funkcijas ir pagal jų dėsninumus pateikti vandens įpurškimo inžineriniai praktikai svarbias / patikimas rekomendacijas.**



a)



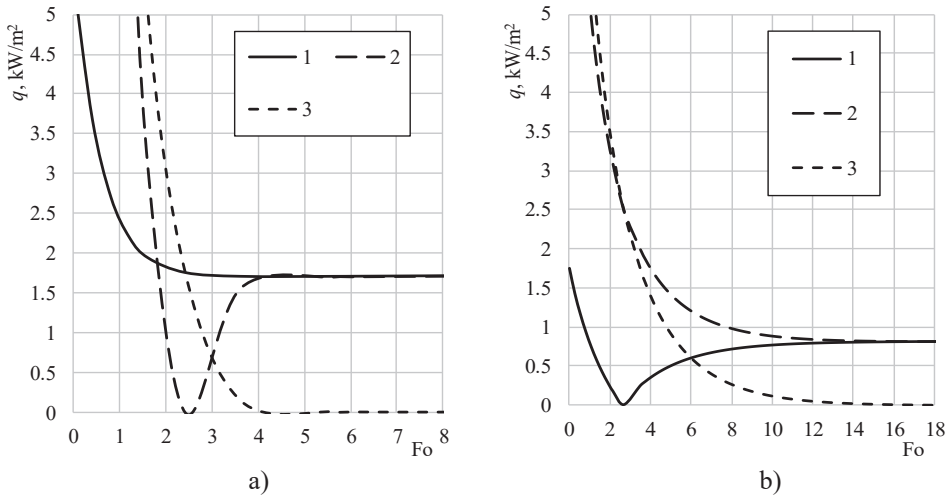
b)

**3.17 pav.** Oro parametrų įtaka vandens lašelio faziniams virsmams (a) ir spinduliui (b) pereinamųjų fazinių virsmų režime.  $t_d$ , °C: (1-5) 60, (6-10) 80;  $X_{g,d}$ : (1, 6) 0, (2) 0,0393, (3) 0,0786, (4) 0,118, (5) 0,157, (7) 0,0934, (8) 0,187, (9) 0,28; (10) 0,374

Atliktų pašildyto ir pridrėkinto oro srautu aptekamų vandens lašelių kompleksinių tyrimų rezultatais (3.15 pav., 3.14 pav.) pagrįsta, jog drėgnose dujose išpurkšto vandens pereinamieji procesai labai priklauso nuo kraštinių sąlygų, kas

aiškiai atsispindi garo srauto (3.17 pav., a) ir lašelių matmens (3.17 pav., b) dinamikos apskaičiuotųjų funkcijų grafikuose. Ypač intensyviai lašelių fazinių virsmų parametrai kinta kondensaciniame režime ir pereinamojo garavimo pradinėje stadijoje. Kondensacinio režimo trukmę aiškiai apibrėžia garo srauto nulinės vertės įgijimo momentas (3.17 pav.). 60 °C temperatūros drėgname ore kondensacinis režimas vyko nuo 10 iki 20 sekundžių (3.17 pav., a, 2–4 kreivės), o 80 °C ore kondensacija vyko apie 16 sekundžių. Tam įtakos turėjo ryškiai besiskirianti lašelių augimo dinamika (3.17 pav., b). Pastarąją apibrėžė to paties santykinio drėgnumo aukštesnės temperatūros ore didesnė garo tūrinė dalis. Kartu buvo didesnis ir vandens garo dalinis slėgis, užtikrinantis stipresnę kondensacinio proceso varančiąją jėgą. Dėl intensyvios garo kondensacijos lašelio spindulys gali išaugti net iki 10 procentų (3.17 pav., b, 10 kreivė).

Skirtingomis kraštinėmis sąlygomis pusiausvirai vandens lašeliai garuoja prie savitos  $t_e$  temperatūros (3.15 pav. ir 3.16 pav.), ir ji konvekcinio šildymo atveju nepakinta. Tai galima paaiškinti šilumokaitos ir fazinių virsmų procesams galiojančia Reinoldso analogijos teorija, kai lašelio konvekcinio šildymo intensyvumas ir faziniai virsmai pusiausviro garavimo režime energiniu įvertinimu yra ekvivalentiški. Tai aiškiai atsispindi šilumos srautų lašelio paviršiuje dinamikoje (3.18 pav.), kai pusiausviro garavimo režime konvekcinio šildymo srauto ir fazinių virsmų srauto grafikai 1 ir 2 atitinkamai sutampa.



**3.18 pav.** Apskaičiuotųjų šilumos srautų lašelio paviršiuje dinamika konvekcinio šildymo atveju. Šilumos srauto  $q$  prasmė: (1)  $q=q_{c,d}$ , (2)  $q=q_f$ , (3)  $\equiv q_{c,i}$ ;  $t_d$ , °C: (a) 84 (b) 24,5;  $q_{c,d,0}$ , kW/m<sup>2</sup>: (a) 5,42, (b) 1,74;  $q_{f,0}$ , kW/m<sup>2</sup>: (a) 40,7, (b) 9,56;  $q_{c,i,0}$ , kW/m<sup>2</sup>: (a) 46,12, (b) 11,30;  $X_{g,d}$ : (a) 0,0274, (b) 0,0152;  $\varphi = 50\%$ ;  $2R_0 = 1$  mm;  $w_d = 0,37$  m/s;  $p_B = 101325$  Pa;  $t_{i,0} = 40$  °C

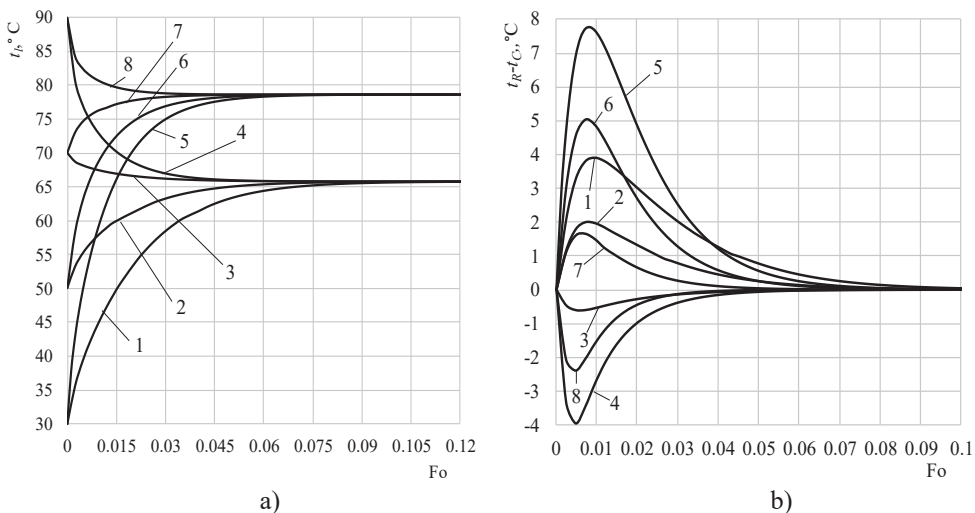
3.18 pav., a, atspindi šilumos srautų lašelio paviršiuje dinamiką dažniausiai vandens išpurškimo technologijose sutinkamais atvejais, kai  $t_d > t_l$ . Kadangi šiuo atveju parametrai  $t_e/t_0 > 1$  ir  $t_{rl}/t_0 > 1$ , todėl pirmasis lašelio fazinių virsmų režimas yra kondensacinis. Kondensaciniame režime lašeliui suteikiamas  $q_{c,d} + q_f$  šilumos srautas

vidine šilumos konvekcija (3.18 pav., a, 3 kreivė) nuvedamas į lašelį, todėl lašelio temperatūra sparčiai auga (3.15 pav., 9 kreivė). Fazinių virsmų šilumos srautas kondensaciniame režime silpnėja ir tampa nulinis, o pereinamojo garavimo režime auga ir susilygina su išorinės konvekcijos  $q_{c,d}$  srautu (3.18 pav., a, 2 kreivė).

3.18 pav., b, atspindi šilumos srautų lašelio paviršiuje dinamiką, kai  $t_l > t_d$ . Taip gali būti oro kondicionavimo technologijose. Šiuo atveju parametras  $t_e/t_0 < 1$ , todėl pereinamojo garavimo režime lašelis iki  $t_e$  temperatūros ataušta (3.15 pav., 4 kreivė). Pereinamajame režime vandens garavimas vyksta auštančio lašelio entalpijos mažėjimo sąskaita, o išorinė konvekcija dar papildomai lašelį aušina. Todėl fazinių virsmų šilumos srautas pereinamojo garavimo režime šiuo atveju apibrėžiamas vidinės ir išorinės šilumos konvekcijos srautų skirtumu:  $q_f = q_{c,i} - q_{c,d}$ . Išorinės konvekcijos srautas pereinamojo garavimo režimo pirmojoje stadijoje sumažėja iki nulio, o antroje auga ir susilygina su fazinių virsmų šilumos srautu (3.18 pav., b, 1 kreivė).

Konvekcinio šildymo atveju vidinės konvekcijos lašelyje šilumos srautas pereinamųjų fazinių virsmų metu visuomet sumažėja iki nulio (3.18 pav., 3 kreivė).

Prieš kondensacinį ekonomizerį įpurškiamo vandens terminėi būsenai apibrėžti skaitiškai sumodeliuoti 30 °C, 50 °C, 70 °C ir 90 °C pradinės temperatūros vandens lašelių šilumos ir masės mainai 180 °C temperatūros vidutinio ( $X_{g,d} = 0,2$ ) ir aukšto ( $X_{g,d} = 0,4$ ) drėgnumo biokuro dūmų sraute. Lašelių konvekcinis šildymas apibrėžtas Reinoldso  $Re_0 = 100$  kriterijumi, kai lašelių pradinis slydimo greitis dūmų sraute yra 5 m/s. Lašelių pusiausviros garavimo terminę būseną apibrėžė 65,8 °C ir 78,6 °C  $t_e$  temperatūra, kai dūmų drėgnumas yra  $X_{g,d} = 0,2$  ir  $X_{g,d} = 0,4$ , o įpurškiamo vandens temperatūra įtakos  $t_e$  temperatūrai neturėjo (3.19 pav., a).

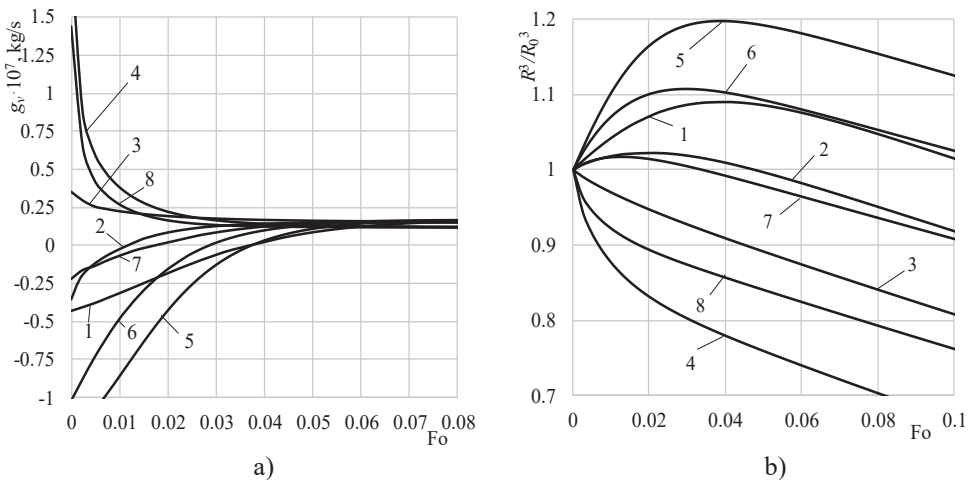


**3.19 pav.** Dūmų drėgnumo ir įpurškiamo vandens temperatūros įtaka lašelių šilumui (a) ir neizotermiškumui juose (b).  $t_{l,0}$ , °C: (1, 5) 30, (2, 6) 50, (3, 7) 70, (4, 8) 90;  $X_{g,d}$ : (1-4) 0,2, (5-8) 0,4;  $t_d = 180$  °C;  $Re_0 = 100$ ;  $\Delta w_l = 5$  m/s;  $p_B = 0,1$  MPa

Tačiau įpurškiamo vandens temperatūra turėjo didelę įtaką lašelių terminės būsenos kitimui pereinamųjų fazinių virsmų režime, tai vaizdžiai iliustruoja lašelio



paviršiaus ir jo centrų temperatūrų skirtumu apibrėžto neizotermiškumo dinamika (3.19 pav., b). 30 °C ir 50 °C temperatūros vandens lašeliai dūmuose šilo, 90 °C temperatūros vandens lašeliai aušo, o 75 °C temperatūros vandens lašeliai vidutinio drėgnumo dūmuose aušo, o aukšto drėgnumo dūmuose šilo. Didžiausias arti 8 °C neizotermiškumas užfiksuotas žemiausios 30 °C temperatūros lašeliui šylant aukšto  $X_{g,d} = 0,4$  drėgnumo dūmuose (3.19 pav., b, 5 kreivė). Didžiausias auštančio lašelio – 4 °C neizotermiškumas fiksuotas vidutinio  $X_{g,d} = 0,2$  drėgnumo dūmuose (3.19 pav., b, 4 kreivė). Labai ryški įpurškiamo vandens temperatūros įtaka ir lašelių fazinius virsmus apibrėžiančiam garo srautui (3.20 pav., a). Įpurškiamo vandens temperatūra paveikia lašelių mažėjimą / augimą pradinėje fazinių virsmų stadijoje, kuri aiškiai apibrėžia lašelio santykinio tūrio dinamika (3.20 pav., b). Lašelių augimą skatina šylančio vandens plėtimasis bei kondensacijos procesas, vykstantis, kol lašelių paviršius pašyla iki rasos taško temperatūros, kuri yra 60,7 °C vidutinio drėgnumo ir 76,6 °C aukšto drėgnumo dūmų modeliuotais atvejais. Šį momentą aiškiai apibrėžia garo srauto nulinės vertės įgijimo momentas (3.20 pav., a), kuris pastebimas tik kondensacinio režimo egzistavimo atvejais.



**3.20 pav.** Dūmų drėgnumo ir įpurškiamo vandens temperatūros įtaka garo srauto (a) ir santykinio tūrio (b) dinamikai.  $t_{l,0}$ , °C: (1, 5) 30, (2, 6) 50, (3, 7) 70, (4, 8) 90;  $X_{g,d}$ : (1-4) 0,2, (5-8) 0,4;  $t_d = 180$  °C;  $Re_0 = 100$ ;  $\Delta w_l = 5$  m/s;  $p_B = 0,1$  MPa

### Skyrelio apibendrinimas

Kokybine prasme 3.19 a ir 3.20, b, pav. grafikai dera su 3.2.1 skyrelyje pateiktais vandens lašelių eksperimentų pašildyto ir pridrekinto oro sraute rezultatų atitinkamais grafikais. Todėl lašelių terminės būsenos ir tūrio kitimo grafikų savitumą 3.19 pav. galima apibrėžti / paaiškinti jau anksčiau aptartais  $t_e/t_0$  ir  $t_{rl}/t_0$  parametrais, kas dar kartą patvirtina jų pritaikomumą lašelių pereinamiesiems procesams prognozuoti vandens įpurškimo technologijose.

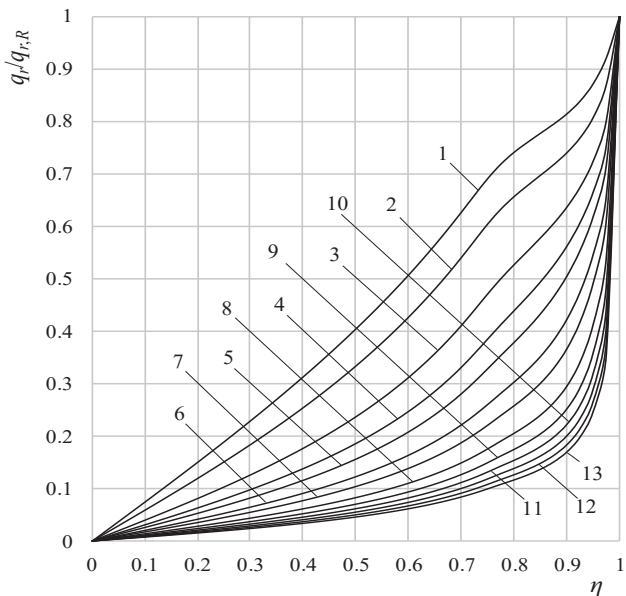
Efektyviai biokuro dūmų srautą prieš kondensacinį ekonomizerį galima ataušinti ir papildomai pridreškinti įpurškus aukštos temperatūros vandenį, tai leidžia

išvengti kondensacinio fazinių virsmų režimo ir užtikrina intensyvių lašelių garavimo procesą.

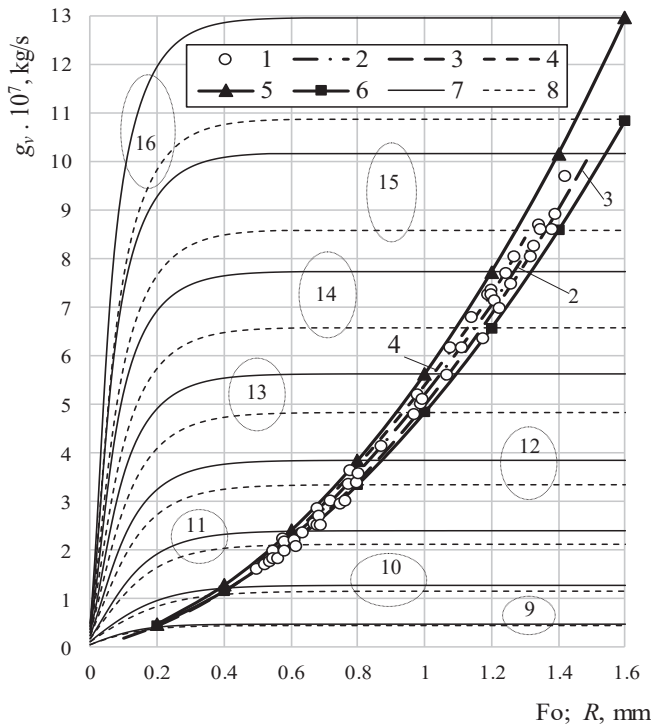
### 3.3.2. Sudėtiniai lašelių pernašos procesai kūryklos dūmų sraute

Iš biokuro kūryklos išteka aukštos temperatūros spinduliuojančių dūmų srautas, be to, dar spinduliuoja įkaitę jį ribojantys paviršiai, todėl vyksta sudėtinis įpurkšto vandens lašelių šildymas konvekcija ir spinduliuavimu. Išoriniam sudėtiniam lašelių šildymui apibrėžti numatyta, jog į dūmus įpurškiamas 40 °C temperatūros vandens garo kondensatas, lašelių dispersiškumas pagal pradinį  $2R_0$  skersmenį yra žinomas, konvekcinį šildymą apibrėžia dūmų srauto greitis ir lašelių slydimo greitis arba Reinoldso  $Re_0$  kriterijus, o į lašelį krintantį spinduliuotės srautą apibrėžia juodo šaltinio spektrinė spinduliuotė, kurios temperatūra prilyginta dūmų temperatūrai. Tokia kraštinių sąlygų metodika leidžia suformuluoti lašelių sudėtinį šilumos ir masės mainų skirtingus kraštinių sąlygų variantus, priklausomai nuo keliamo skaitinio modeliavimo tikslo. Pavyzdžiui, norint išryškinti spinduliuavimo vaidmenį procesų sąveikoje, vienodo  $Re_0$  kriterijaus reikalavimu galima užtikrinti skirtingo dispersiškumo lašelių analogišką konvekcinį šildymą.

Vienas iš svarbiausių aukštos temperatūros dūmuose išpurkšto vandens sudėtinį šilumos ir masės mainų procesų sąveikos savitumą apibrėžiančių faktorių yra spinduliuotės srauto sugėrimo ir susiskirstymo lašeliuose priklausomybė nuo jų dispersiškumo (3.21 pav.).



**3.21 pav.** Vandens lašelio dispersiškumo įtaka sugeriamo spinduliuotės srauto susiskirstymui.  $R$ , mm: (1) 0,025; (2) 0,05; (3) 0,1; (4) 0,15; (5) 0,2; (6) 0,3; (7) 0,4; (8) 0,6; (9) 0,8; (10) 1; (11) 1,2; (12) 1,4; (13) 1,6;  $q_{r,R}$ , kW/m<sup>2</sup>: (1) 54,53; (2) 64,66; (3) 72,09; (4) 75,38; (5) 77,33; (6) 79,66; (7) 81,03; (8) 82,63; (9) 83,54; (10) 84,14; (11) 84,56; (12) 84,86; (13) 85,09;  $t_l = 40$  °C;  $t_d = 860$  °C



**3.22 pav.** Garo srauto apskaičiuotoji  $g_g(Fo)$  dinamika (7, 8) ir vandens lašelio stambumo įtaka eksperimentiniam (1) ir apskaičiuotajam (2-6) garo  $g_{g,e}(R)$  srautui sudėtinio šildymo atveju. Abscisių ašyje: (1-6)  $R$ , (7-16)  $Fo$ . (1) [143] eksperimentas; (2-4) skaitinis modeliavimas [85], [25] ir [127] atitinkamai; (5-16) šio darbo skaitinis tyrimas.  $R$ , mm: (9) 0,2; (10) 0,4; (11) 0,6; (12) 0,8; (13) 1; (14) 1,2; (15) 1,4; (16) 1,6;  $t_{i,0} = 40$  °C;  $w_d = 0,01$  m/s;  $p_B = 0,1$  MPa;  $\varepsilon_w$ : (5, 7) 1; (6, 8) 0,8;  $t_w = t_d = 860$  °C

Smulkių lašelių grupei priskiriamas 50 mikrometrų skersmens lašelis spinduliuojančiame 860 °C temperatūros biokuro dūmų sraute sugeria apie 54 kW/m<sup>2</sup> spinduliuotės srautą. Jis lašelyje radialinės  $\eta$  koordinatės atžvilgiu daugiau ar mažiau tiesiškai sumažėja iki nulio, kas būdinga lašelio simetriško šildymo atveju. Vidutinio stambumo grupei priskiriamas 300 mikrometrų skersmens lašelis sugeria apie 75 kW/m<sup>2</sup>, o stambus 800 mikrometrų skersmens lašelis sugeria apie 81 kW/m<sup>2</sup> spinduliuotės srautą. Svarbu tai, jog stambesnių lašelių paviršiniuose sluoksniuose spinduliuotės sugėrimas labai intensyvus, todėl jo susiskirstymas radialinės  $\eta$  koordinatės atžvilgiu yra labai netolygus (3.21 pav., 6–13 kreivės). Vandens lašelio skersmeniui sumažėjus nuo 3,2 mm iki 0,05 mm, sugertas apskaičiuotasis spinduliuotės srautas susilpnėja 64 procentais. Smulkiuosiuose lašeliuose spinduliuotės srauto kitimo grafikų kreivėse pastebimus lokalinius netolygumus (3.21 pav., 1–3 kreivės) nulemia išaugusi šviesos spindulio atspindžio vidiniame lašelio paviršiuje ir Briusterio kampo įtaka, šviesos spinduliui kirtus plonesnį vandens sluoksnį. Įvertinus, kad fazinių virsmų pilname cikle lašelis išgaruoja, nuosekliai kintančiuose fazinių virsmų režimuose stambesnieji lašeliai pereina ir

mažesniems lašeliams būdingus 3.21 pav. apibrėžtus lokalinio spinduliuotės srauto atvejus. Tai, be abejonės, turi svarbią įtaką lašelio terminės ir energinės būsenos kitimui sudėtiniam šildymui būdingame (2.11) fazinių virsmų režimų cikle.

Sudėtinio šildymo procesų įtakai vandens lašelio faziniams virsmams įvertinti skaitiškai atkurtos [143] darbo vandens lašelių pusiausviro garavimo eksperimentinių tyrimų kraštinės sąlygos (3.22 pav.), kai lašelį šildė 0,01 m/s greičiu aptekantis  $t_d$  temperatūros oro srautas (buvo pasiekta 860 °C oro temperatūra) ir spinduliavo erdvę ribojanti sferinė kieta sienelė. Kaip minėta apžvalgoje, lašelio pusiausviro garavimo  $g_{g,e}$  [g/s] greitis (3.22 pav., balti taškai) [143] eksperimentuose buvo prilygintas kapiliaru tiekiamo ir pašildyto iki artimos lašelio temperatūros vandens debitui, kai ekrane nusistovėdavo keliolika kartų padidinta lašelio projekcija. Pateikiami lašelių fazinių virsmų skaitiniai tyrimai yra orientuoti į pereinamųjų pernašos procesų sąveikos įvertinimą vandens garo kondensato įpurškimo į biokuro kūryklos dūmų srautą atveju. Todėl sumodeliuotas 40 °C temperatūros vandens skirtingo stambumo lašelio garavimas, kai jį  $w_d = 0,01$  m/s greičiu apteka 860 °C temperatūros oro srautas ir spinduliuoja sferinės formos gaubiančioji metalinė sienelė, kai  $t_w = t_d$  ir  $\varepsilon_w = 0,8$  arba  $\varepsilon_w = 1$ . Vandens lašelio ekvivalentinis  $2R$  skersmuo keistas nuo 0,5 mm iki 3,2 mm ir dirbtinai išlaikytas pastovus.

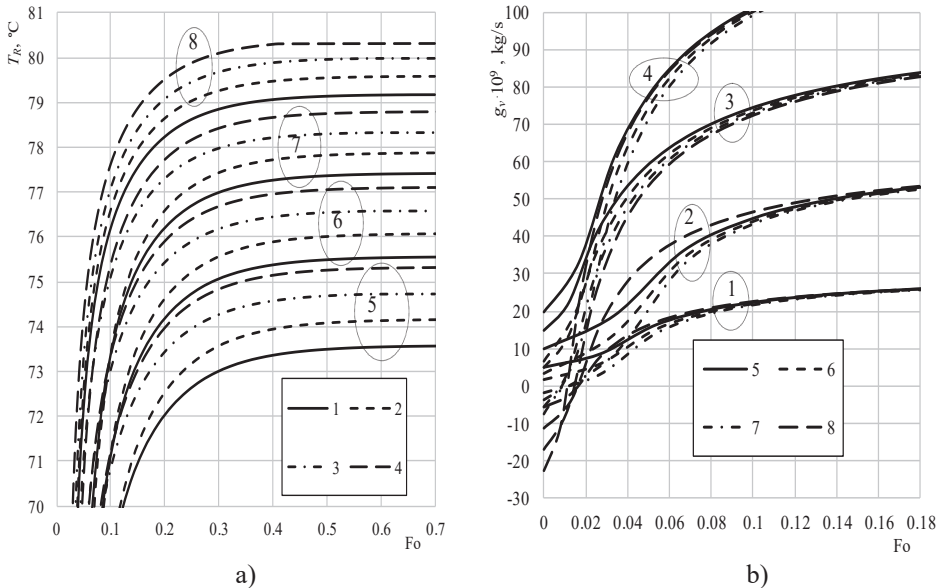
Lašelio pusiausviro garavimo garo srautą skaitiškai paprasta apibrėžti pagal apskaičiuotuosius konkretaus dydžio lašeliui suteikiamus konvekcinių ir radiacinių šilumos srautus:

$$g_{v,e} = \frac{q_c(T_g, R_e, Re, T_{l,e}) + q_r(T_g, R_e, T_{l,e})}{L(T_{l,e})} \quad (3.4)$$

Pagal (3.4) garo srauto modelį, skaitinių tyrimų  $g_{g,e}(t_d, R)$  rezultatai [25, 85, 127] vandens lašeliams koreliuoja su [143] matavimų rezultatais (3.22 pav., 2–4 kreivės). Tačiau garo srauto (28) modelis netinka sudėtinio šildymo poveikiui lašelio pereinamojo garavimo (savaime aišku ir kondensaciniam) fazinių virsmų režimui įvertinti. Be to, išlieka fazinių virsmų šilumos  $L$  parinkimo neapibrėžtumas, kai lašelio pusiausviro garavimo temperatūra nėra apskaičiuojama. Kuo lašelio apsupties temperatūra yra aukštesnė, tuo jo pusiausviro garavimo  $t_e$  temperatūra yra artimesnė vandens soties būsenos  $t_s$  temperatūrai. Todėl lašelio sudėtinės šilumokaitos ir garavimo modeliuose pritaikoma ir  $t_e \sim t_s(p_d)$  sąlyga [150]. Tačiau vertinant lašelio pernašos procesų sąveiką tai būtų per grubi prielaida. Reikia dar atkreipti dėmesį, jog [143] darbe paneigta galimo oro srauto papildomo pridrėkimo įtaka. Ji gali būti svarbi, jeigu lašeliui garuojant išsiskiriančio garo išsiurbimas iš eksperimentinės kameros 0,01 m/s greičiu buvo nepakankamai efektyvus. Svarias prielaidas orui kameroje papildomai pridrėkti sudaro ilgas, net keliolika valandų galintis trukti lašelio pusiausviro garavimo  $t_e$  temperatūros ir kapiliarine sistema patiekiamo vandens  $t_l$  temperatūros suderinamumo režimas. Be to, darbe [143] nėra pateiktas spinduliuotei apibrėžti svarbus metalo sienelės juodumo  $\varepsilon_w$  laipsnis. Šie abu faktoriai yra svarbūs lašelių šildymo intensyvumui, taigi ir garavimo greičiui.

Išanalizavus skaitinio tyrimo rezultatus pastebėta, jog modeliuotais atvejais vandens lašelio pereinamojo garavimo režimo trukmė Furje laiko  $Fo$  skalėje yra

tiesiog proporcinga lašelio ekvivalentiniam spinduliui  $R$ , mm. Tai leido lašelio garavimo greičio apskaičiuotųjų  $g_g = f_g(Fo, R)$  funkcijų ir apibrėžtų pusiausviro garavimo greičio  $g_{g,e} = f_{g,e}(R)$  funkcijų grafikais bei darbo [143] duomenis pateikti viename 3.22 paveiksle. Tam prireikė panaudoti to paties gradavimo, tačiau dvejopos prasmės absčių ašis: 3.22 pav. 1–6 atvejais absčių ašis yra  $R$ , mm, o 7–16 atvejais ji yra  $Fo$ . Ribiniams  $\varepsilon_w = 0,8$  ir  $\varepsilon_w = 1$  bei parinktiems  $R$ , apskaičiuotųjų  $g_g = f_g(Fo)$  funkcijų grafikuose pereinamojo garavimo režimo pabaigoje  $g_g$  srutas nusistovi (3.22 pav., 7 ir 8 kreivės). Ši  $g_g$  srauto vertė ir apibrėžia vandens lašelio atitinkamo atvejo pusiausviro garavimo metu lašelio paviršiuje generuojamą garo  $g_{g,e}$  srautą. Ribiniams  $\varepsilon_w = 0,8$  ir  $\varepsilon_w = 1$  atvejams apibendrinti funkcijų  $g_{g,e}(R)$  grafikai (3.22 pav., 5 ir 6 kreivės) apgaubia skaitinio modeliavimo [25, 85, 127] ir [143] eksperimento  $g_{g,e}(R)$  duomenis (3.22 pav.). Savaime aišku, jog tarpiniams  $\varepsilon_w$  apskaičiuotųjų  $g_{g,e}(R)$  funkcijų grafikai išsidėsto nuosekliai tarp pateiktų ribinių. Lašeliams smulkėjant, pastebimas nuoseklus ribinių  $g_{g,e}(R)$  grafikų suartėjimas, kas atitinka eksperimentu apibrėžtą vandens lašelių pusiausviro garavimo greičio kitimo tendenciją. Esminę įtaką tam turi krantinčio spinduliuotės srauto mažesnės dalies sugėrimas ir susiskirstymas smulkesniuose vandens lašeliuose (3.21 pav.).



**3.23 pav.** Dūmų drėgnumo ir lašelių stambumo įtaka lašelių šilimui ir garavimui sudėtinio šildymo atveju.  $R$ , mm: (1) 0,05; (2) 0,1; (3) 0,15; (4) 0,2;  $X_{g,d}$ : (5) 0; (6) 0,05; (7) 0,1; (8) 0,15;  $t_{l,0} = 40$  °C;  $t_w = t_g = 860$  °C;  $Re = 100$ ;  $\varepsilon_w = 1$

Vandens lašelių terminę būseną sudėtinio šildymo atveju ir fazinius virsmus ryškiai veikia dūmų drėgnumas. Apskaičiuotųjų  $t_R(Fo)$  ir  $g_g(Fo)$  funkcijų grafikai netgi santykinai nedidelio vandens garo tūrine  $X_{g,d} = 0; 0,05; 0,1$  ir  $0,15$  dalimi apibrėžto drėgnumo dūmuose susiskirsto į keturias kreivių šeimas (3.23 pav.). Kiekvienoje grafikų šeimoje kreivės pusiausviro garavimo režime išsidėsto nuosekliai augančia tvarka pagal didėjančią lašelių skersmenį ir apibrėžia savitą  $t_e$

temperatūrą (3.23 pav., a) ir savitą pusiausviro garavimo  $g_g$  greitį (3.23 pav., b). Žemiausia  $t_e \approx 73,6$  °C temperatūra apskaičiuota, kai  $X_{g,d} = 0$  ir  $R = 0,05$  mm, o aukščiausia  $t_e \approx 80,3$  °C, kai  $X_{g,d} = 0,15$  ir  $R = 0,2$  mm, t. y. modeliuotais atvejais apibrėžtas galimas 6,7 °C lašelių pusiausviro garavimo temperatūros išaugimas dėl skirtingo dūmų drėgnumo ir savito spinduliuotės sugėrimo. Pagal lašelių dispersiškumą  $t_e$  temperatūra  $X_{g,d} = 0$  grupėje nuo 73,6 °C išaugo 1,7 °C,  $X_{g,d} = 0,05$  grupėje nuo 75,6 °C išaugo 1,5 °C,  $X_{g,d} = 0,1$  grupėje nuo 77,9 °C išaugo 0,9 °C ir  $X_{g,d} = 0,15$  grupėje nuo 79,2 °C išaugo 1,1 °C, kai lašelio skersmuo nuo 0,1 mm atitinkamai išaugo iki 0,4 mm.

Lašelio fazinius virsmus apibrėžiančio garo srauto  $g(\text{Fo})$  grafikai pereinamajame režime susiskirsto į keturias kreivių šeimas pagal lašelių dispersiškumą, atitinkamai  $R = 0,05, 0,1$  ir  $0,15$  ir  $0,2$  mm (3.23 pav., b, 5–8 kreivės). Nuo stambesnių lašelių sklinda stipresnis garo srautas. Kiekvienoje grafikų šeimoje kreivės išsidėsto nuosekliai augančia tvarka pagal didėjančią oro srauto drėgnumą. Silpniausias pusiausviro  $g_e \approx 28,3 \cdot 10^{-9}$  kg/s garo srautas apskaičiuotas, kai  $X_{g,d} = 0,15$  ir  $R = 0,05$  mm, o aukščiausias  $g_e \approx 125,3 \cdot 10^{-9}$  kg/s, kai  $X_{g,d} = 0$  ir  $R = 0,2$  mm, t. y. modeliuotais atvejais apibrėžtas galimas  $97 \cdot 10^{-9}$  kg/s pusiausviro garavimo garo srauto išaugimas dėl oro drėgnumo ir spinduliuotės sugėrimo lašeliuose pokyčio. Pusiausviro garavimo 0,1 mm skersmens lašelių apskaičiuotasis garo  $g_e \cdot 10^{-9}$  kg/s srautas yra 28,6, 28,5, 28,4 ir 28,3, kai  $X_{g,d}$  atitinkamai yra 0, 0,05, 0,1 ir 0,15. Pusiausviro garavimo 0,4 mm skersmens lašelių apskaičiuotasis  $g_e \cdot 10^{-9}$  kg/s srautas yra 125,3, 124,9, 124,4 ir 123,1, kai  $X_{g,d}$  yra atitinkamai 0, 0,05, 0,1 ir 0,15. Būtina pastebėti, jog drėgnesnio oro sraute jau matomas ir kondensacinis fazinių virsmų režimas, kurį apibrėžia sąlyginai neigiamu laikomas susikondensuojančio garo srautas (3.23 pav., b.). Fazinių virsmų lašelio paviršiuje intensyvumą apibrėžia garo srauto  $m_g$  tankis, kurio grafikai pereinamajame režime taip pat susiskirsto į keturias kreivių šeimas pagal lašelių dispersiškumą, tačiau didžiausias fazinių virsmų intensyvumas charakteringas smulkesniems lašeliams.

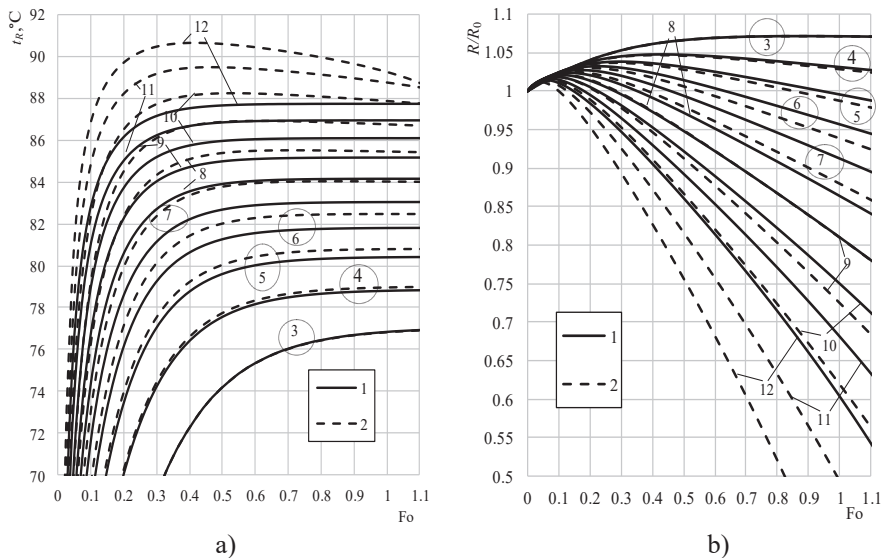
### Skyrelio apibendrinimas

Apskaičiuotasis vandens lašelių pusiausviro garavimo greitis aukštos temperatūros ore sudėtinio šildymo atveju, kai spinduliuoja iki oro temperatūros įkaitintos ribojančios sferinės kameros sienelės, gerai dera su kitų autorių skaitinio ir eksperimentinio tyrimų rezultatais, kas patvirtina taikomos skaitinio modeliavimo metodikos patikimumą.

Pagal skaitinio tyrimo rezultatus pagrįsta, kad į biokuro kūryklos dūmus įpurškiamo kondensato terminė būsena ir faziniai virsmai yra smarkiai paveikiami dūmų drėgnumo ir lašelių dispersiškumo, kuris apibrėžia spinduliuotės srauto sugėrimą ir susiskirstymo savitumą lašelyje. Dūmų temperatūros spartinantį efektą lašelių šilumai ir garavimui galima ir taip numanyti. Tačiau spinduliuotės įtaką sudėtinių šilumokaitos ir fazinių virsmų procesų sąveikoje išryškinti gali tik nuodugnesnis vandens lašelių fazinių konvekcinių ir sudėtinio šildymo atvejais palyginamasis įvertinimas.

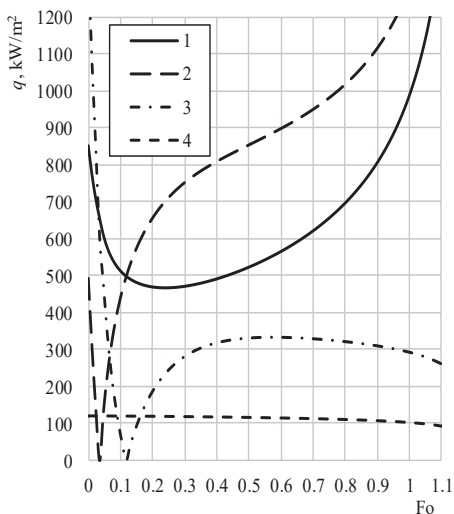
### 3.3.3. Spinduliavimo įtaka lašelio sudėtiniam šilumos ir masės mainams

Spinduliuotės įtakai biokuro  $X_{g,d} = 0,4$  drėgnumo dūmuose išpurkšto kondensato pernašos procesams apibrėžti sumodeliuotas  $40\text{ }^\circ\text{C}$  temperatūros vandens lašelio šilimas ir pereinamieji faziniai virsmai  $t_d = 100\text{--}1000\text{ }^\circ\text{C}$  temperatūros atvejais vykstant konvekciniam ir sudėtiniam šildymui. Dūmų temperatūra nuosekliai didinta kas  $100\text{ }^\circ\text{C}$ . Lašelio konvekcinis šildymas apibrėžtas Reinoldso  $Re_0 = 100$  kriterijumi, kai pradinis lašelio skersmuo  $2R_0 = 500$  mikrometrų. Prie atitinkamų oro srauto parametrų apskaičiuotasis lašelio aptekėjimo (santykinio slydimo) greitis  $\Delta w_l \approx 4,45\text{--}25,3$  m/s lašelio fazinių virsmų režimuose išlaikytas pastovus. Skaitiniam modeliavimui atramine pasirinkta Furje kriterijaus  $Fo \approx 0,12$  vertė, kuri yra artima  $100\text{ }^\circ\text{C}$  temperatūros ore šylančio vandens lašelio pereinamųjų fazinių virsmų režimo trukmei. Tuomet visais modeliuotais atvejais vandens lašelis pašilo iki  $t_e$  temperatūra apibrėžtos pusiausviros garavimo terminės būsenos (3.24 pav., a), o aukštos temperatūros oro sraute lašelis spėjo ir išgaruoti (3.24 pav., b). Laiko žingsnis skaitinėje schemoje kiekvienu modeliavimo atveju buvo parenkamas taip, kad būtų vykdoma apie 100 iteracinių ciklų lašelio momentinei  $t_{R,i}$  temperatūrai apibrėžti.

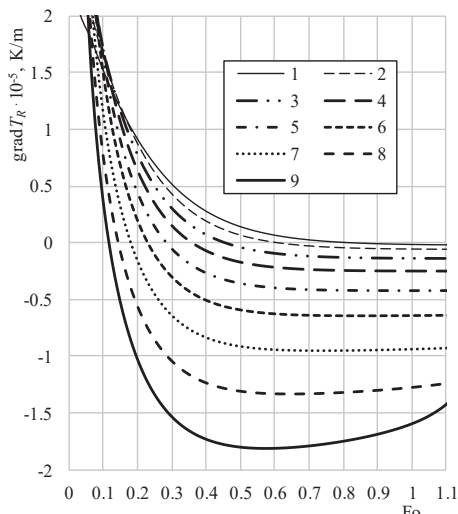


**3.24 pav.** Lašelių šilimas (a) ir garavimas (b) skirtingos temperatūros drėgnų dūmų sraute konvekcinio (1) ir sudėtinio (2) šildymo atveju.  $t_{l,0} = 40\text{ }^\circ\text{C}$ ;  $Re_0 = 100$ ;  $R_0 = 0,25$  mm;  $p_B = 0,1$  MPa;  $X_{g,d} = 0,4$ ;  $t_d$ ,  $^\circ\text{C}$ : (3) 100, (4) 200, (5) 300, (6) 400, (7) 500, (8) 600, (9) 700, (10) 800, (11) 900, (12) 1000

Visais modeliuotais atvejais rasos taško temperatūra  $t_{r,r} \approx 76,5\text{ }^\circ\text{C}$ . Kadangi  $t_{r,r}$  yra aukštesnė už lašelio pradinę  $t_{l,0} = 40\text{ }^\circ\text{C}$  temperatūrą, todėl pradžioje vyko kondensacinis režimas ir lašelis intensyviai šilo (3.24 pav., a). Lašelio skersmuo augo plečiantis šylančiam vandeniui ir paviršiuje susikondensuojant vandens garui (3.24 pav., b). Kondensacinio režimo trukmei didelę įtaką daro dujų srauto temperatūra, o spinduliavimo įtaka nėra nedidelė.

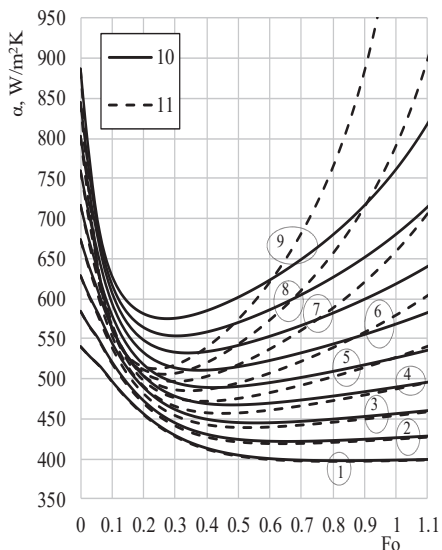


a)

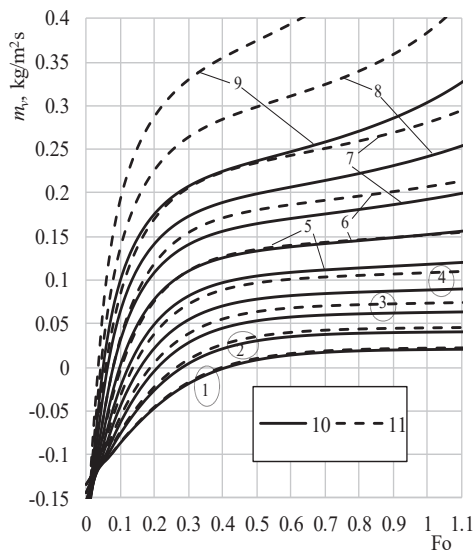


b)

**3.25 pav.** Šilumos srautai (a) ir temperatūros gradientas lašelyje (b) sudėtinio šildymo atveju.  $t_{l,0} = 40\text{ }^{\circ}\text{C}$ ;  $\text{Re}_0 = 100$ ;  $R_0 = 0,25\text{ mm}$ ;  $p_B = 0,1\text{ MPa}$ ;  $X_{g,d} = 0,4$ ; Paveiksle (a): (1)  $q=q_{c,d}$  (2)  $q=q_f$ , (3)  $q=q_{c,l}$ , (4)  $q=q_r$ ;  $q_0, \text{ kW/m}^2$ : (1) 851,4; (2) 493,7; (3) 1345,1; (4) 120,2;  $t_d = 1000\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Paveiksle (b)  $t_d, ^{\circ}\text{C}$ : (1) 200, (2) 300, (3) 400, (4) 500, (5) 600, (6) 700, (7) 800, (8) 900, (9) 1000



a)

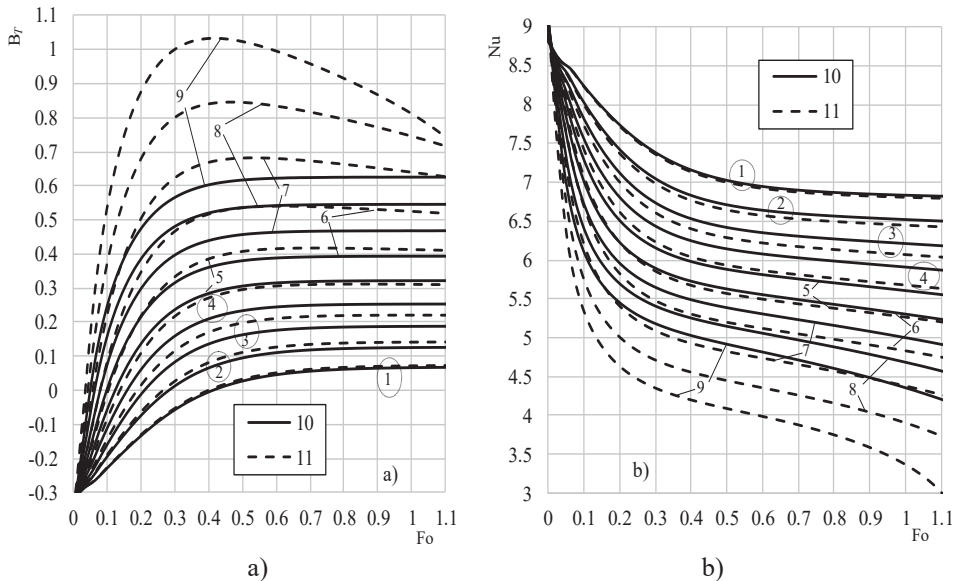


b)

**3.26 pav.** Lašelio šilumos atidavimo koeficiento (a) ir garo srauto tankio (b) dinamika konvekcinio (10) ir sudėtinio (11) sudėtinio šildymo atveju.  $t_{l,0} = 40\text{ }^{\circ}\text{C}$ ;  $\text{Re}_0 = 100$ ;  $R_0 = 0,25\text{ mm}$ ;  $p_B = 0,1\text{ MPa}$ ;  $X_{g,d} = 0,4$ ;  $t_d, ^{\circ}\text{C}$ : (1) 200, (2) 300, (3) 400, (4) 500, (5) 600, (6) 700, (7) 800, (8) 900, (9) 1000



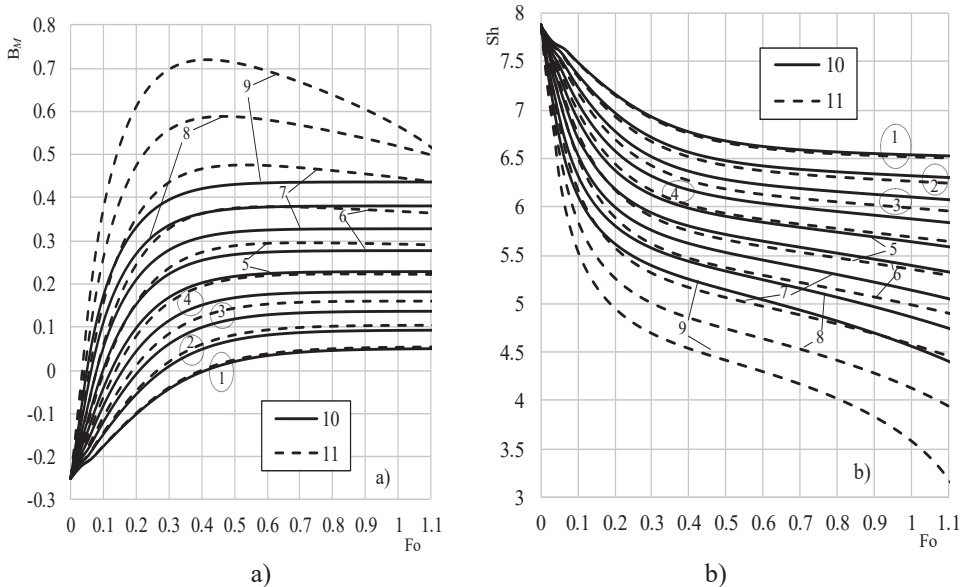
Sudėtinio šildymo atveju šilumos srautų (3.25 pav., a) kitimo dinamika yra savita ir kokybiškai ryškiai skiriasi nuo konvekcinio šildymo atvejo (3.18 pav.). Šilumos srautų dinamikos savitumas ir apibrėžia lašelio terminės ir energinės būsenų bei fazinių virsmų parametrus skirtingos kitimo tendencijos konvekcinio ir sudėtinio šildymo atvejais bei atskleidžia spinduliuotės srauto įtaką sudėtinių pernašos procesų sąveikoje. Sąveikos poveikio mechanizmas lašelio terminėi būsenai atsiskleidžia per temperatūros lauko gradiento kokybinį pokytį dėl spinduliuotės įtakos (3.25 pav., b). Konvekcinio šildymo atveju kondensaciniame režime ir pereinamojo garavimo režime temperatūros lauko gradientas yra teigiamas. Sudėtinio šildymo atveju lašelio vidinius sluoksnius papildomai intensyviai šildo sugeriamos spinduliuotės srautas, todėl pereinamojo garavimo režime lašelyje susiformuoja neigiamo gradiento temperatūros laukas, ir sugeriamo spinduliuotės srauto dalis vidine konvekcija išteka į lašelio paviršių ir dalyvauja garinant vandenį. Pusiausviro garavimo pradžią apibrėžia šilumos konvekcijos lašelyje  $q_{c,d}$  srauto grafiko kreivės antrasis susikirtimas su spinduliuotės  $q_r$  srauto grafiko kreive (3.25 pav., a). Pusiausviro garavimo režime lašelis aušta (3.24 pav., a). Auštančio lašelio entalpijos energinis indėlis pusiausviro garavimo šilumos balanse yra proporcingas 2 ir 1 kreivėmis apibrėžtam plotui, kai  $Fo > Fo_e$  (3.25 pav., a), tačiau dar reikia atmesti plotu po kreive 4 apibrėžtą spinduliuotės įtaką.



**3.27 pav.** Spaldingo šilumos pernašos parametro (a) ir Nuselto  $Nu \equiv Nu_f$  kriterijaus (b) dinamika konvekcinio (10) ir sudėtinio (11) šildymo atveju.  $t_{l,0} = 40^\circ\text{C}$ ;  $Re_0 = 100$ ;  $R_0 = 0,25\text{ mm}$ ;  $p_B = 0,1\text{ MPa}$ ;  $X_{g,d} = 0,4$ ;  $t_d, ^\circ\text{C}$ : (1) 200, (2) 300, (3) 400, (4) 500, (5) 600, (6) 700, (7) 800, (8) 900, (9) 1000

Spinduliuotės poveikį lašelio konvekciniame šildyme apibrėžia šilumos atidavimo koeficiento  $\alpha$  [ $\text{W}/\text{m}^2\text{K}$ ] dinamikos pokytis sudėtinio šildymo atveju (3.26 pav., a). O šilumos atidavimo koeficientą lašelio fazinių virsmų režimuose apibrėžia Stefano hidrodinaminio srauto įtaką įvertinančio Spaldingo šilumos

pernašos  $B_T$  parametro (3.27 pav., a) poveikis konvekcinio šildymo intensyvumą nusakančiam Nuselto  $Nu_f$  kriterijui (3.27 pav., b). Spinduliavimo poveikį lašelio faziniams virsmams apibrėžia garo srauto tankio dinamikos pokytis sudėtinio šildymo atveju (3.26 pav., b). O garo srautą lašelio fazinių virsmų režimuose apibrėžia Stefano hidrodinaminio srauto įtaką įvertinančio Spoldingo pernašos  $B_M$  parametro (3.28 pav., a) poveikis fazinių virsmų intensyvumą nusakančiam Šervudo  $Sh_f$  kriterijui (3.28 pav., b).



**3.28 pav.** Spoldingo masės pernašos parametro (a) ir Šervudo  $Sh=Sh_f$  kriterijaus (b) dinamika konvekcinio (10) ir sudėtinio (11) šildymo atveju.  $t_{i,0} = 40\text{ °C}$ ;  $Re_0 = 100$ ;  $R_0 = 0,25\text{ mm}$ ;  $p_B = 0,1\text{ MPa}$ ;  $X_{g,d} = 0,4$ ;  $t_d, \text{ °C}$ : (1) 200, (2) 300, (3) 400, (4) 500, (5) 600, (6) 700, (7) 800, (8) 900, (9) 1000

### Skyrelio apibendrinimas

Skaitinio vandens lašelio sudėtinių šilumos ir masės mainų biokuro dūmų sraute modeliavimo rezultatais patvirtinta, jog kondensaciniame režime lašelio konvekcinis šildymas, palyginti su kietos dalelės atveju, sustiprėja, o garavimo režime susilpnėja. Tai paaiškinama garo srauto poveikiu lašelį supančiam šiluminiam pasienio sluoksniui.

Kondensaciniame režime aukštos temperatūros vandens garo srautas sklinda link lašelio ir, ataušęs iki rasos taško temperatūros, kondensuojasi ant lašelio paviršiaus. Tai sudaro prielaidas šiluminio pasienio sluoksniui „suplonėti“ ir konvekcinio šilumos atidavimo proceso termininei varžai sumažėti.

Garavimo režime santykinai šaltas lašelio paviršiuje generuojamo sotaus garo srautas sklinda nuo lašelio ir perkaista iki dūmų temperatūros. Tai sudaro prielaidas šiluminio pasienio sluoksniui „pastorėti“ ir konvekcinio šilumos atidavimo proceso termininei varžai išaugti.

Šiluminio sluoksnio storio pokytį apibrėžia sklindančio garo srauto intensyvumas, kuriam yra reikšmingas Stefano hidrodinaminio srautas. Pastarojo įtaką apibrėžiant apskaičiuotaisiais Spoldingo pernašos  $B_T$  ir  $B_M$  parametrais, tenka įvertinti lašelio terminės ir energinės būsenos kitimą fazinių virsmų režimuose, kuriam ypač reikšmingas sugeriamo lašelyje spinduliuotės srauto poveikis.

Pusskaidrio lašelio nestacionarųjų temperatūros lauką ir jo gradientą smarkiai paveikia pusskaidriame lašelyje sugeriamos spinduliuotės sugėrimo procesas ir skysčio cirkuliavimo lašelyje intensyvumas. Spinduliuotės sugėrimo procesą apibrėžia skysčio (modeliuotais atvejais vandens) optinės spektrinės charakteristikos ir lašelių dispersiškumas, o skysčio cirkuliovimą apibrėžia lašelio slydimo greitis dūmų sraute.

Vandens lašelio šilumą ir fazinius virsmus biokuro dūmų sraute apibrėžia dūmų drėgnumas ir temperatūra, kuriai augant išryškėja spinduliuotės srauto esminis poveikis jo terminėi būsenai, kurią sugertas spinduliuotės srautas veikia tiesiogiai. Spinduliuotės poveikis pasireiškia temperatūros lauko kiekybinėmis ir kokybinėmis deformacijomis.

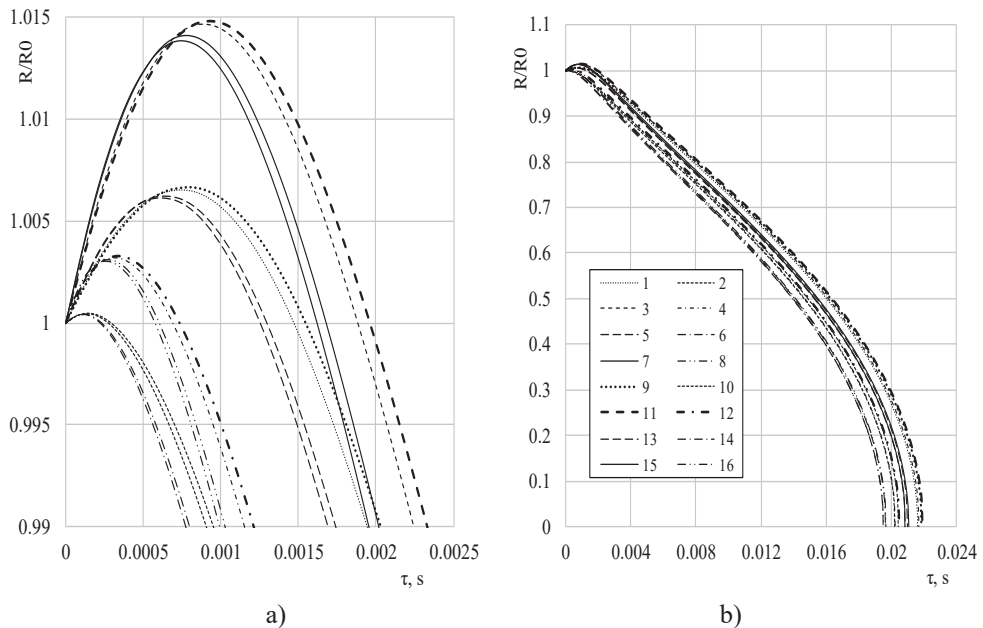
Spinduliuotės poveikis lašelio konvekciniam šildymui ir faziniams virsmams yra netiesioginis ir pasireiškia per sukeliamus apskaičiuotųjų Spoldingo pernašos parametrų pokyčius. Vandens lašeliui garuojant  $1000\text{ }^\circ\text{C}$  temperatūros aukšto  $X_{g,d} = 0,4$  drėgnumo dūmuose sudėtinio šildymo atveju, dėl spinduliovimo poveikio užfiksuotas 40 procentų siekiantis Spoldingo pernašos apskaičiuotųjų parametrų išaugimas. Tai nulėmė apskaičiuotųjų Nuselto ir Šervudo kriterijų išaugimą iki 1,8 ir 15 procentų kondensaciniame režime ir sumažėjimą iki atitinkamai 16 ir 32 procentų garavimo režime.

### **3.3.4. Vandens lašelių nulekiamas kelias kūryklos dūmuose**

Tolimesnei biokuro deginimo technologijų plėtrai pramonėje ir energetikoje svarbu ne tik didinti jų efektyvumą, bet ir kiek įmanoma sumažinti išmetamų teršalų emisijas. Tam pasitarnauja tinkamai organizuotas vandens įpurškimas biokuro deginimo technologijose. Pagal teršalų mažinimo metodiką galima sąlyginai išskirti kontrolės prieš degimo procesą, degimo reakcijos metu ir po degimo reakcijos etapus [175]. Degimo procesą galima sureguliuoti vandens garo srautu [176], o, tikslingai įpurškiant vandenį, galima efektyviai sumažinti lokalinę fakelo aukščiausią temperatūrą ir slopinti greitųjų azoto oksidų susidarymą kūrykloje. Į kūryklos dūmų srautą įpurškiant vandenį, galima kartu pridėti toksogenų koncentracijas reikšmingai sumažinančių skystųjų katalizatorių. Svarbu tinkamai sureguliuoti vandens įpurškimo procesą pagal lašelių dispersiškumą ir judėjimo dinamiką, kad didžioji vandens dalis būtų išgarinta reikiamoje fakelo zonoje, o vandens lašeliai kūryklos dūmuose spėtų išgaruoti prieš jiems patenkant į technologinius šilumokaičius. Todėl inžinerinei vandens išpurškimo praktikai svarbi yra vandens lašelių nulekiamą kelią aukštos temperatūros biokuro dūmų sraute apibrėžianti diagrama.

Biokuro dūmų sraute įpurkšto vandens lašelių šilumos ir masės mainai vyksta plačiame kraštinių sąlygų diapazone. Modeliuojamas biokuro dūmų ir vandens lašelių srautas apibrėžtas santykinai žemos  $t_d = 800\text{ }^\circ\text{C}$  arba aukštos  $t_d = 950\text{ }^\circ\text{C}$

temperatūros žemo  $X_{g,d} = 0,15$  arba vidutinio  $X_{g,d} = 0,25$  drėgnumo  $w_d = 13$  m/s arba  $w_d = 25$  m/s greičiu tekančiu oro srautu, kuriame įpurkšto  $t_l = 25$  °C arba 50 °C temperatūros vandens lašelių pradinis slydimo greitis yra  $\Delta w_l = 40$  m/s arba  $\Delta w_l = 73$  m/s. Vandens dispergatorių generuojamų lašelių dispersiškumo spektras platus, todėl jis apibrėžtas kintančiu  $2R$  jų skersmeniu nuo 25 iki 500 mikrometrų. Kadangi lašelių nukliamą kelią galima apibrėžti tik pagal jų fazinių virsmų režimų pilno ciklo modeliavimo rezultatus, todėl įvertinti visų galimų kraštinių sąlygų variantų praktiškai neįmanoma, nes skaitinio tyrimo apimtis ir mašininio skaičiavimo laiko sąnaudos taptų nerealiai didelės. Ypač modeliavimo laikas išauga lašelių viso fazinių virsmų ciklo sudėtinio šildymo atvejais dėl imlaus laikui lokalinio spinduliuotės srauto lašelyje apskaičiavimo. Todėl nutarta skaitinį tyrimą vykdyti dviem etapais. Pirmojo etapo tyrimo tikslas buvo atrinkti konkretaus lašelio kritinį kelią konvekcinio šildymo atveju apibrėžiančius dūmų srauto kraštinių sąlygų variantus, antrajame etape numatant jų bazėje baigtiniais papildomais tyrimais sudėtinio šildymo įtakos įvertinimą.



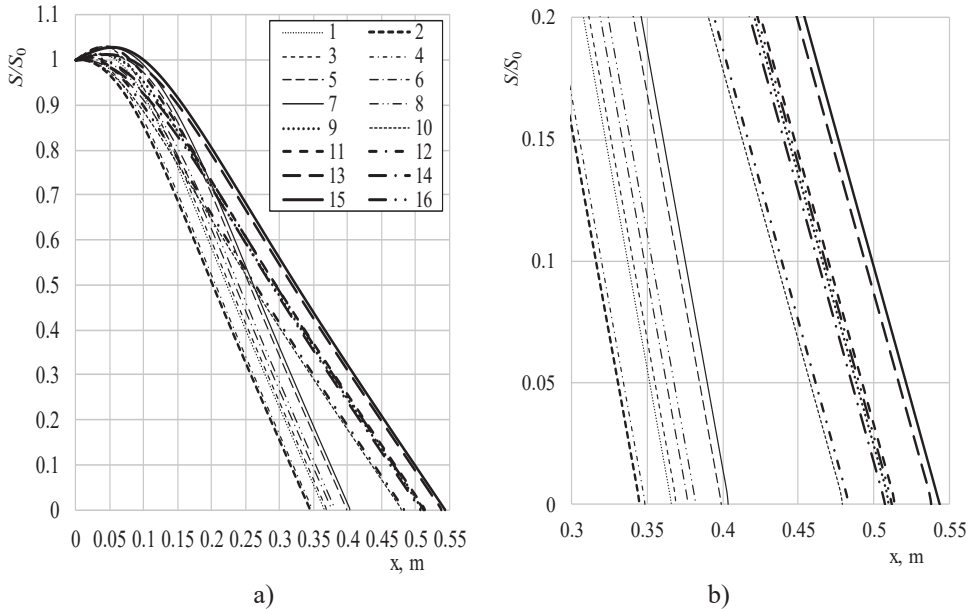
**3.29 pav.** Lašelio santykinio skersmens kitimas pradinėje fazinių virsmų stadijoje (a) ir pilname cikle (b). Konvekcinės šilumokaitos ir fazinių virsmų kraštinės sąlygos:  $X_{g,d}$ : (1, 2, 5, 6, 9, 10, 13, 14) 0,15; (3, 4, 7, 8, 11, 12, 15, 16) 0,25;  $w_d$ , m/s: (1-8) 13, (9-16) 20;  $t_{l,0}$ , °C: (1, 3, 5, 7, 9, 11, 13, 15) 25; (2, 4, 6, 8, 10, 12, 14, 16) 50;  $w_{l,0}$ , m/s: (1-4) (9-12) 53; (5-8, 13-16) 83;  $t_d = 800$  °C;  $2R_0 = 50$   $\mu\text{m}$

Pirmajame etape sumodeliuotas 25 mikrometrų skersmens lašelio fazinių virsmų ciklas galiojant 16-kai ribinių kraštinių sąlygų konvekcinio šildymo (1.11) atveju. Kraštinės sąlygos pateiktos lašelio santykinio skersmens kitimą apibrėžiančiame 3.29 paveikslo apraše. Tokio tyrimo rezultatai yra artimi sudėtinio

šildymo atvejui, kadangi, kaip rodo ankstesnio tyrimo patirtis, spinduliavimo įtaka smulkiųjų grupės lašeliams yra paneigta.

Labai patogi geometrinė fazinių virsmų baigiamojoje stadijoje grafinė interpretacija. Konvekcinio šildymo atveju pusiausviro garavimo režime lašelio plotas kinta tiesiškai, ir tai „lašo“ tyrimuose žinoma kaip „d<sup>2</sup>“ taisyklė [177]. Lašelio nulekiamas kelias apibrėžiamas  $x$ , m koordinate, kuri lašelio fazinių virsmų režimų ciklo realaus laiko  $\tau$ , s skale susiejama pagal numatytą laiko kitimo pastovų  $\Delta\tau$ , s žingsnį ir lašelio vidutinį greitį jame:

$$x_{i>1} = x_{i-1} + \frac{w_{Li} + w_{Li-1}}{2} \cdot \Delta\tau, \text{ kai } x_1 = 0. \quad (3.5)$$

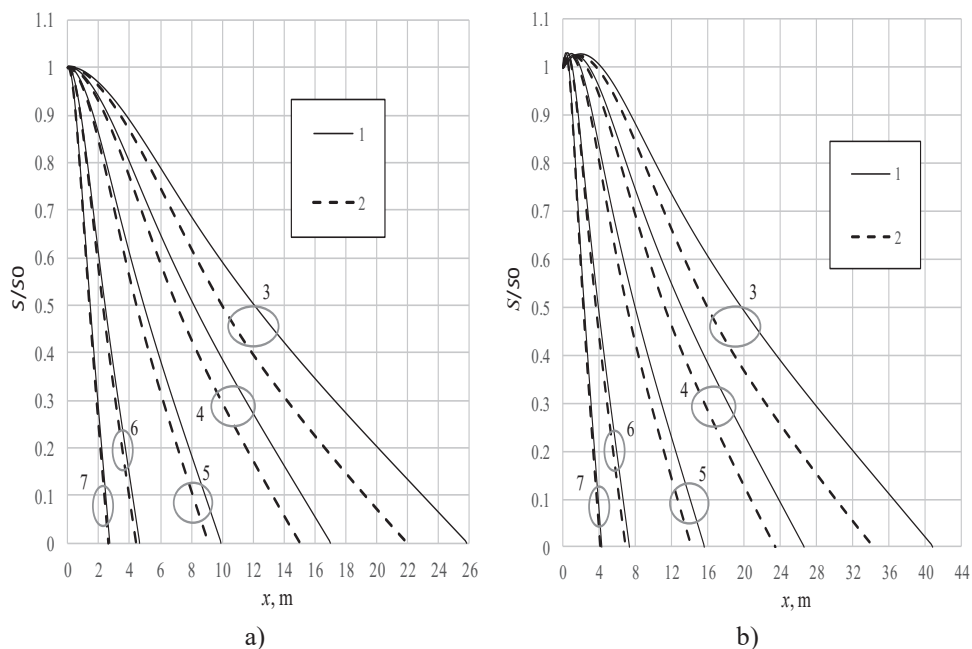


**3.30 pav.** Lašelio santykinio paviršiaus ploto kitimas pilname fazinių virsmų režimų cikle (a) ir jo baigiamojoje stadijoje (b). Kraštinės sąlygos atitinka 3.29 pav.

Tiesiškas lašelio paviršiaus ploto kitimas pusiausviro garavimo režime išlieka ir funkcijos  $4\pi R^2(x)$  atžvilgiu (3.30 pav.).  $S(x)$  funkcijų grafikai susigrupuoja į dvi pagal dūmų srauto greitį identifikuojamas ilgesnio ir trumpesnio nueito kelio kreivių šeimas. Pagal  $R(\tau)$  (3.29 pav.) ir  $S(x)$  (3.30 pav.) funkcijų grafikus aiškiai matosi, jog ribines kreives šiuose grafikuose apibrėžia skirtingos kraštinės sąlygos.  $R(\tau)$  funkcijų grafike ribines kreives baigiamojoje fazinių virsmų stadijoje apibrėžia 6 ir 12 kraštinių sąlygų variantai (3.29 pav., b), o  $S(x)$  funkcijų grafike ribines kreives apibrėžia 2 ir 15 kraštinių sąlygų variantai (3.30 pav., b). Lašelio išgaravimo laikui didelę įtaką daro jo išaugimas pradinėje fazinių virsmų stadijoje (3.29 pav., a), kuri nulemia šylančio vandens plėtimasis ir sustiprina galimas garo kondensacijos procesas. Tam svarbi kuo žemesnė įpurškiamo vandens temperatūra ir kuo didesnis dūmų drėgnumas. Nueinamam keliui iki išgaruojant dar yra svarbūs lašelio pradinio greičio ir dujų srauto greičio faktoriai. Pradinis greitis apibrėžia lašelio nulekiamą kelią pereinamųjų fazinių virsmų režime. Dujų srauto greitis apibrėžia jų nešamo

lašelio nuėinamą kelią pusiausviro garavimo režime, kuris tiesiogiai susijęs su dujų srauto greičiu, kai lašelio slydimas dėl trinties jėgų poveikio jau būna smarkiai susilpnėjęs.

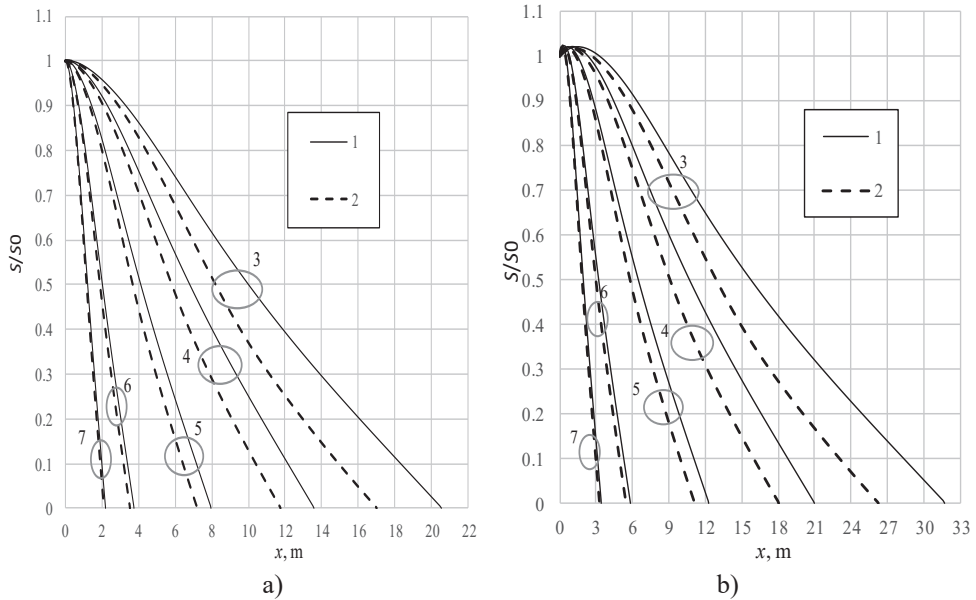
Antrajam lašelių sudėtinės šilumokaitos skaitinio modeliavimo etapui trumpiausią  $x_{min}$  ir ilgiausią  $x_{max}$  nukėliamą kėlių kūryklos dūmų sraute apibrėžiantys I ir II kraštinių sąlygų variantai atitinkamai parinkti atsižvelgus į pirmajame tyrimo etape išryškėjusias tendencijas. Sąlyginai trumpiausiam lašelių nukėliamam  $x_{min}$  kėliui apibrėžti kraštinės sąlygos parinktos remiantis buvusiu 2 variantu, kai  $X_{g,d} = 0,15$ ;  $w_d = 13$  m/s;  $t_{l,0} = 50$  °C,  $w_{l,0} = 53$  m/s. Sąlyginai ilgiausiam lašelių nukėliamam  $x_{max}$  kėliui apibrėžti kraštinės sąlygos parinktos remiantis buvusiu 15 variantu, kai  $X_{g,d} = 0,25$ ;  $w_d = 20$  m/s;  $t_{l,0} = 25$  °C, tačiau įvertinus didžiausią lašelio pradinį slydimo  $\Delta w_{l,0} = 70$  m/s greitį. Daroma prielaida, jog šios kraštinės sąlygos apibrėš  $x_{min}$  ir  $x_{max}$ , nepriklausomai nuo lašelių dispersiškumo, dujų temperatūros ir šildymo. Vandens lašelių dispersiškumas apibrėžtas  $2R_0 = 20, 40, 70, 100, 150, 200, 300, 400$  ir  $500$  mikrometrų skersmenimis. Atliktas platus skaitinis tyrimas lašelių konvekcinio ir sudėtinio šildymo atvejais, kai  $t_d = 800$  °C ir  $t_d = 950$  °C.



**3.31 pav.** Vandens išpurškimo dispersiškumo įtaka  $S(x)$  funkcijų grafikams ir  $x_{min}$  (a) ir  $x_{max}$  (b) kėliui lašeliui garuojant  $800$  °C dūmuose konvekcinio (1) ir sudėtinio (2) šildymo atvejais.  $R_0$ ,  $\mu\text{m}$ : (3) 250; (4) 200; (5) 150; (6) 100; (7) 75

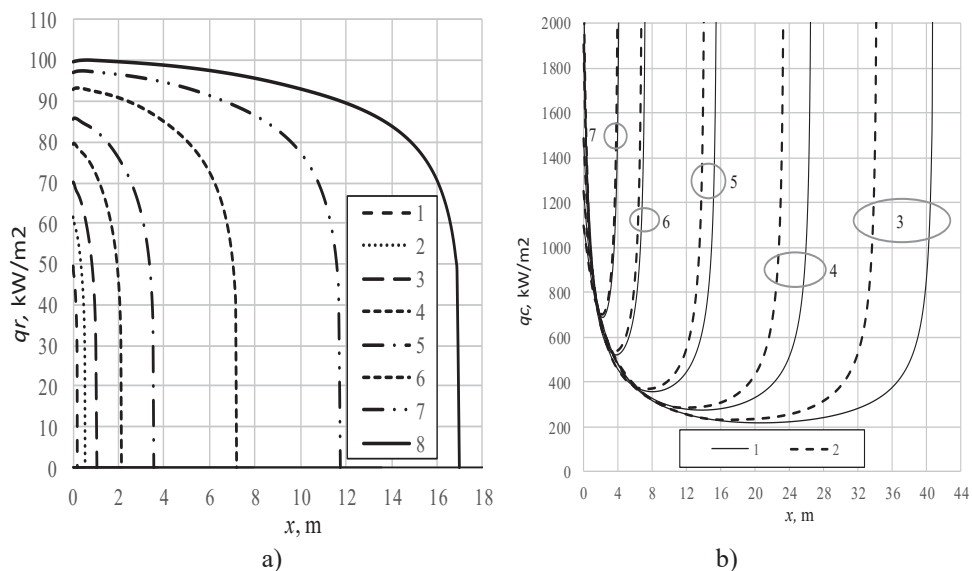
Skirtingo dispersiškumo lašelių apskaičiuotųjų  $S(x)$  funkcijų grafikai jiems šylant I ir II atvejais apibrėžtomis kraštinėmis sąlygomis  $800$  °C temperatūros (3.31 pav.) ir  $950$  °C temperatūros (3.32 pav.) dūmuose apibrėžia lašelių nukėliamą trumpiausią (3.31 pav., a ) ir ilgiausią (3.31 pav., b ) kelią, kuriame jie visiškai išgaruoja. Lašelių faziniams virsmams ir judėjimo dinamikai yra svarbi sudėtiniame šildyme dalyvaujančių konvekcinio ir radiacinio šilumos srautų dinamika, kurią

apibrėžia lašelių dispersiškumas (3.33 pav.). 800 °C temperatūros dūmuose II variantu apibrėžtomis kraštinėmis sąlygomis šylančio lašelio apskaičiuotasis šilumos srauto tankis  $q_{c,c}$ , kW/m<sup>2</sup> yra 5551,9, 3767,2, 2970, 2285,4, 1907,1, 1487,4, 1252,1 ir 1097,9, kai  $R_0$ , μm atitinkamai yra 20, 35; 50, 75, 100. 150, 200 ir 250. Sudėtinio šildymo atveju apskaičiuotasis tankis  $q_{c,c+r}$ , kW/m<sup>2</sup> atitinkamai yra 5471,7, 3765,2, 2968, 2284,1, 1906,1, 1486,6, 1251,4 ir 1097,3. Pradinėje fazinių virsmų stadijoje konvekcinio šildymo intensyvumas silpnėja (3.23 pav., b) dėl slydimo greičio mažėjimo ir šylančio lašelio temperatūros augimo apibrėžto temperatūros skirtumo tarp dūmų ir lašelių paviršiaus temperatūrų mažėjimo.



**3.32 pav.** Vandens išpurškimo dispersiškumo įtaka  $S(x)$  funkcijų grafikams ir  $x_{min}$  (a) ir  $x_{max}$  (b) keliui lašeliui garuojant 950 °C dūmuose konvekcinio (1) ir sudėtinio (2) šildymo atvejais.  $R_0$ , μm: (3) 250; (4) 200; (5) 150; (6) 100; (7) 75

Pusiausvirai garuojančio lašelio terminė būseną mažai tepakinta, todėl reikšmingesnis tampa garuojančio lašelio mažėjimo efektas. Lašelių paviršiaus plotui nuosekliai mažėjant, konvekcines šilumos srauto tankis pradeda augti, ir augimo sparta labai didelė baigiamojame garavimo stadijoje (3.33 pav., b). Lašelyje sugeriamą spinduliuotės srautą apibrėžia jo stambumas ir spinduliuojančio šaltinio temperatūra. 50 °C temperatūros vandenį išpurškus į 950 °C temperatūros dūmus, lašeliuose sugeriamo spinduliuotės pradinio srauto apskaičiuotasis tankis  $q_{r,R}$ , kW/m<sup>2</sup> yra 49,64, 67,95, 81,51, 92,74, 98, 101,16, 10,61 ir 108,78, kai lašelio spindulys mikrometrais atitinkamai yra 10, 25, 50, 100, 150, 200, 325 ir 500. Žemesnės 800 °C temperatūros dūmuose atitinkamo skersmens lašelis sugeria mažesnę 33,33, 44,14, 52,33, 58,5, 61,11, 62,59, 64,53 ir 65,82 kW/m<sup>2</sup> spinduliuotės srautą. Spinduliuotės srautas pereinamųjų fazinių virsmų režime nedaug tepakinta, pusiausviro garavimo režime mažėja daugmaž tolygiai, o baigiamojame garavimo stadijoje staigiai artėja link nulinės vertės (3.33 pav., a).



**3.33 pav.** Lašelių stambumo įtaka radiaciniam (a) ir konvekciniam (b) šildymo srautams. Kraštinės sąlygos: a):  $X_{g,d} = 0,15$ ;  $t_d = 950$  °C;  $w_d = 13$  m/s;  $t_{l,0} = 50$  °C;  $\Delta w_{l,0} = 40$  m/s;  $R_0$ ,  $\mu\text{m}$ : (1) 20; (2) 35; (3) 50; (4) 75; (5) 100; (6) 150, (7) 200, (8) 250. b): (1) konvekcinis šildymas; (2) sudėtinis šildymas;  $X_{g,d} = 0,25$ ;  $t_d = 800$  °C;  $w_d = 20$  m/s;  $t_{l,0} = 25$  °C  $\Delta w_{l,0} = 70$  m/s;  $R_0$ ,  $\mu\text{m}$ : (3) 250; (4) 200; (5) 150; (6) 100; (7) 75

### Skyrelio apibendrinimas

Kaip lašelių nueinamą kelią iki išgaravimo biokuro kūryklos dūmų sraute apibrėžiančius faktorius galima įvardinti dūmų srauto greitį ir temperatūrą bei vandens išpurškimo dispersiškumą.

Kaip antrinius reikšmingus faktorius galima įvardinti įpurškiamo vandens temperatūrą, lašeliams suteikiamą pradinį greitį, dūmų drėgnumą ir lašelių šildymo būdą.

Pagrįsta, jog sparčiausią ir lėčiausią vandens lašelių išgaravimą užtikrinančios kraštinės sąlygos neapibrėžia lašelių iki išgaravimo nukeliamo ribinio trumpiausio / ilgiausio kelio.

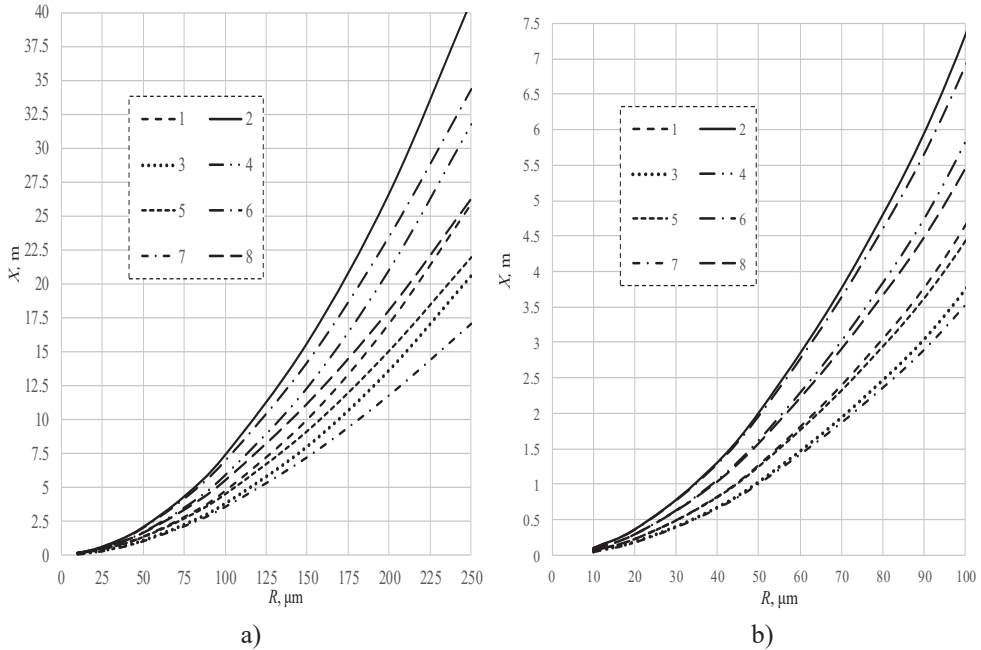
Lašelių fazinių virsmų cikle galima išskirti du svarbius periodus, apibrėžiančius lašelių dinamiką.

Pirmajame periode didžiausią poveikį turi galimas lašelių išaugimas dėl garo kondensacijos ir šylančio vandens plėtimosi įtakos bei spartus lašelių slydimo dūmuose slopimas. Lašelių pastambėjimas pereinamųjų fazinių virsmų stadijoje užtikrina ilgesnį lašelio pusiausviros garavimo režimą. O jų išaugimui yra reikšmingi vandens temperatūros ir dūmų drėgnumo faktoriai.

Lašelio slydimo greičio susilpnėjimas sudaro prielaidas išaugti dūmų srauto greičio įtakai nešamų lašelių nueinamam keliui iki visiško išgaravimo. Todėl antrajame periode lašelių nueinamą kelią apibrėžiančiuoju faktoriumi tampa dūmų



srauto greitis bei tam tikrą įtaką turi spinduliavimo srauto sugėrimo proceso priklausomybės nuo lašelių stambumo faktoriūs.



**3.34 pav.** Į biokuro kūryklos dūmų srautą įpurkšto vandens lašelių iki išgaruojant nueinamą trumpiausią (1-4 kreivės)/ilgiausią (6-8 kreivės) kelią apibrėžianti diagrama. Dujų temperatūra:  $t_d$ , °C: (1, 2, 5, 6) 800; (3, 4, 7, 8) 950. Kraštinių sąlygų variantas: (1, 3, 5, 7) I:  $t_{l,0} = 50$  °C;  $X_{g,d} = 0,15$ ,  $w_d = 13$  m/s,  $w_{l,0} = 53$  m/s; (2, 4, 6, 8) II:  $t_{l,0} = 25$  °C;  $X_{g,d} = 0,25$ ,  $w_d = 20$  m/s,  $w_{l,0} = 93$  m/s

Sudėtinio šildymo procese spinduliavimo dedamosios įtaka yra reikšmingesnė stambesniems vandens lašeliams, ir jų nueinamas iki išgaravimo apskaičiuotas kelias, neįvertinus spinduliavimo įtakos, gali būti net iki 6 metrų ilgesnis. Spinduliavimo poveikį smulkesnių už 70 mikrometrų lašelių judėjimo dinamikai galima paneigti.

Atlikto skaitinio tyrimo rezultatus galima apibendrinti į biokuro kūryklos dūmų srautą įpurkšto vandens lašelių sąlyginį trumpiausią  $x_{min}$  ir ilgiausią  $x_{max}$  nukliamą kelią iki išgaruojant apibrėžiančia diagrama (3.34 pav.), priklausomai nuo lašelių dispersiškumo ir dūmų temperatūros bei I ir II kraštinių sąlygų varianto.

## IŠVADOS

Vandens lašelių ŠMM drėgnų dujų sraute kompleksinių tyrimų rezultatai išsamiai aptarti ir apibendrinti disertacijos poskyriuose. Pateiktų apibendrinimų pagrindu suformuluotos šios pagrindinės darbo išvados:

1. Drėkinto ore sraute eksperimentiškai patvirtintas vandens lašelio pusiausviro garavimo temperatūros galimas daugiau kaip 60°C išaugimas, palyginti su garavimo atmosferinio oro sraute atveju. Oro drėkinimo poveikį vandens lašelio pereinamiesiems pernašos procesams apibrėžia kondensacinis režimas. Atmosferiniame oro sraute išmatuota vandens lašelio garavimo temperatūra gerai dera su kitų autorių rezultatais.
2. Pradinė vandens lašelio temperatūra yra svarbi pereinamiesiems fazinių virsmų procesams. Ji apibrėžia bemačius  $t_r/t_l$  ir  $t_e/t_l$  parametrus. Eksperimentu pagrįsta, kad šie parametrai tinka lašelių terminės būsenos kitimui nusakyti ir lašelio augimui arba mažėjimui pradinėje fazinių virsmų stadijoje numatyti.
3. Vandens lašelių ŠMM skaitinio modeliavimo rezultatais išryškintas spinduliuotės sugėrimo pusskaidriame lašelyje ir jo slydimo dujų sraute faktorių esminis vaidmuo sudėtinių pernašos procesų sąveikoje, kuris lašelių fazinių virsmų režimuose kinta.
  - 3.1. Pradinėje fazinių virsmų stadijoje reikšmingas yra spartus lašelių slydimo dujų sraute slopimas veikiant pasipriešinimo jėgoms. Jis kartu su augančia lašelio temperatūra sudaro prielaidas konvekciniams šilumai silpnėti ir apibrėžia mažėjančią vandens cirkuliacijos įtaką sudėtiniam šilumos plitimui lašelyje.
  - 3.2. Lokalinės temperatūros deformacijos lašelyje ir neigiamo gradiento temperatūros lauko susiformavimas pereinamojo garavimo režime yra nulemtas spinduliuotės sugėrimo proceso. Spinduliuotės sugėrimas priklauso nuo lašelio stambumo. Pusiausviro garavimo režime spinduliuotės sugėrimas mažėjančiame lašelyje silpnėja, todėl baigiamojoje garavimo stadijoje tampa nereikšmingas.
4. Spinduliuotės poveikis lašelio išoriniams pernašos procesams yra netiesioginis. Jis pasireiškia per Stefano hidrodinaminio srauto įtaką apibrėžiančių Spoldingo pernašos parametrų pokyčius. Vandens lašeliui garuojant biokuro kūryklos dūmų sraute, dėl spinduliuotės poveikio Spoldingo pernašos parametrai išauga iki 40 procentų. Tai nulemia apskaičiuotų Nuselto ir Šervudo kriterijų padidėjimą iki 1,8 ir 15 procentų kondensaciniame režime ir sumažėjimą iki atitinkamai 16 ir 32 procentų garavimo režime.
5. Įpurkšto vandens lašelio judėjimo dinamiką apibrėžia dūmų srauto greitis, temperatūra ir drėgnumas bei vandens išpurškimo parametrai (dispersiškumas, vandens temperatūra ir pradinis lašelio slydimo greitis). Parenkant dispergatorius būtina įvertinti, kad sparčiausias arba lėčiausias vandens lašelių išgaravimas neužtikrina trumpiausio arba ilgiausio nulekiamo kelio iki išgaravimo.

## SANTRAUKA

### Nomenclature:

$a$  – thermal diffusivity ( $\text{m}^2/\text{s}$ );  $B_T$  – Spalding heat transfer parameter;  $B_M$  – Spalding mass transfer parameter;  $c_p$  – mass specific heat ( $\text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$ );  $D$  – mass diffusivity ( $\text{m}^2/\text{s}$ );  $\text{Fo}$  – Fourier number;  $g$  – vapour flux ( $\text{kg}/\text{s}$ );  $I_\omega$  – spectral intensity of radiation ( $\text{W}/(\text{m}\cdot\text{ster})$ );  $k_{c,ef}$  – effective conductivity parameter;  $L$  – latent heat of evaporation ( $\text{J}/\text{kg}$ );  $m_g$  – vapour mass flux density ( $\text{kg}/(\text{m}^2\cdot\text{s})$ );  $n$  – number of the term in infinite sum;  $N$  – number of assessable members in the infinity integral equation series;  $\text{Nu}$  – Nusselt number;  $n_\omega$  – spectral index of refraction;  $p$  – pressure (Pa);  $\text{Pe}$  – Peclet number;  $\text{Pr}$  – Prandtl number;  $q$  – heat flux density ( $\text{W}/\text{m}^2$ );  $R$  – droplet radius (m);  $R_u$  – universal gas constant ( $\text{J}/(\text{kmol}\cdot\text{K})$ );  $\text{Re}$  – Reynolds number;  $r$  – radial coordinate (m);  $r_\omega$  – spectral index of light reflection;  $t$  – temperature ( $^\circ\text{C}$ );  $t_{wb}$  – wet bulb temperature ( $^\circ\text{C}$ );  $T$  – temperature (K);  $\eta$  – dimensionless radial coordinate;  $\lambda$  – thermal conductivity ( $\text{W}/(\text{K}\cdot\text{m})$ );  $\mu$  – molecular mass ( $\text{kg}/\text{kmol}$ );  $\rho$  – density ( $\text{kg}/\text{m}^3$ );  $\tau$  – time (s);  $w$  – velocity (m/s);  $\varepsilon$  – emissivity. The dimensionless dew point temperature is expressed as ratio  $t_{dp}/t_i$ , and the dimensionless equilibrium evaporation is  $t_e/t_i$ .

### Subscripts:

$c$  – convective;  $co$  – condensation;  $C$  – droplet centre;  $dp$  – dew point;  $e$  – equilibrium evaporation;  $f$  – phase transformations;  $g$  – gas;  $vg$  – vapour gas mixture;  $i$  – time index in a numerical scheme;  $it$  – number of iterations in an iterative cycle;  $j$  – index of radial coordinate in numerical scheme;  $l$  – liquid;  $m$  – mass average;  $e$  – equilibrium evaporation;  $R$  – droplet surface;  $r$  – radiative;  $s$  – saturation;  $sr$  – radiative source;  $v$  – vapour;  $wand$  – wall;  $\omega$  – spectral;  $\Sigma$  – total;  $0$  – initial state.

### Abbreviations:

" $c$ " – heating by convection; " $c+r$ " – heating by convection and radiation; " $k$ " – heating by conduction; " $k+r$ " – heating by conduction and radiation;  $P$  – parameter of heat and mass transfer; RES – renewable energy sources; HMT – heat and mass transfer

## INTRODUCTION

The sustainable development of global energy is an important factor for the industrial infrastructure, the development of society and the sustainable attitude to the environment. In the modern energy production and consumption technologies, there is a strong strive not only to increase their efficiency, but also to reduce the possible harmful effects on the nature at the same time.

An important role is played by the development of renewable energy technologies. For the time being, it is unrealistic to expect that fossil fuels will be completely abandoned in energy production. However, it is necessary to reduce their contribution in the overall energy balance. In this aspect, biofuels are an important

fuel because they are a widely used renewable source in the nature and agriculture which is relatively easy to apply in already well-developed fossil fuel combustion technologies. As biofuel combustion products are significantly more humid, there is a problem of heat recovery from biofuel flue gas. In the fuel, water vapour is produced by the evaporation of moisture and is formed by the burning of hydrogen. When burning wood chips, water vapour can occupy up to a half of the volume in the biofuel flue gas mixture. Traditionally, only the physical heat is utilized when flue gases are cooled, and the enormous heat potential of the water vapour phase transitions would remain in the removed flue gases. In the modern biofuel combustion technologies, flue gases must be well cleaned of pollutants, and the heat of water vapour phase transitions must be recovered from them before release into the atmosphere.

Flue gases are cooled down to the dew point temperature, and water vapour is condensed in a flue gas economizer. Direct-contact and recuperation type technologies are applied. In the direct-contact flue gas economizer, heat is recovered by condensing water vapour onto directly injected water droplets into the flow of the flue gases. This technology uses a two-loop system. The flow of sprayed heated water and condensed vapour on the droplets circulates in the first loop. This heats up the fluid flowing in the intermediate plate heat exchanger of the second loop, which usually is the cogeneration water. The operation of the direct-contact flue gas economizer is complicated by the rapid contamination of the intermediate heat exchanger and the necessity to control the heating-up of water droplets to the dew point. In recuperation-type economizers, steam is condensed by the flow of biofuel flue gas through pipes, and heat is transferred through the wall to the fluid flowing around the pipe bundle. The vapour condensation process is slowed down by thermohydrodynamic interaction processes of the contaminated flue gas and the condensate film. In order to improve the transfer processes in the pipes, additional water is sprayed above the pipe sheet. Flue gas enters the flue gas economiser at a temperature of about 150°C, and the volume fraction of water vapour can reach 30 percent or even more in the flue-gas mixture. In the flue gas economiser, the flue gas is cooled to an average temperature of 40°C, part of water vapour is condensed, and its volume fraction is reduced to an average fraction of 0.07.

The efficiency of such a heat exchanger is determined by the dehumidification process of the flue gas because the heat released during water vapour condensation exceeds the heat recovered during the cooling process of the flue gas. Before the heat exchanger, it is also efficient to cool down the flue gas to the temperature close to the dew point. To reach the dew point, water is injected into the flue gas before the recuperation-type economiser, the flue gas is cooled and additionally humidified, but, at the same time, the dew point temperature rises. In the biofuel combustion technologies for thermal energy production, water dispersion is also applied by humidifying dry biofuel and combustion air. In the furnace, injection of water is regulating the combustion process, and toxin-reducing reagents together with droplets of the sprayed water are introduced into the biofuel flue gas. An important factor is the compatibility of water injection processes applied in individual biofuel combustion technology plants.

Boundary conditions of the phase transition and heat transfer of the sprayed water droplets can vary greatly. However, the phase transitions of the droplets must always ensure efficient regulation of the flue gas parameters. This requires good understanding of the heat transfer process of a droplet and the phase transitions that take place on their surface.

**The object of investigation** is the heat and mass transfer processes of water droplets in a humid gas flow.

**The aim of the work** is to experimentally investigate the effect of air humidification and the influence of the water temperature on the droplet thermal state and phase transitions, and to define the influence of HMT boundary conditions on the composite transfer processes of droplets in the humid flue gas flow.

### **Objectives of the thesis:**

1. To experimentally investigate the influence of the initial water temperature and air flow humidification on the heating and phase transformations of the overflowed droplet, to summarise the results of the study by the droplet equilibrium evaporation temperature diagram.
2. To experimentally check the suitability of dimensionless  $t_{dp}/t_l$  and  $t_e/t_l$  parameters for defining the change of the thermal state of a droplet in the transient mode and to evaluate their suitability for predicting the water phase transformation modes in the flue gas flow.
3. To numerically investigate the influence of the HMT boundary conditions on the composite transfer processes of water droplets injected into the flue gas flow of a biofuel furnace and to highlight the factors defining their interaction.
4. To define the transformations of the thermal and energy state of a droplet and to highlight their regularities in the droplet phase transformation modes.
5. To summarise the simulation results of the droplet phase transformation modes by the diagram of the droplets path in the humid gas flow, and to provide recommendations for the optimal water injection into the humid flue gas of the biofuel furnace.

### **Scientific novelty of the work:**

It has been experimentally substantiated that the transient phase transformation mode and the thermal state change of a droplet are determined by the initial water temperature and the humidification of the air flow.

The suitability of the dimensionless  $t_{dp}/t_l$  and  $t_e/t_l$  parameters which define the thermal state of the water droplet and the transient phase transformation modes has been confirmed experimentally, and their applicability to define the trend of the droplet volume change in the initial stage of phase transformations has been substantiated.

The particularities of the composite heat and mass transfer processes and the change in their interaction intensity during the phase transformations of water droplets are highlighted and are defined by the rapid damping of the droplet sliding

in the gas flow in the condensation mode and the decreasing absorption of the radiation flux in the final evaporation stage.

### **Practical significance of the work:**

The diagram of the thermal state of the equilibrium evaporation of a water droplet summarising the results of the experimental research and the highlighted regularities of the interaction of the droplet composite transfer processes creating preconditions for the efficient regulation of water injection into the biofuel flue gas to be effectively regulated has been produced.

Based on the simulation results, the diagram of the water droplet path until evaporation in the humid gas flow allows to determine the required droplet dispersity and provides the conditions for the proper organization of water injection in order to humidify the combustion air and to introduce liquid additives so that to inhibit toxogens in biofuel flue gas.

### **Defensive propositions of the dissertation:**

1. Humidification of the air flow significantly influences the cycle of the phase transition modes of the overflow droplet (in the initial stage, it can create the necessary conditions for the condensation regime to take place, and in the final stage it causes an increase of the equilibrium droplet evaporation temperature), and the initial water temperature is only significant for the transient regime of droplet phase transformations.
2. The dimensionless parameters  $t_{dp}/t_l$  and  $t_{el}/t_l$  are suitable for defining the thermal state of the droplets and can be used to define the droplet volume change in the initial phase transformation stage.
3. The interaction of the droplet composite transfer processes is defined by its slip in the flue gas and the absorption of the radiation in the semi-transparent droplet.
4. The process interaction intensity can be defined by the  $B_T$  and  $B_M$  parameters of Spolding heat and mass transfer functions which are calculated by taking into account the thermal and energy state transformations occurring in the droplet phase transition regimes.
5. The fastest/slowest evaporation of the injected water droplets does not ensure their shortest/longest path in the flue gas flow; therefore, it is necessary to select the water injector according to the droplet path and not the evaporation time.

**Publication of the scientific work** – The topic of the dissertation was covered in 7 publications of the author of the thesis, including 2 publications in international and 2 in national databases of *Clarivate Analytics* in the publications of the *Web of Science Core Collection*, 1 publication in peer-reviewed international scientific information data referenced publications, and 2 publications based on international (1) and Lithuanian conference (1) papers.

**Approbation of the scientific work** – Oral presentations on the dissertation topic have been delivered in 3 international conferences and 2 national conferences.

**Structure of the dissertation** – the dissertation consists of an introduction, literature review, methodology, results and conclusions sections which are presented

in 124 pages, the results are illustrated in 64 figures, and 177 scientific literature sources are cited.

## 1. SUMMARY OF SCIENTIFIC RESEARCH ON THE DROPLET TOPIC

Fossil fuel resources are still sufficient to meet the modern energy needs of humanity [1]. However, the natural gas and oil resources have a wide range of industrial applications in the fossil fuel balance, therefore, they need to be used responsibly in the traditional energy production technologies. The combustion of fossil coal significantly increases the pollution of the nature by particulate matter; as a result, power generation on the basis of coal gasification is developing in fast-growing global economies [2]. The combustion of fossil fuels has a negative impact on the environment [3], so it is important to reduce the fossil fuel component of the modern world as much as possible in the overall energy balance [4]. In this aspect, there is an effective development of RES based energy production technologies [5]. The RES resources, their sustainability and the prospect of exploitation are assessed and based on scientific analysis [6–8]. Biomass and biofuels predominate among RES [7], therefore, technologies for the combustion of biofuels and their products are being rapidly introduced worldwide in transport [9], in the production of electricity and heat [10–12] and in households [13]. In the EU, the rapid development of these technologies is due to not only the diversity of RES and their high energy potential [14], but also the introduction of effective environmental measures in energy production. Water is widely used in modern biofuel technologies [15–20]. In the context of effectiveness of the biofuel combustion process and the strengthening environmental friendliness, the importance of water dispersion technologies is becoming more significant. Water flow is adapted to control the combustion process [20, 21], to reduce toxin concentrations in combustion products [20, 22, 23], to cool them down [24] and to recover the heat [25–27]. Water in the sprayed form is widely used in industrial technologies [28–31]. Examples of these technologies include: water spraying to regulate the high temperature of gas flow; to control and inhibit surface corrosion and erosion processes; to cool air between turbocharger stages; to localise and suppress fires; to form clusters and protective layers on surfaces; to form protective layers of two-phase flow which protect against intense thermal effects; to control the rate of chemical reactions and to reduce the concentrations of toxogens in the combustion products, to humidify and dehumidify air, etc. Water in the dispersed form is also important in natural phenomena [32]. The efficiency of sprayed liquid technologies is determined by the intensity of the droplet transfer processes and by a very high contact surface between the dispersed liquid droplet and the gas. In sprayed liquid systems, in order to define the transfer processes, it is necessary to know the heat transfer and phase transitions processes of a droplet. Therefore, research into the processes of heat and mass transfer of liquid droplets is popular, and its history spans over a century [33]. However, interest in this topic is not diminishing [34] as the importance of improving the already existing sprayed liquid technologies and creating new and more efficient ones is growing in energy and industry, which raises the need to better understand and define heat and mass transfer processes of a droplet across a wide range of increasingly complex

conditions. In the dissertation, practical and scientific aspects of the above mentioned problems are analysed in detail on the basis of 177 cited scientific sources in the following sections: *The perspectives and challenges, technological development trends and potential of biofuel in renewable energy sources in Lithuania and in the world* (lt. *Biokuro potencialas atsinaujinančių šaltinių energetikoje, technologijų plėtros Lietuvoje ir pasaulyje tendencijos, perspektyva ir iššūkiai*); *The dispersion of a liquid and process applicability* (lt. *Skysčio dispergavimas ir proceso pritaikomumas*); *Heat and mass transfer of a liquid droplet* (lt. *Skysčio lašelių šilumos ir masės mainai*) and also in subsections: *Thermal state of dispersed liquid droplet* (lt. *Disperguoto skysčio lašelių terminė būseną*); *External heat transfer and phase transitions of a droplet* (lt. *Lašelių išorinė šilumokaita ir faziniai virsmai*); *Internal heat transfer of a droplet* (lt. *Lašelių vidinė šilumokaita*).

### Generalisation of literature review

The wide applicability of sprayed liquid technologies has caused a great need for research in the field of heat and mass transfer of a liquid droplet. Although research on the transfer processes of a droplet has already gone well beyond the historical period of a single century, recently, the interest has been growing particularly rapidly in terms of this issue. This is confirmed by the abundance of ‘droplet’ articles published in world-renowned scientific publications which are freely available in recognized international databases. The most advanced modern scientific methods of ‘droplet’ research focus on the fundamental evaluation of the interaction of complex transfer processes, and at the same time emphasise the importance of experimental verification of the obtained theoretical generalisations and the applicability of generalised results.

The principles of the similarity theory are often applied in external heat transfer and phase transformation models of a droplet, and well-known solid-state heat transfer models are widely used based on the analogy of the Reynolds criterion. In the research of a droplet’s external problems, the productivity of the criteria is ensured by the successful application of Spalding heat and mass transfer parameters in order to evaluate the influence of Stefan hydrodynamic flow. Recently, there has been a need for systematic evaluation of the results of the droplet research which would be ensured by thorough theoretical description and presentation of the heat and mass transfer processes of dispersed liquid in a cycle of sequentially changing phase transition regimes. The typical cases of sprayed water technologies can be summarised by a cycle of condensation, transient evaporation and equilibrium evaporation in the phase transient regimes.

$$\tau \equiv 0 \rightarrow \tau_{co} \rightarrow \tau_e \rightarrow \tau_f \quad (1.1)$$

The processes of liquid droplet transport have been extensively studied in individual modes of phase transitions, fundamental and empirical research methods have been developed which are often comprehensively compatible. Sprayed water is widely used in a number of modern technologies, such as transport, industry and energy (including biofuel combustion technologies). In the sequentially changing



phase transition regime of a droplet, the evaluation of the interaction of composite transfer processes is required, and there is still insufficient data to provide practical recommendations for the increase of efficiency in these technologies. It is necessary to comprehensively analyse the external and internal transfer processes of semitransparent droplets in the cycle in order to define the interaction of complex heat transfer and phase transition processes (1.1). They have to be related by a numerically solved equation only, by describing the balance of heat fluxes on the droplet surface, which takes into account the heat transfer and phase transition fluxes and their direction:

$$\vec{q}_{\Sigma,g,R}(\tau) + \vec{q}_{\Sigma,l,R}(\tau) + \vec{q}_{f,R}(\tau) = 0 \quad (1.2)$$

In biofuel combustion technologies, the boundary conditions can have a wide range in the heat and mass transfer process of water droplets sprayed into humid flue gas and depend on the flue gas temperature and humidity and the typical cases of water injection. The influence of the boundary conditions has not been sufficiently studied on the interaction of droplet transfer processes in the cycle of phase transformation regimes and the effect of the dynamics of the parameters defining it is not yet sufficiently highlighted. In the case of water injection into flue gas, this is especially relevant in order to reduce the concentration of toxins and to improve the efficiency of water injection for the heat recovery process from the removed flue gas. Complex theoretical and experimental research is still needed.

In numerical modelling, it is desirable to highlight the dynamics of the parameters (Spolding heat and mass transfer parameters, effective thermal conductivity in a droplet, the velocity of a droplet in humid flue gas, the composite heat flux on the droplet sides, the convective and radiation components and their ratio, the droplet surface temperature and the temperature field gradient) defining the interaction of the main composite heat processes. In the experiment, it is desirable to highlight the influence of additional humidification of the gas flow on a droplet heating and phase transition and to confirm or deny the suitability of the theoretically known dew point and the droplet equilibrium evaporation temperatures for water and phase transition in the humid gas flow.

### **Author's contribution to the topic**

The dissertation is the result of the author's creative cooperation with the scientific staff of the Department of Energy of KUT: the original experimental set up was created in consulting with assoc. prof. Egidijus Puida and dr. Linas Paukštaitis, the heat and mass transfer of a droplet was simulated on the basis of the program *DROPLET* (lt. *LAŠAS*) developed at the Department of Energy of KUT in coordination with dr. Monika Maziukienė, and the research results were analysed and summarised in consultation with prof. habil. dr. Gintautas Miliauskas. The author carried out experimental research of water droplet heating and evaporation in a flow of additionally humidified and heated air under typical boundary conditions that are used for heat recovery technologies from flue gas. The correctness of the previous 'droplet' theoretical researches at the Department of Energy was confirmed and at the same time newly substantiated applicability of parameters defining the

change of the thermal state of a droplet and the change of a droplet volume was confirmed. At the Department of Energy of KUT, the computer program's 'DROPLET' local temperature model of a droplet slipping in a gas flow was refined. In the numerical model, a constant step of time change was introduced, and a complete cycle of the droplet phase transition regimes was simulated. The results of the numerical simulation have been summarised with a diagram which shows the droplet's path until evaporation in the flue gas. The results of the experiments are summarised with a diagram of the thermal state of equilibrium evaporation of the water droplet in humidified air.

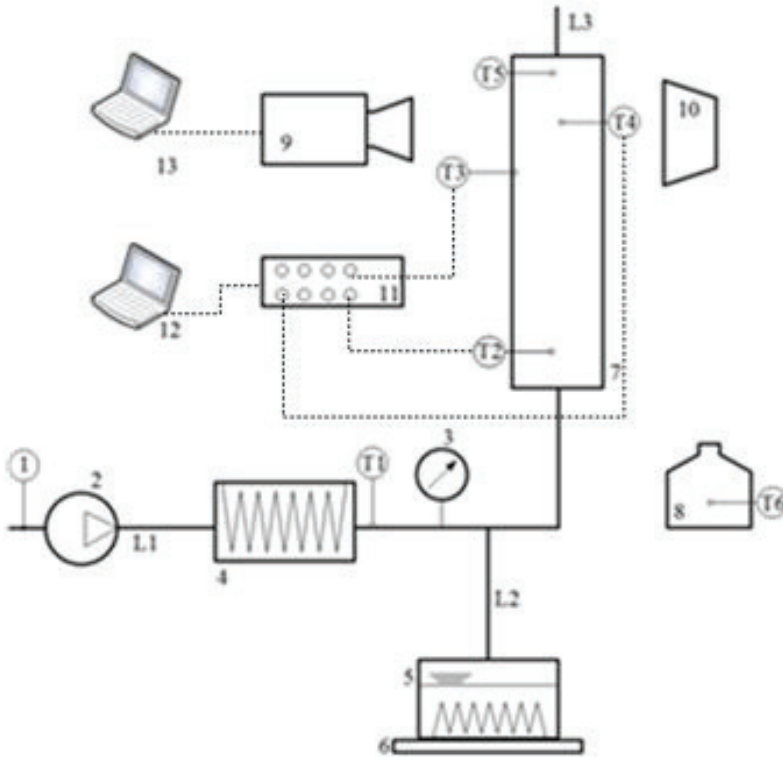
## 2. METHODOLOGY OF WATER DROPLET HEAT AND MASS TRANSFER INVESTIGATIONS

Complex experimental-theoretical studies of the water droplet heat transfer and phase transition have been carried out in the biofuel flue gas flow. Humid flue gas is perceived as a mixture of dry air and water vapour. Two-phase flow of humid gas and sprayed water droplets is defined by gas temperature  $t_g$  and the volume fraction of water vapour (molar)  $X_v=p_v/p_g$ , the average speed  $w_g$  of gas flow, the initial temperature of water  $t_{l,0}$ , and also by the initial diameter  $2R_0$  of a droplet and velocity  $w_{l,0}$ . Barometric pressure was measured during the experiments, and, in the numerical simulation, it is considered that  $p_g=0.1$  MPa.

### 2.1. Experiment method and processing of the results

The principal scheme of the experimental setup is presented in Figure 2.1. The main components are: air flow heater 4, water evaporator 5 for additional humidification of the air flow, experimental test section 7 and special system 10 for the water droplet introduction into the experimental section. Other components of the experimental setup are designed for data collection and processing. The temperature, humidity, and pressure of environment air are measured by using a TESTO 445 device 1. Air blower 2 supplies the air to heater 4, where the air flow is heated to the set temperature. The air speed and temperature are measured with anemometer 3 after the blower in a pipe of 80 mm diameter and 1 m length. The water vapour from evaporator 5 is supplied in the air flow, and the amount of evaporated water is measured by using scales 6. The heated and additionally humidified air flow is supplied into the experimental test section 7. After passing test section 7, the humid air flows out from the experimental setup in pipe L3. Thermocouples T2, T3 and T5 are used to measure the temperature of the humid air flow at different segments of 7. A water droplet is formed by the pipette on thermocouple T4 and is introduced by special system 10 into experimental section 7. The water for the droplet is taken from container 9. The water temperature is measured by T6 thermocouple. All the thermocouples are connected to the Pico Logger TC-08 data logger, while the logger is connected to computer 12. The initial droplet size is taken by photo camera 8. The data obtained from a video camera is analysed by using an image recognition program according to the methodology of work [35] and written in *MATLAB*. The initial equivalent diameter of the droplet is defined with an average confidence of  $\pm 0.04$  mm. The equivalent diameter of the

droplet  $2R$  is perceived as the diameter of a sphere of the combined volume of the thermocouple bead and the water which surrounds it. The accuracy of the experiment is determined by the measuring devices and their descriptions provided and certified by the manufacturers. A Pico-Logger TC-08 has a temperature measurement accuracy of  $\pm 0.38^\circ\text{C}$ . The equivalent diameter of the thermocouple bead is measured by using a micrometer with an accuracy of  $\pm 0.01\text{ mm}$ . The TESTO 445 measures the air temperature, relative humidity and pressure at accuracies of  $\pm 0.3^\circ\text{C}$ ,  $\pm 2\%$  rH and  $\pm 0.01\text{ hPa}$ , respectively. In the evaporator, the evaporated water vapour flow mass rate equals to  $\pm 0.011\text{ g/s}$ .



**Fig. 2.1.** Principal scheme of the experimental setup. 1 – air temperature, humidity and pressure meter; 2 – centrifugal blower; 3 – air speed and temperature meter; 4 – air heater; 5 – water evaporator; 6 – scales; 7 – experimental test section; 8 – water tank for droplet formation; 9 – video camera; 10 – system for water droplet introduction into the experimental section; 11 – temperature measurement and data storage; 12 – computer used for data acquisition and processing; T1, T2, T3, T4, T5 and T6 – thermocouples; L1 – pipe for air inlet; L2 – connecting pipe between the main airline and the evaporator; L3 – air flow discharge pipe

The experiments are performed consistently in the steps described below: the ambient air relative humidity, temperature and barometric pressure are measured.

The possible errors of the measuring instruments in use are defined according to the certified descriptions provided by the manufacturers. The volume flow of the

room air supplied to the experimental section is measured with a *KROHNE H250* rotameter whose measuring range is from 3.5 to 35 m<sup>3</sup>/h. In a certified LEI laboratory, the rotameter was calibrated by using the device No. 2E/3 which ensures the reliability of the measurement results by  $\pm 0.25\%$  (Calibration Certificate No. 2/20-D is provided in the Annexes). The calibration results are reflected with points in Picture 2.9 a. In the case of the intermediate readings between calibrated rotameter readings, the actual value of the measured room air flow is equal to the product of the measured flow  $Q$  and the correction factor defined by the lines. The *PicoLogger TC-08* provides temperature measurement with an accuracy of  $\pm 0.38^\circ\text{C}$ . The thermocouple bead is measured with a micrometer with  $\pm 0.01$  mm confidence. The *TESTO 445* device measures barometric pressure of the ambient air with an accuracy of 0.1 hPa; also, the room air temperature and the relative humidity are measured with an accuracy of  $\pm 0.3^\circ\text{C}$  and  $\pm 2\%$ , respectively. In the evaporator, the mass of water evaporated during the experiment is determined by weighing the evaporator to within  $\pm 1$  gram. The time of the experiment is recorded with a stopwatch with an accuracy of  $\pm 0.5$  seconds. After estimating the average duration of the experiment for 100 s and the average evaporating weight of 100 g of water, the flow rate of the water vapour supplied to the experimental section is calculated with an average confidence of  $\pm 0.01$  g/s. The humidity of the additionally humidified air flowing through the experimental channel is defined with a confidence interval of  $\pm 5\%$ .

A droplet is formed on the thermocouple bead with an indicative temperature  $t_i, ^\circ\text{C}$ , and the thermocouple logger starts to record its temperature; a special insertion system with a safety glass tube positions the water droplet into the centre of the experimental section; at the moment when the safety glass tube is removed, the condition  $\tau=0$  is assumed, and the initial droplet temperature and water mass  $M_1$ , kg in the evaporator are fixed; the experiment is continued until the droplet water completely evaporates, and the thermocouple bead warms to the gas flow temperature. The humidity of the humidified gas flow is defined by the mass fraction of water vapour  $Y_v$ , kg<sub>v</sub>/kg<sub>g</sub>, which is calculated by estimating the water vapour in the atmospheric air flow  $G_{v,o}$ , the water vapour flow supplied by evaporator  $G_{v,g}$ , and the total gas flow  $G_g$  in the experimental section:

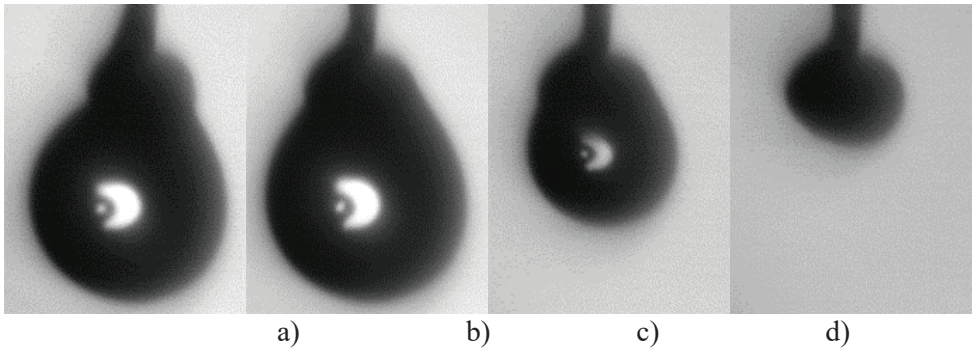
$$Y_{v,g} = \frac{G_{v,o} + G_{v,g}}{G_g} \equiv \frac{G_{v,o} + G_{v,g}}{G_o + G_{v,g}}. \quad (2.1)$$

The dew point temperature is calculated from the volume fraction of the vapour in the additionally humidified air:

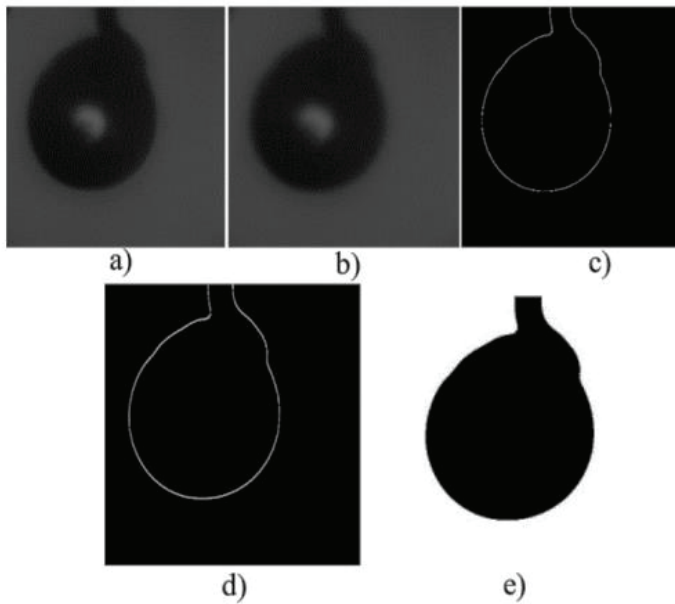
$$X_{v,g} = \frac{p_{v,g}}{p_g} \equiv Y_{v,g} \frac{R_{\mu,g}}{R_{\mu,v}}; \quad R_{\mu,g} = Y_{v,g} \cdot R_{\mu,v} + (1 - Y_{v,g}) \cdot R_{\mu,s}; \quad (2.2)$$

$$p_{v,g} = X_{v,g} \cdot p_g, \quad \rightarrow t_{dp} \equiv t_s(p_{v,g}).$$

Due to the phase transitions on the surface of the water and the expansion of the warming water, the equivalent diameter of the droplet changes. The droplet is illuminated through the glass wall of the channel, and its projection is increased by approximately 30 times (Fig. 2.2).



**Fig. 2.2.** Water droplet at different times: a) the beginning of the experiment, b) the maximum diameter of the droplet, c) the evaporation process, d) only the thermocouple is visible

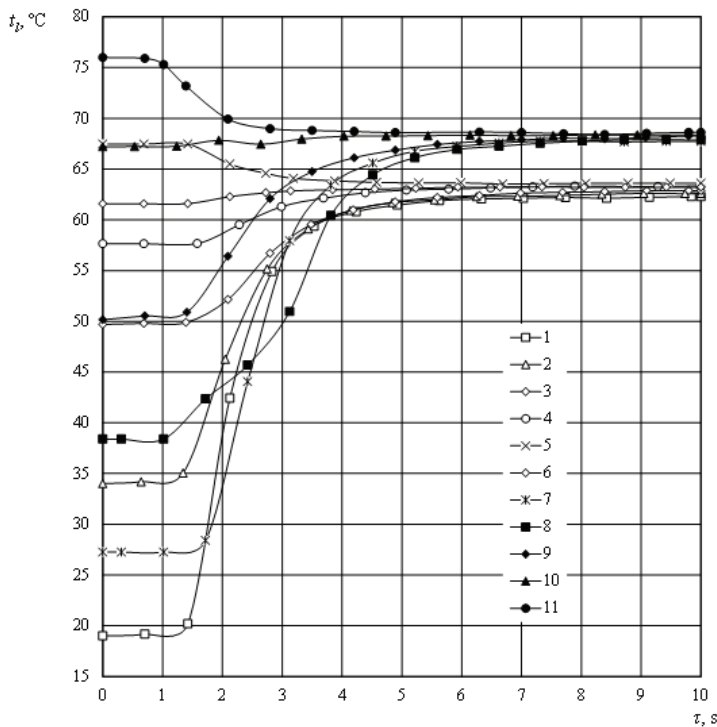


**Fig. 2.3.** Main principle of the created program for image recognition and analysis in MATLAB environment

Figure 2.2 shows the variation of the water droplet diameter in a humid air flow at different time moments. Image *a*) shows a water droplet at the beginning of the experiment in a humid air flow. In image *b*), the water droplet reaches its maximum diameter due to the thermal expansion of water and vapour condensation. Image *c*) shows the water droplet in the evaporation process. Finally, image *d*) is taken at the end of the experiment where only the thermocouple bead is visible.

The methodology used for the video frame processing is shown in Figure 2.3. First, the unprocessed image *a*) is read by the program, and, with the help of the Gaussian filter, image *b*) is processed in order to minimize errors of the identification limit of the grey colour after using filtering; the black and white

imagine is obtained (*c*), where the white line indicates the edge of the water droplet. By using the recovery sub-program, white lines are connected to a solid line which marks the perimeter (*d*) of the water droplet. The image is inverted from black to white, and the water droplet is filled with the black colour (*e*). The area filled with the black colour is calculated and converted into the equivalent diameter of a water droplet. Experimental measurements of the thermal state change of a droplet were performed in order to acquire experimental practice and define the optimal research methodology. They focus on the formation of a droplet on the thermocouple bead and its introduction into the experimental section. The droplet was not filmed. The task was to confirm the fact of additional air humidification influence on the thermal state of a droplet and to experimentally confirm or deny the suitability of the parameters  $t_{dp}/t_0$  and  $t_e/t_0$  for defining the change in the thermal state of a droplet. 11 pilot experiments were performed. In these experiments, the temperature of the droplet was measured by varying the initial water temperature from 19°C to 78°C in a differently heated and humidified air flow (Fig. 2.4). Humidity is defined by measuring the relative humidity with hygrometer H1.



**Fig. 2.4.** Warming of a droplet hanging on a thermocouple bead.  $p_b=1030.6$  hPa;  $t_0=21.4^\circ\text{C}$ ;  $\varphi_0=36.4\%$ ; Air flow temperature  $t_d$ .  $^\circ\text{C}$ : (1) 84.1; (2) 87.1; (3) 85; (4) 86.5; (5) 85.1; (6) 86.4; (7) 87.5; (8) 88.2; (9) 88.7; (10) 88.1; (11) 85.2; Measured  $\varphi_d$ .%: (1) 47.8; (2) 47.9; (3) 47.7; (4) 46.9; (5) 46.9; (6) 47.1; (7) 61.1; (8) 60; (9) 59; (10) 59.2; (11) 60.7;  $t_0$ . $^\circ\text{C}$  : (1) 19.1; (2) 34; (3) 49.7; (4) 57.6; (5) 67.5; (6) 61.6; (7) 22.1; (8) 40.2; (9) 50.1; (10) 67; (11) 78.2

The summary of the results of the pilot studies is as follows:

- the measured relative humidity of the humidified air increased from  $\approx 47$  to  $\approx 60$  percent, while the equilibrium evaporation temperature of a water droplet increased by  $\approx 5^\circ\text{C}$ .
- the initial water temperature is significant for the thermal state change of a droplet in the transient phase transition regime. In the transient phase transitions regime, the experiments confirmed that the qualitative droplet temperature change was fully defined by the parameter expressed by the ratio  $t_e/t_0$ : in experiments 1–4 and 7–9, ratio  $t_e/t_0 > 1$ , and the droplet is heated to equilibrium evaporation; for experiments 5 and 11, the ratio is  $t_e/t_0 < 1$ , and the droplet is cooled down to equilibrium evaporation; in experiments 6 and 10, the ratio is  $t_e/t_0 \approx 1$ ; therefore, the droplet temperature did not change much during the transient evaporation regime.
- the definition of humidity of the humidified and heated air flow by measuring the relative humidity is very approximate, thus its measurement is abandoned in further experiments.

## 2.2. Numerical solution method

When modelling complex heat and mass transfer processes of the cycle of water droplet phase transformation regimes, the following basic assumptions are made: 1. Droplets are spherical; 2. Explosive evaporation regime of droplets is not possible; 3. The impact of the Knudsen layer is not significant; 4. The Reynolds analogy is valid; 5. The quasi-steady state for the transient transfer processes is valid; 6. The temperature of the radiating spectral black source is equal to the temperature of the gas; 7. The gas flow parameters do not change.

The transient evaporation regime of the cycle at the moment of the negative temperature field is divided into two periods:

$$\tau \equiv 0 \rightarrow \tau_{co} \rightarrow \tau_r \rightarrow \tau_e \rightarrow \tau_f \quad (2.3)$$

In the phase transformation regimes, the variation of the droplet energy and the thermal states is determined by the heat fluxes dynamics on the droplet surface (Fig. 2.5).

In condensation (Fig. 2.5 a) and in the first period of transit evaporation regime (Fig. 2.5 b), the droplet energy state can be treated according to the physical origin of convection heat flux inside the droplet. In the second period of transit evaporation (Fig. 2.5 c) and in the equilibrium evaporation regime (Fig. 2,5 d), it is convenient to assume the droplet energy state by the physical origin of the heat flux involved in the water evaporation process. The expression of the heat flow balance on the droplet surface could be provided by a four-equation system:

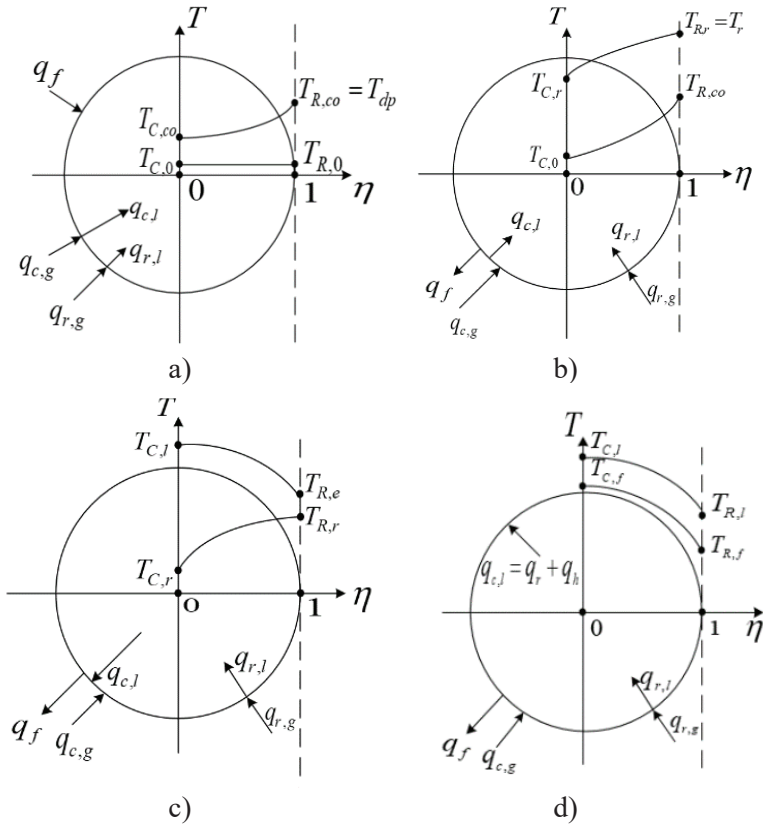
$$\begin{cases} q_{c,R,l} = q_{c,R,g} + (q_{r,R,g} - q_{r,R,l}) + q_{f,R}, & \tau \equiv 0 \rightarrow \tau_{co}; & (2.4 \text{ a}) \end{cases}$$

$$\begin{cases} q_{c,R,l} = q_{c,R,g} + (q_{r,R,g} - q_{r,R,l}) - q_{f,R}, & \tau \equiv \tau_{co} \rightarrow \tau_r; & (2.4 \text{ b}) \end{cases}$$

$$\begin{cases} q_{f,R} = q_{c,R,g} + (q_{r,R,g} - q_{r,R,l}) + q_{c,R,l}, & \tau \equiv \tau_r \rightarrow \tau_e; & (2.4 \text{ c}) \end{cases}$$

$$\begin{cases} q_{f,R} = q_{c,R,g} + q_{r,R,g} + (q_{c,R,l} - q_{r,R,l}), & \tau \equiv \tau_e \rightarrow \tau_f. & (2.4 \text{ d}) \end{cases}$$

In the condensation regime, the droplet is heated by external heat flux and phase transformations heat flux. External radiation flux can be partially absorbed by the droplet surface, while the remaining part is absorbed inside the droplet. Therefore, in the condensation regime condition (2.4 a), we estimate that the energy value of the inner heat convection inside the droplet is defined by heat convection, radiation absorbed by the droplet surface and condensation heat fluxes. In the first period of the transit evaporation regime, part of the heat supplied for a droplet is already involved in the water evaporation process. Therefore, in Expression (2.4 b), it is estimated that the energy value of the internal heat convection inside the droplet is determined by the heat fluxes of external heat convection and the absorbed radiation by the droplet surface.



**Fig. 2.5.** Geometrical interpretation of droplet HMT in the cycle (2.3)

Phase transformations heat flux can be influenced by water evaporation. In the condensation regime and in the first period of the transit evaporation regime, the maximum local temperature of water is on the droplet's surface (Fig. 2.5 a, b). During the second period of the transient evaporation regime, a negative temperature field gradient forms inside the droplet under the influence of radiation (Fig. 2.5 c). Therefore, the temperature field gradient of moment  $\tau_r$  acquires the zero value. When the direction of the internal heat convection flux vector changes, a part of the



absorbed radiation flux is led out to its surface and is involved in the water evaporation process. Therefore, in Expression (2.4 c), at the second period of the transit evaporation regime, the energy value of the phase transformations heat flux is defined by the external heat convection and by the droplet surface absorbed radiation heat fluxes both of which are strengthened by the internal convection heat flux. In the second period of the transit evaporation regime, time period  $\tau \equiv \tau_r \rightarrow \tau_{r^*}$  is separated where the maximum local water temperature is observed at the inner layers of a droplet. During this time period, the absorbed local radiation flux is redistributed in two directions, and the maximum local temperature of water consistently moves from the droplet surface to its centre (Fig. 2.5 c). At time period  $\tau \equiv \tau_{r^*} \rightarrow \tau_f$ , the droplet cools down, and the maximum water temperature remains in its centre (Fig. 2.5 c, d).

The equilibrium evaporation regime begins at time moment  $\tau_e$ , when all the absorbed radiation flows by the internal heat convection to the surface of a droplet and participates in the water evaporation process. In the intensive equilibrium evaporation regime, the droplet cools down. This is influenced by radiation absorption weakening during the evaporation process in decreasing the droplet. The enthalpy of the cooling droplet  $h_l$  [J/kg] decreases and defines heat flux  $q_h$  [W/m<sup>2</sup>] which is additionally involved in the water evaporation process:

$$q_h = -\rho_l c_{p,l} R \cdot (dT_{l,m}/d\tau)/3 \quad (2.5)$$

The boundary conditions of Equation (2.4) are formulated while assuming that  $T_R(\tau)$  is known and the convective heating of a droplet is defined by the Reynolds number:

$$\begin{aligned} T(r, \tau = 0) = T_0; \text{Re}(\tau = 0) = \text{Re}_0; T_r = T_g; \\ T(R, \tau) = T_R(\tau); T_g(\tau) = T_{g,0}; X_{v,\infty}(\tau) = X_{v,\infty,0}. \end{aligned} \quad (2.6)$$

The complex water spectral index is finite in the infrared spectrum [35]. Therefore, assumption  $q_{r,g} \approx q_{r,l}$  is made, and the system of Equations (2.4) is transformed into a transcendental equation:

$$\begin{aligned}
\lambda_{gd} \frac{\text{Nu}_f}{2R} (T_d - T_R) - k_{c,ef} \lambda_l \cdot \text{grad} T_{r=R} &= \frac{L}{2R} \rho_{gd} D_{gd} \text{Sh}_f; \\
\text{grad} T_{r=R} &= \frac{2\pi}{R^2} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n n \int_0^{\tau} \left[ \frac{(-1)^n R}{n\pi} \frac{dT_R}{d\tau} \right. \\
&+ \left. \int_0^R q_r \left( \sin \frac{n\pi r}{R} - \frac{n\pi r}{R} \cos \frac{n\pi r}{R} \right) dr \right] \exp \left[ -a_l \left( \frac{n\pi}{R} \right)^2 (\tau - \tau_*) \right] d\tau_*; \\
k_{c,ef} &= 1.86 + 0.86 \tanh \left( 2.245 \log_{10} \frac{\text{Pe}_l}{30} \right); \\
\text{Sh}_f &= 2 \ln(1 + \text{B}_M) + \text{B}_M \frac{\text{Sh} - 2}{(1 + \text{B}_M)^{0.7}}; \text{B}_M = \frac{Y_{g,R} - Y_{g,d}}{1 - Y_{g,R}}; \\
\text{Nu}_f &= 2 \frac{\ln(1 + \text{B}_T)}{\text{B}_T} + \frac{\text{Nu} - 2}{(1 + \text{B}_T)^{0.7}}; \text{B}_T = \frac{c_{p,gd}(T_d - T_R)}{L} \frac{q_f}{q_{c,d}}; \\
\text{Nu} &= 1 + (1 + \text{Re Pr}) \cdot f(\text{Re}); \text{Sh} = 1 + (1 + \text{Re Sc}) \cdot f(\text{Re}) \\
f(\text{Re} < 1) &= 1; f(1 \leq \text{Re} \leq 400) = \text{Re}^{0.077}.
\end{aligned} \tag{2.7}$$

The variation of the droplet mass, its geometric parameters and velocity can be described with a system of differential equations:

$$\begin{aligned}
\frac{d}{d\tau} \left[ \frac{4}{3} \pi \rho_l(\tau) R^3(\tau) \right] &= -g_g(\tau); g_g = 2\pi R \rho_{gd} D_{gd} \text{Sh}_f; \\
\frac{dw_l}{d\tau} &= \frac{3}{16} \frac{\mu_g}{\rho_l} \frac{w_g - w_l}{R^2} \frac{24 + 4.8 \text{Re}^{0.63}}{(1 + \text{B}_T)^{0.2}} \frac{\text{Re}_{\infty}}{\text{Re}}; \\
\text{Re} &= 2R \rho_g |w_g - w_l| / \mu_{vg}; \text{Re}_{\infty} = 2R \rho_g |w_g - w_l| / \mu_g.
\end{aligned} \tag{2.8}$$

The convective heating and evaporating of a droplet is defined according to a correlation developed by Clift *et al.* [36]. The mathematical model of the vapour flux provides a negative average calculated vapour flux in the condensation regime and a positive vapour flux in the evaporation regime. The influence of liquid circulation for the internal heat transfer inside the droplet is defined by the parameter of effective thermal conductivity  $k_{c,ef}$  according to the methodology developed in [37]. Then, the convective heat flux inside the droplet is described by the combined heat transfer by conduction and radiation in the semi-transparent sphere model [38]. System (2.6–2.8) is solved numerically by an iterative scheme. After predicting  $I$  number of the control times and defining time variation step  $\Delta\tau$  in the phase transformations regimes of a droplet, the grid of the time coordinate is created:

$$\tau_{i=1} = 0; \tau_{i=l} = \tau_f; \Delta\tau = \frac{\tau_f}{l-1}; \tau_{i>1} = \tau_{i-1} + \Delta\tau \tag{2.9}$$

Dimensionless radial coordinate  $\eta=r/R$  is introduced, which ensures the uniform unit-length droplet radius in all the phase transformation regimes of a

droplet. Number  $J$  of the inner control sections  $A_j$  of the droplet is defined by the radial  $\eta_j$  coordinate according to the following scheme:

$$\eta_{j=1} = 0; \eta_{j=J} = 1; \eta_{1 < j < J} = \eta_{j-1} + \frac{1}{J-1} \quad (2.10)$$

The radial and time coordinates integrals in Expression (2.7) are replaced with finite sums of defined integrals and are solved with the combined analytical-numerical [38] method. In the case of the combined heat transfer by convection and radiation inside a droplet, the droplet's temperature field is defined by the numerical scheme:

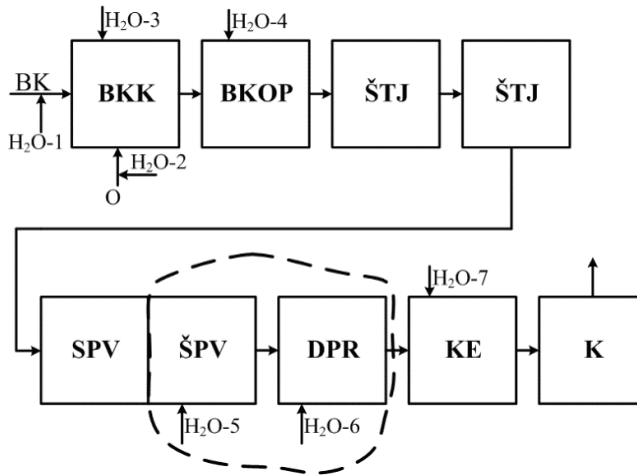
$$T_{i,j < J} = T_{i,J} - \frac{1}{2k_{cef,i}} \sum_j^{J-1} (r_{j+1} - r_j) \left[ \frac{\partial T(\tau, r)}{\partial r} \Big|_{i,j}^{k+r} + \frac{\partial T(\tau, r)}{\partial r} \Big|_{i,j+1}^{k+r} \right] \quad (2.11)$$

Other heat and mass transfer parameters digital calculation schemes for a droplet were developed according to the recommendations of [39]. At the initial time moment, all the droplet HMT parameters  $P_0$  are considered as defined. The droplet instantaneous temperatures  $T_{R,i}$  are defined by the fastest descent method at the iterative cycles that are executed consistently at a selected time  $\tau_i$  time, starting from  $i=2$ .  $T_{R,i}$  temperature is equated to  $T_{i,J,it}$  temperature selected for the final  $it=IT$  iteration:  $T_{R,i}=T_{i,J,it=IT}$ . It was controlled that, in the final  $IT$  iteration, the calculated heat fluxes would correspond to the heat fluxes balance condition near the droplet's surface with 99.95% confidence. The local radiation flux is determined according to the spectral radiation model in a semitransparent sphere based on the geometric optics theory [37]. The water complex spectral index of the refraction is defined by the data presented in [35]. The optical spectral effects (the reflection of a light beam on the outer and inner surface of the droplet, the refraction at the boundary of the interfacial contact and its absorption inside the droplet and the Brewster angle) are described according to the recommendations of the work [40].

### 3. RESULTS OF INVESTIGATIONS AND DISCUSSION

Water is widely used in the biofuel combustion technology (Fig 3.1.):

In the storage area, biofuel is humidified by rain or snow, and fuel is watered in order to reduce the combustion temperature in the furnace. The sprayed water moistens the combustion air, regulates the combustion process, and introduces reagents into the flue gas. In a contact-type economiser, water vapour is condensed directly on the water droplets that are sprayed. Water injection cools and humidifies the flue gas before the recuperative-type economiser and improves the flow of heterogeneous fluid in the condensation pipes. Therefore, the HMT boundary conditions of a water droplet are different. They are defined by flue gas  $t_d=20-1000^\circ\text{C}$  temperature and humidity  $X_{v,g}=0-0.4$ , sprayed water  $t_i=5-90^\circ\text{C}$  temperature and diameter  $2R=20-3000$  micrometres of a droplet. In numerical modelling, the potential slip of the droplets in the flue gas is defined by Reynolds  $Re=0-400$  criterion. Complex experimental and numerical studies of droplet HMT were performed.



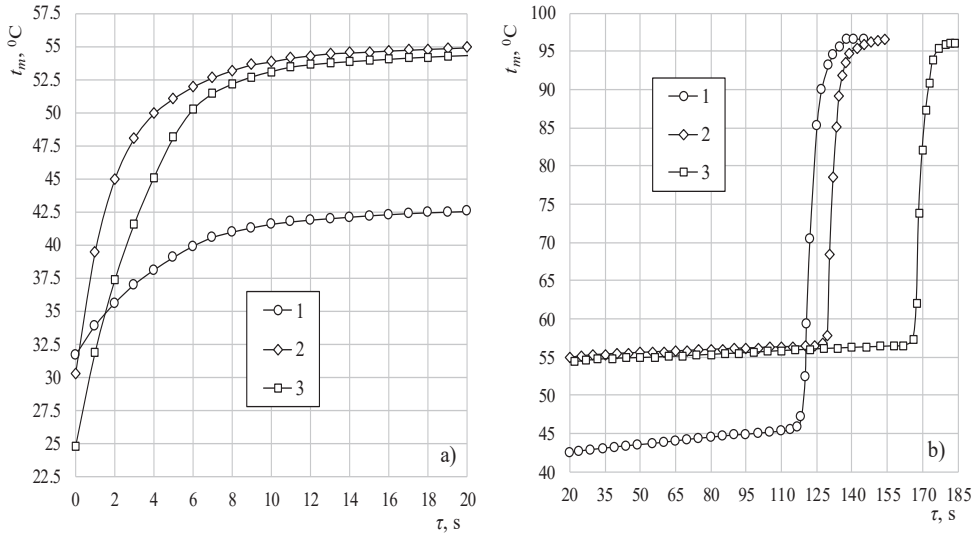
**Fig. 3.1.** Use of water in a biofuel boiler house: BK – biofuel supply system; O – air combustion supply system; BKK – biofuel furnace; BKOP – initial adjustment of flue gas parameters, SPV – dry cleaning of flue gas; ŠPV – wet cleaning of flue gas; ŠTJ – technological heat recovery equipment, DPR – regulation of flue gas parameters; KE – flue gas economiser; K – stack; H<sub>2</sub>O – water injection cases: H<sub>2</sub>O-1 – humidification and/or flushing of biofuel; H<sub>2</sub>O-2 – humidification of combustion air; H<sub>2</sub>O-3 – regulation of the combustion process; H<sub>2</sub>O-4 – injection of liquid additives; H<sub>2</sub>O-5 – cleaning of biofuel flue gas from fine particles; H<sub>2</sub>O-6 – regulation of flue gas parameters; H<sub>2</sub>O-7 – water injection above the plate of recuperative KE or recovery of heat from flue gas in the contact-type KE

### 3.1. Experimental investigation of water droplet HMT

The biofuel flue gas removed during the experiment was treated as an air flow heated to 100°C and additionally humidified to  $X_{v,g} = 0.2$ . The experiment focused on the water injection cases in flue gas condenser technology. The experiments were conducted with large water droplets whose equivalent diameters were 2–3 mm. In the first stage, the influence of additionally humidified air for the droplet heating (Fig. 3.2) and evaporating (Fig. 3.3 and Fig. 3.4) were investigated. In the second stage of the experimental research, the impact of the initial water temperature was studied in more detail (Figs. 3.5–3.7). It is important to know this influence when defining the optimal regimes of sprayed water in different biofuel combustion technology devices.

The initial temperature of the water droplet placed on the thermocouple bed was fixed according to the temperature of its introduction moment into the air flow. The droplet temperature variations thermogram is created according to the droplet temperature measurement results for every second. After the water has evaporated, the temperature of the air flow  $t_g$  is determined based on the temperature of the thermocouple bead (Figs. 3.2 and 3.6). In the first experiment, the ambient air flow was heated to a temperature above 96°C, and the droplet was overflowed with an initial temperature of 31.7°C in the experimental section. The droplet temperature during the transient evaporation regime increased by 10.8°C and reached

$t_{e,1}=42.5^{\circ}\text{C}$  temperature (Fig. 3.2 a, curve 1). During the equilibrium evaporation regime, the droplet warms an additional  $3.3^{\circ}\text{C}$ , and later, the thermocouple bead rises to  $96.6^{\circ}\text{C}$  temperature (Fig. 3.2 b, curve 1). In the second experiment, the air flow was additionally humidified with a vapour flow of  $0.194\cdot 10^{-3}$  kg/s from the water evaporator. The volumetric fraction of water vapour in the gas flow was increased from 0.0129 to 0.045. This additionally humidified gas flows into the experimental section and overflows a droplet with an initial temperature of  $30.3^{\circ}\text{C}$ .

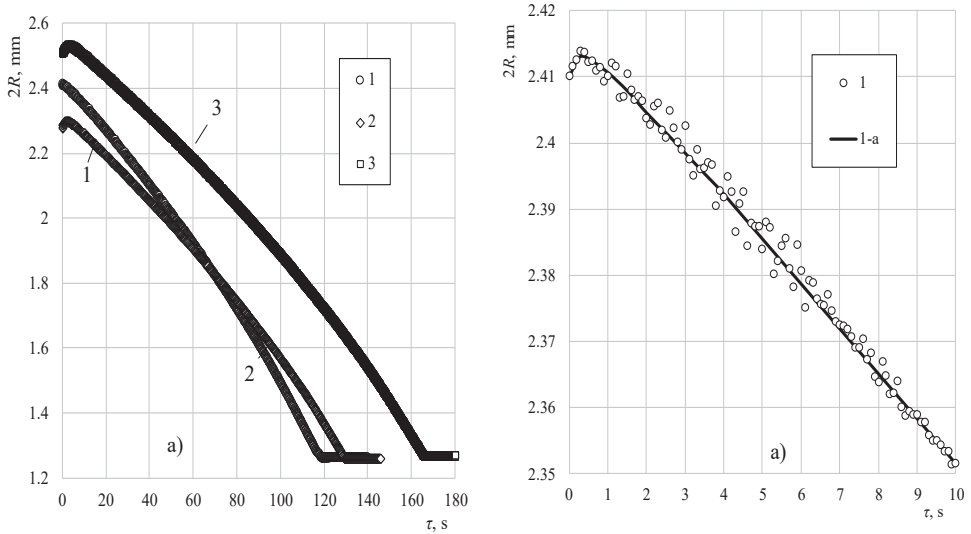


**Fig. 3.2.** Heating of a water droplet in heated ambient air (1–3) and in additionally humidified air (2, 3) in the transient phase change (a) and equilibrium evaporate (b) regimes.  $t_o=19.4^{\circ}\text{C}$ ;  $\varphi_o=56.8\%$ ;  $p_B=989$  hPa;  $G_o=9.244\cdot 10^{-3}$ , kg/s;  $G_v\cdot 10^3$ , kg/s: (1) 0, (2, 3) 0.194;  $t_g,^{\circ}\text{C}$ : (1) 96.6, (2) 96.5, (3) 96.1;  $w_g$ , m/s: (1) 3.99, (2, 3) 4.12;  $X_{v,g}$ : (1) 0.0129, (2, 3) 0.045;  $t_{dp},^{\circ}\text{C}$ : (1) 10.62, (2, 3) 30.84;  $t_o,^{\circ}\text{C}$ : (1) 31.7, (2) 30.3, (3) 24.7

The droplet temperature during the transient evaporation regime increased by  $24.6^{\circ}\text{C}$  and reached  $t_{e,2}=54.9^{\circ}\text{C}$  temperature (Fig. 3.2 a, curve 2). During the equilibrium evaporation regime, the droplet warmed an additional  $1.9^{\circ}\text{C}$ , and later, the thermocouple bead rose to  $96.5^{\circ}\text{C}$  temperature (Fig. 3.2 b, curve 2). It must be said that, in both cases, the gas temperature is virtually the same, and the gas flow rate in the test section channel is similar. Therefore, the droplet's higher  $t_{e,2}-t_{e,1}=12.4^{\circ}\text{C}$  heating in the additionally humidified gas flow in the transient phase transition regime can only be explained by the significant effect of the humidifying air on the droplet equilibrium evaporation temperature. In this case, the volumetric fraction of the water vapour in the additionally humidified gas was increased by almost 3.5 times.

The slight droplet heating in the equilibrium evaporation regime can be explained by the additional droplet heating through the thermocouple wires. Its influence for the heat transfer of the droplet water and thermocouple bead system increases when the mass of the droplet consistently decreases in the process of the water equilibrium evaporation. In the third experiment, the droplet heating was

repeated, and the results of the second experiment were essentially confirmed when a flow of additionally humidified and heated air was used. The water droplet of a slightly lower initial temperature of 24.7°C in the transient evaporation regime heated by 29.5°C and reached  $t_{e,3}=54.2^\circ\text{C}$ , in the equilibrium evaporation regime, it heated by 2.4°C, and later, the thermocouple bead rose to 96.1°C temperature (Fig. 3.2, curve 3). For the ambient air flow, the dew point temperature is 10.62°C, whereas, for the additionally humidified gas flow, the dew point temperature is 30.84°C.

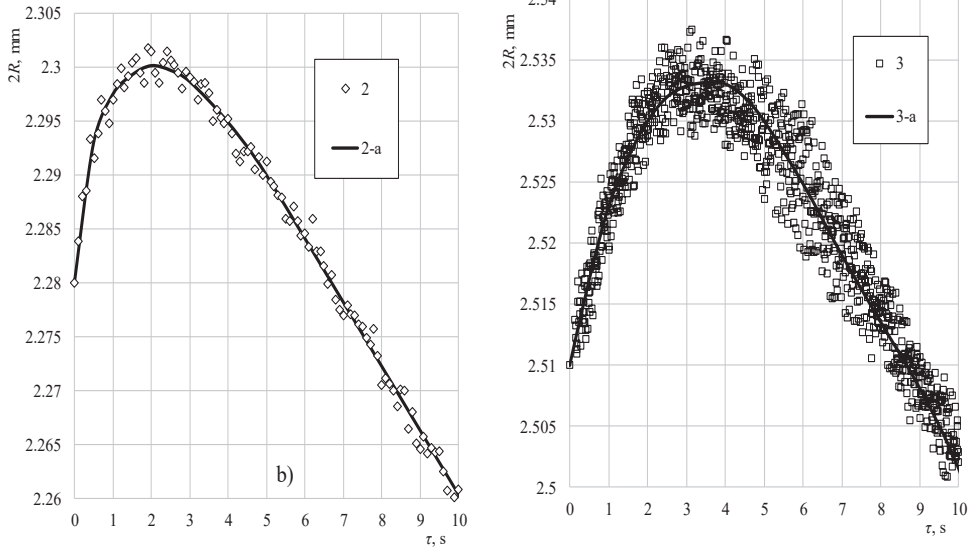


**Fig. 3.3.** Diameter diagrams of a water droplet. Boundary conditions as in Fig. 3.2

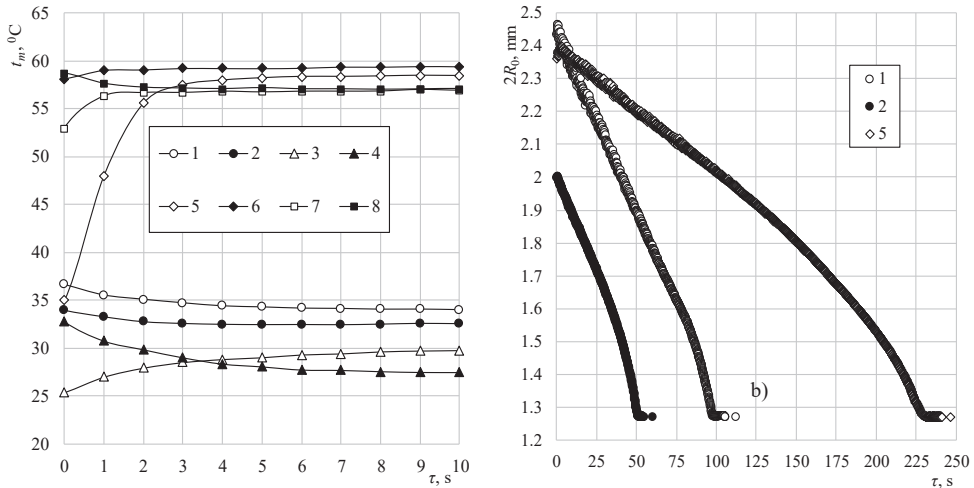
The variation diagrams for the droplet and the thermocouple bead system of an equivalent  $2R$  diameter (Fig. 3.3 a) are created according to the results produced by a video camera when following the procedure described above. The variation of the equivalent diameter of a droplet is determined through two processes. One of them is the thermal expansion of heated water, and the second one is the phase changes on the droplet surface.

The phase change regime of a droplet is defined by the water temperature and the air humidity. A water droplet in the humid air flow can evaporate, or water vapour may condense on it. Experiments 1–3 are carried out in conditions  $t_{dp,1}/t_{0,1}=0.355$ ;  $t_{dp,2}/t_{0,2}=1.018$  and  $t_{dp,2}/t_{0,2}=1.249$ , respectively. Therefore, the required condition  $t_{dp}/t_0 > 1$  for the condensation phase change regime on the droplet surface was fulfilled in the cases of the second and third experiments (Fig. 3.4). During the condensation phase change regime, the droplet surface temperature reaches the dew point temperature. The duration of the condensation regime is 0 s, 0.16 s, and 0.92 s for the first, second and third experiments, respectively. The calculated  $\tau_e$  duration of the transient phase change regime of a sprayed water droplet is clearly defined by the time moment when the droplet heats up to the highest temperature. In the experiments, the droplet temperature increases in the equilibrium evaporation regime (Fig. 3.2 b). Therefore, it is only possible to define

the duration of the transient phase change regime indicatively: in the first experiment,  $\tau_e \approx 18$  s, in the second and third experiments,  $\tau_e \approx 20$  s. Duration  $\tau_f$  of the droplet phase change is defined by the water evaporation moment. In the first, second, and third experiments,  $\approx \tau_f$  is 117.7 s, 128.1 s, and 165.5 s, respectively.

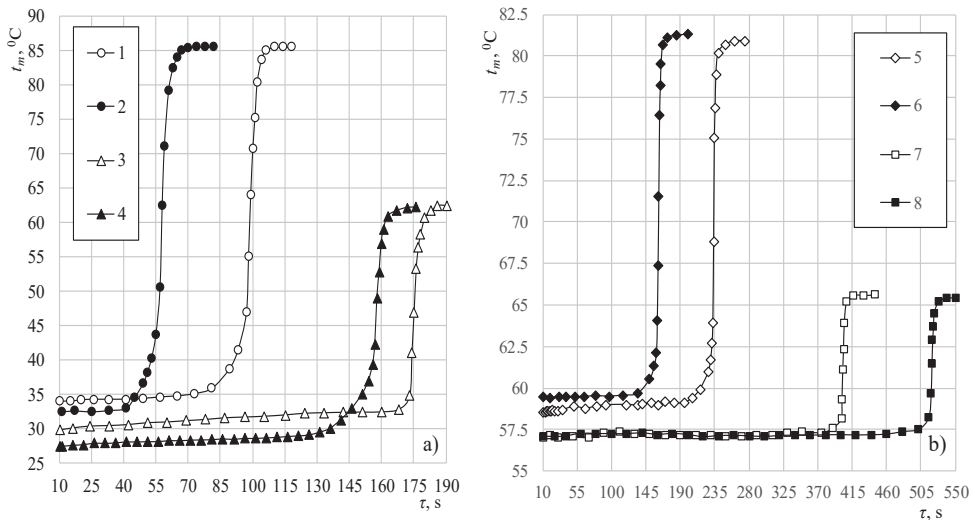


**Fig. 3.4.** Diameter diagrams of a water droplet. Boundary conditions as in Fig. 3.2



**Fig. 3.5.** Influence of the water initial temperature on droplet heating (a) and equivalent  $2R$  diameter (b).  $t_o=21^\circ\text{C}$ ;  $p_B=1000.3$  hPa;  $\phi_o=35\%$ ;  $G_o=15.88 \cdot 10^{-3}$ , kg/s;  $G_v \cdot 10^3$ , kg/s: (1–4) 0, (5–8) 1.572;  $t_g, ^\circ\text{C}$ : (1) (1, 2) 85.6, (3) 62.4, (4) 62.2, (5) 80.9, (6) 81.3, (7) 76.5, (8) 65.5;  $t_0, ^\circ\text{C}$ : (1) 36.6, (2) 33.9, (3) 25.4, (4) 32.2, (5) 35, (6) 58.1, (7) 53, (8) 58.7;  $X_{v,g}$ : (1–4) 0.0087, (5–8) 0.1444;  $t_{dp}, ^\circ\text{C}$ : (1–4) 4.97, (5–8) 53.23

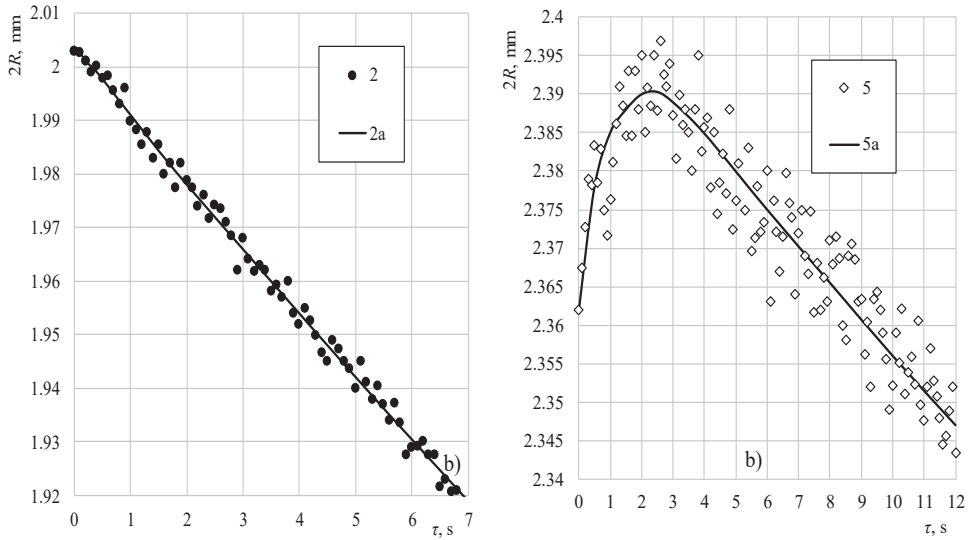
At the second stage of the experimental research, eight experiments were conducted. In all the experiments, the initial temperature of the water droplet was different. In experiments 3, 5, 6 and 7, condition  $t_0 < t_e$  was valid, whereas in experiments 1, 2, 4 and 8, condition  $t_0 > t_e$  was valid (Fig. 3.5). In experiments (1–4), the volumetric fraction of the water vapour in the ambient air is approximately 0.0087, and the dew point temperature is 4.97°C. In experiments 5–8, the volumetric fraction of the water vapour in the additionally humidified gas is approximately 0.144, and the dew point temperature is 53.23°C. At the same humidity, the droplet heating was mainly determined by the gas temperature and was only slightly influenced by the boundary conditions of the convective heat transfer on a droplet (Fig. 3.5 a). For cases 1–4 of heated air, the initial water droplet temperature was changed from 25°C to 37°C. In the transient phase change regime, the droplet heats in case 3 only, while in experiments 1, 2, and 4, the cooling of a droplet was observed (Fig. 3.5 a, curves 1–4).



**Fig. 3.6.** Droplet heating in equilibrium evaporation

When the ambient air flow was heated up to  $\approx 85.6^\circ\text{C}$  (Fig. 3.6 a, curves 1 and 2), the droplet temperature decreased to  $\approx 34^\circ\text{C}$  in the transient phase change regime in case 1 (Fig. 3.5 a, curve 1), whereas, in case 2, the droplet cooled down to  $\approx 33^\circ\text{C}$  (Fig. 3.5 a, curve 2). When the ambient air flow was heated up to  $\approx 62.2^\circ\text{C}$  (Fig. 3.6 a, curves 3 and 4), the droplet temperature increased to  $\approx 30^\circ\text{C}$  in case 3 (Fig. 3.5 a, curve 3), whereas, in case 4, the droplet cooled down to  $\approx 27^\circ\text{C}$  (Fig. 3.5 a, curve 4) in the transient phase change regime. For cases 5–8 of heated and additionally humidified air, the initial water droplet temperature was changed from 35°C to 59°C. In the transient phase change regime, the droplet warmed in cases 5, 6 and 7, and cooled in case 8 only (Fig. 3.5 a, curves 5–8).





**Fig. 3.7.** Diameter diagrams of a water droplet in the initial stage of phase transformations. Boundary conditions in Fig. 3.6 and 3.7 as in Fig. 3.5

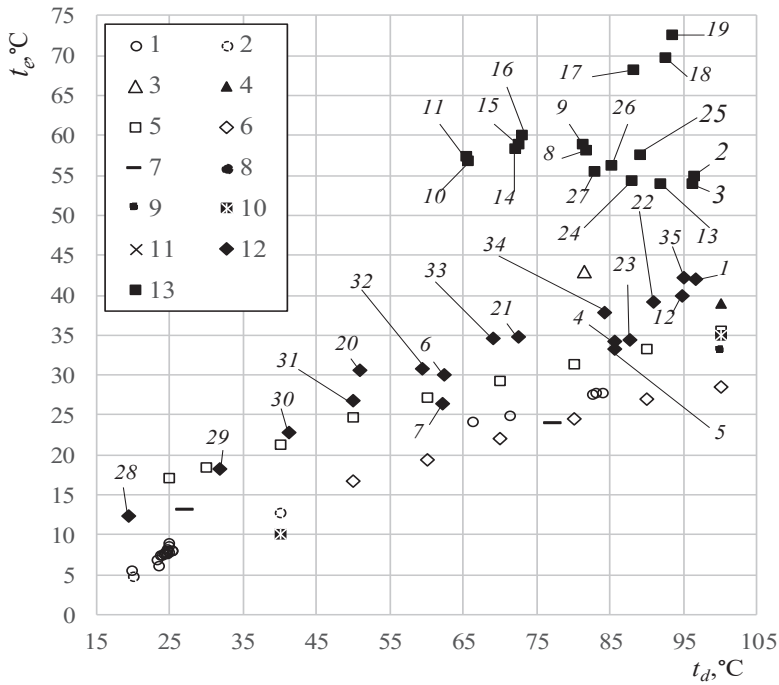
When the additionally humidified gas flow was heated up to  $\approx 81^\circ\text{C}$  (Fig. 3.6 b, curves 5 and 6), the droplet in the transient phase change regime warmed up to  $\approx 58^\circ\text{C}$  in case 5 (Fig. 3.5 a, curve 5), and warmed up to  $\approx 59^\circ\text{C}$  in case 6 (Fig. 3.5 a, curve 6). When the additionally humidified gas flow was heated up to  $\approx 65.45^\circ\text{C}$  (Fig. 3.6 b, curves 7 and 8), the droplet in the transient phase change regime warmed up to  $\approx 57^\circ\text{C}$  in case 7 (Fig. 3.5 a, curve 7), while, in case 8, it cooled down to  $\approx 57^\circ\text{C}$  (Fig. 3.5 a, curve 8). Therefore, the initial temperature of water significantly influences the change of the thermal state of a droplet both for the only heated ambient air flow and for the additionally humidified gas flow cases depending on the value of parameter  $t_e/t_0$ . For cases 3 and 5–7, the water temperature was lower than the equilibrium evaporation temperature of a droplet, and parameter  $t_e/t_0 > 1$  was maintained. The fact that the droplet warms to the equilibrium evaporation temperature was experimentally confirmed. For cases 1, 2, 4, and 8, the water temperature was higher than the droplet equilibrium evaporation temperature, and parameter  $t_e/t_0 < 1$  was maintained. Thus, the droplet cooling down the equilibrium evaporation temperature was experimentally confirmed.

Condition  $t_{dp}/t_0 > 1$  is satisfied in experiments 5 and 7, which results in the condensation mode at the initial phase transition. Therefore, the droplet equivalent diameter rapidly increases at the beginning (Fig. 3.7 b). At the time moment when the thermal expansion and evaporation effects equalize the maximum peak forms in the droplet effective diameter variation graphs, from this point, the droplet starts to decrease consistently. When conditions  $t_{dp}/t_0 < 1$  and  $t_e/t_0 < 1$  are valid, the droplet equivalent diameter rapidly decreases at the beginning (Fig. 3.7 a). In our experiments, the water of a droplet was completely evaporated so that, at the end of the equilibrium evaporation, the equivalent diameter was equal to the diameter of the thermocouple beads of 1.27 mm (Fig. 3.5 b).

## Generalisation of experimental investigations

The results of the experimental investigation of water droplet heating in the additionally humidified gas flow confirmed the following points:

1. In the gas flow, the factors determining the phase change regimes of water droplets are the humidity of the air and the initial temperature of the water. The initial temperature of the water defines the peculiarities of the transient phase change regime of the droplets. The air flow parameters define the droplet equilibrium evaporation temperature which is not affected by the initial water temperature.
2. The results of the experimental investigation suggest that the dimensionless  $t_{dp}/t_0$  and  $t_e/t_0$  parameters are appropriate for determining the peculiarities of the water droplet phase change regimes in the humid gas flow. In the disperse water and humidity gas two phase flow, condition  $t_{dp}/t_0 > 1$  is necessary to ensure that all of the droplets undergo phase changes consisting of condensation, transient evaporation and equilibrium evaporation regimes, and that they proceed sequentially. It has been experimentally confirmed that water droplets in the initial evaporation stage cooled down when condition  $t_e/t_0 < 1$  was valid.
3. The regularities of water droplet phase changes in the humid air flow are well illustrated by the experimental diagrams of their diameter changes. In order to determine their specificity, complex analysis of the phase transition modes of the droplet and the change in the thermal state of the droplet is required. Phase transition processes on the surface of water are influenced by the droplet's heat and mass transfer boundary conditions.
4. For the first time, the results of the experiment substantiated that not only the change of the water droplet's thermal state can be qualitatively determined by  $t_{dp}/t_0$  and  $t_e/t_0$  in humid gas, but also the tendencies of the droplet's geometric dimension (diameter, surface area, volume) in the initial phase transition phase can be predicted. Droplets will initially be reduced through evaporation when  $t_e/t_0 < 1$ , or for  $t_e/t_0 > 1$ , water will expand, and the droplet growth will be further stimulated by condensing the vapour when  $t_{dp}/t_0 > 1$ .
5. In the gas flow of  $\approx 96.5^\circ\text{C}$  temperature, the equilibrium evaporation temperature of water droplets is  $\approx 42.5^\circ\text{C}$  when the volumetric fraction of water vapour is 0.0129 in the air. After additionally humidifying the air flow up to  $\bar{p}_v = 0.045$ , the water droplet equilibrium evaporation temperature increases to  $\approx 55^\circ\text{C}$ . When the gas flow is of  $\approx 85.6^\circ\text{C}$  temperature and the volumetric fraction of water vapour is 0.0087, the droplet equilibrium evaporation temperature is  $\approx 33.5^\circ\text{C}$ . In the additionally humidified gas flow of  $\approx 81^\circ\text{C}$  temperature, the water droplet equilibrium evaporation temperature rises to  $\approx 58.5^\circ\text{C}$  in the transient phase change regime when the volumetric fraction of water vapour is 0.144 in the gas.



**Fig. 3.8.** Water droplet  $t_e$  temperature experimental diagram. (1) Ranz-Marshal [41], (2) Langstroth-Diehl-Winholde [42], (3) Nishiwaki [42], (4) Kobaiyasi [42], (5) Fedosejeva-Polishcuk [42], (6) Apashev-Malov [42], (7) Downing [43], (8) Ivanov-Smirnova [44], (9) Yuen-Chen [45], (10) Strizhak *et al.* [46], (11) Volkov-Strizhak [47], (12) data, when  $t_{g_s}, ^\circ\text{C}$ : 1 96.6; 4 85.58; 5 85.57; 6 62.4; 7 62.2; 12 94.9; 20 51; 21 72.5; 22 90.9; 23 87.6; 28 19.6; 29 31.8; 30 41.3; 31 49.9; 32 59.3; 33 69.1; 34 84.3; 35 95.  $X_{v,g}$ : 1 0.0129; 4 0.0087; 5 0.0089; 6 0.0092; 7 0.00916; 12 0.014; 20–23 0.0134; 28–35 0.0103; (13) data when  $t_{g_s}, ^\circ\text{C}$ : 2 96.5; 3 96.1; 8 81.8; 9 81.3; 10 65.5; 11 65.4; 13 91.9; 14 72.1; 15 72.4; 16 72.9; 17 88.1; 18 92.5; 19 93.4; 24–27 88; 25 89; 26 85.2; 27 82.8;  $X_{v,g}$ : 2, 3 0.0744; 8 0.1807; 9 0.1808; 10, 11 0.181; 13 0.0964; 14 0.1276; 15 0.1281; 16 0.1287; 17 0.2375; 18 0.2374; 19 0.2707; 24–27 0.148

6. The instantaneous boundary conditions of the heat transfer also exert certain influence on the thermal state of the droplet equilibrium evaporation. Owing to the different equivalent droplet diameter at the beginning of the equilibrium evaporation, the heterogeneity of a droplet is determined by the uneven convective heating, although the air flow parameters are similar. This explains the inconsistency between the measured equilibrium evaporation temperatures of  $\approx 1.5^\circ\text{C}$  and  $\approx 3^\circ\text{C}$  when the air flow parameters are similar in the first and second parts of the experiments.
7. Water injection must be organised for individual units of biofuel combustion technologies in a targeted and coordinated manner. Only then will it be possible to achieve the optimal process of heat recovery from the biofuel flue gas and

ensure a high efficiency in biofuel combustion technology. Since the volumetric fraction of water vapour can range from 0.2 to 0.4 in humid biofuel flue gas, the temperature of the equilibrium evaporation of the injected water droplets can be significantly higher and sequentially decrease during the flue gas drying process.

8. The results of 35 experiments are generalised by  $t_e$  temperature diagram for the water droplet equilibrium evaporation regime (Fig. 3.8)

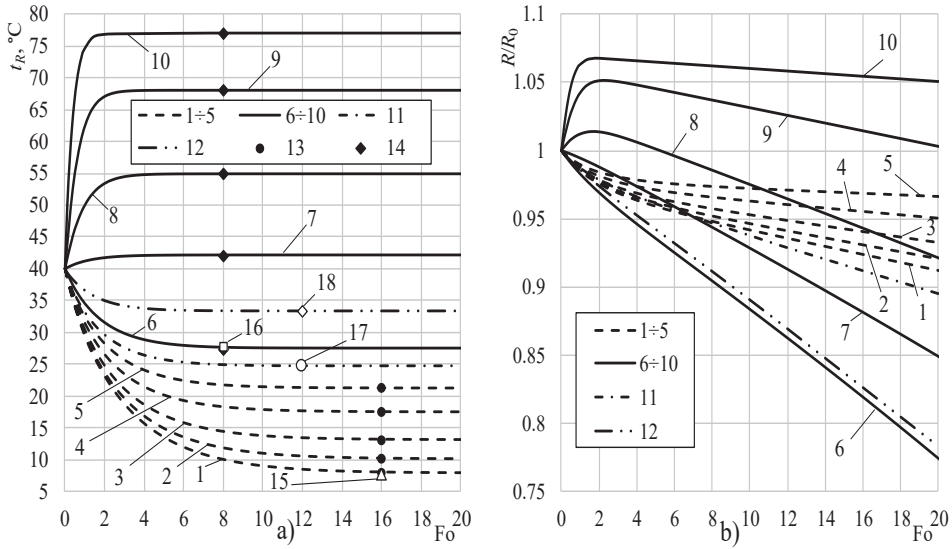
### 3.2. Digital investigation of water droplets HMT

The results of the liquid droplet heat and mass transfer modelling are analysed in the Fourier number time scale. The Fourier Fo number time scale is defined according to 278 K water thermal diffusivity  $a_0=1.3393E-7$  [m<sup>2</sup>/s]. The cycle  $Fo=0 \rightarrow Fo_{co} \rightarrow Fo_e \rightarrow Fo_f$  summarises individual phase transformation cycle regimes  $\tau=0 \rightarrow \tau_{co} \rightarrow \tau_e \rightarrow \tau_f$  for droplets of different sizes.

#### 3.2.1. Water droplet transit transfer processes in atmospheric air

The phase transformations transit regime for a 40°C water stagnant droplet of 1 mm diameter in the atmospheric air was modelled. The convective heating of a droplet is defined by the air flow with 0.37 m/s velocity with varying temperature and relative humidity. The droplet surface temperature variation graphs and its radius are provided in Figures 2 a and 2 b, respectively; when the air temperature is 24.5°C, 50°C, 84°C and 90°C, the relative air humidity is 0, 10, 25, 50 and 75 percent, respectively.

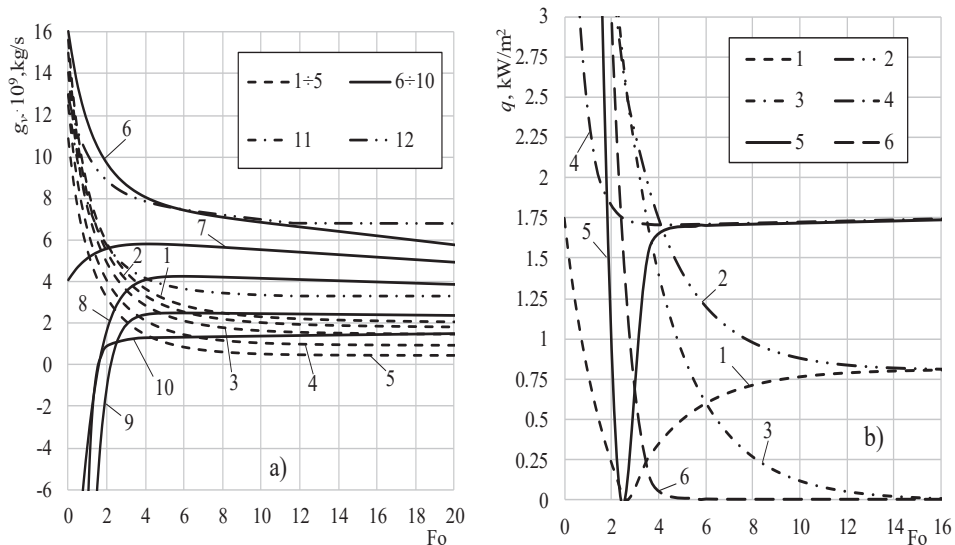
In all the modelled cases at the transit phase transformations regime, the droplet reached the equilibrium evaporation state defined by specific temperature  $t_e$ : in the numerical modelling cases of (1–6) and (11, 12), the droplet cools down to  $t_e$  temperature, while in cases (7–9), it warms up (Fig. 3.9 a). The calculated  $t_e$  temperatures were compared with wet bulb temperatures  $t_{wb}$  (defined by analogous parameters for humid air [47]) and known  $t_{e,eks}$  temperatures [41, 42], and the beginning of the droplet equilibrium evaporation is conditionally defined as  $Fo_e=16$  (modelling cases 1–5 and dots 13, 15) and  $Fo_e=8$  (modelling cases 6–10 and dots 14, 16). For modelling cases (11 and 12) and (dots 17, 18), the value of  $Fo_e=12$  is foreseen. In the cases of humid air (1–10), the calculated temperatures  $t_e$  corresponded with the wet bulb  $t_{wb}$  temperatures, while, in the case of dry air, it corresponded to experimental  $t_{e,eks}$  temperatures (Fig. 3.9 a, curves 1–10 and dots 13–16). In cases (17) and (18), the experimental  $t_{e,eks}$  temperature was defined only for air temperatures of 50°C and 90°C, respectively, while air humidity in work [42] was not indicated at all. Work [47] emphasises that the relative air humidity in these experiments could be  $\approx 12\%$  and  $\approx 2\%$ , respectively.



**Fig. 3.9.** Impact of air parameters for the thermal state of water droplets (a) and radius (b) variation in the transit phase transformations regime.  $t_g, ^\circ\text{C}$ : (1–5) 24.5, (6–10) 84, (11) 50, (12) 90;  $\phi, \%$ : (1, 6) 0, (2, 7) 10, (3, 8) 25; (4, 9) 50, (5, 10) 75, (11) 12, (12) 2, (15, 16) 0, (17, 18) ?;  $X_{v,g}$ : (1, 6) 0, (2) 0.003, (3) 0.0076, (4) 0.0152, (5) 0.0227, (7) 0.0548, (8) 0.137, (9) 0.0274, (10) 0.411, (11) 0.0146, (12) 0.0138;  $t_{wb}, ^\circ\text{C}$  [47]: (13, 1–5), (14, 6–10);  $t_{e,eks}, ^\circ\text{C}$ : (15, 16) [41], (17, 18) [42];  $2R_0=1$  mm;  $w_g=0.37$  m/s;  $p_B=101325$  Pa

Then, cases (11) and (12) of  $t_R(Fo)$  graphs essentially corresponded to the experimental  $t_{e,eks}$  temperatures in the equilibrium evaporation regime (Fig. 3.9 a, curves 11 and 12).

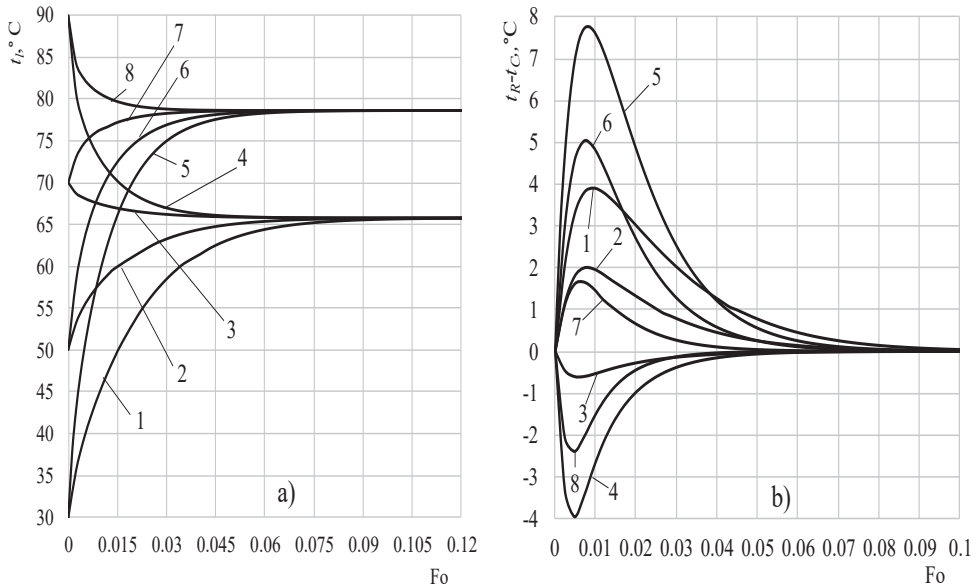
In all the modelled cases at the transit phase transformations regime, the droplet reached the equilibrium evaporation state defined by specific temperature  $t_e$ : in numerical modelling cases of (1–6) and (11, 12), the droplet cooled down to  $t_e$  temperature, while, in cases (7–9), it warmed up (Fig. 3.9 a). The calculated  $t_e$  temperatures were compared with the wet bulb temperatures  $t_{wb}$  (defined by analogous parameters for humid air [47]) and known  $t_{e,eks}$  temperatures [41, 42], the beginning of the droplet equilibrium evaporation was conditionally defined as  $Fo_e=16$  (modelling cases 1–5 and dots 13, 15) and  $Fo_e=8$  (modelling cases 6–10 and dots 14, 16). For modelling cases (11 and 12) and (dots 17, 18), the value of  $Fo_e=12$  is foreseen. In cases of humid air (1–10), the calculated temperatures  $t_e$  corresponded with the wet bulb  $t_{wb}$  temperatures, while, in the case of dry air, they corresponded to experimental  $t_{e,eks}$  temperatures (Fig. 3.9 a, curves 1–10 and dots 13–16). In cases (17) and (18), the experimental  $t_{e,eks}$  temperature is defined only for air temperatures of 50°C and 90°C, respectively, while air humidity in work [42] was not indicated at all. Work [47] emphasises that the relative air humidity in these experiments could be  $\approx 12\%$  and  $\approx 2\%$ , respectively. Then, cases (11) and (12) of  $t_R(Fo)$  graphs essentially corresponded to the experimental  $t_{e,eks}$  temperatures in the equilibrium evaporation regime (Fig. 3.9 a, curves 11 and 12).



**Fig. 3.10.** Impact of the air parameters on water vapour flux (a) and heat flux (b) variation of a droplet surface. Boundary conditions: a) as in Fig. 3.9; b)  $2R_0=1$  mm;  $w_g=0.37$  m/s;  $t_g, ^\circ\text{C}$ : (1–3) 24.5, (4–6) 84;  $X_{v,g}$ : (1–3) 0.0152, (4–6) 0.0274;  $q_{c,g,0}$ ,  $\text{kW/m}^2$ : (1) 7.745, (4) 5.421;  $q_{f,0}$ ,  $\text{kW/m}^2$ : (2) 9.556, (5) 40.697;  $q_{c,l,0}$ ,  $\text{kW/m}^2$ : (3) 1.301, (6) 46.118;  $q$ : (1, 4)  $q_{c,g}$ , (2, 5)  $q_f$ , (3, 6)  $q_{c,l}$

What concerns the reliability of the methodology, it is not only enough that the calculated droplet equilibrium evaporation thermal state is in good agreement with the wet bulb and experimental temperatures. It is also important that the droplets reach the calculated equilibrium evaporation regime while consistently going through the transit phase transformation regimes and together ensuring the variation of the main physically based dynamic, energy and phase parameters. Although the air flow velocity is the same, however, the dynamics of the Reynolds number was prominently individual. This is affected by the individual variation of droplet diameters (Fig. 3.9 b) which was defined by the vapour flow dynamics in the droplet phase transformations transitional regimes (Fig. 3.10 a). The initial water temperature of  $40^\circ\text{C}$  is relatively high; therefore, the condensation phase transformations regime on the droplet surface was observed when the high humidity air flow overflowed the droplet (Fig. 3.10 a, curves 8–9). The intensive vapour condensation and water expansion resulted in the fact that the droplet diameter in the condensation regime and in the initial stage of the transit evaporation regime increased by 1.4, 5.1 and 6.8 percent in cases 8, 9 and 10, respectively. In all the other cases the transit evaporation regime took place immediately (Fig. 3.10 a, curves 1–7, 11, 12), therefore, the droplet diameter (Fig. 3.9 b, curves 1–7, 11, 12) decreased immediately. The calculated water droplet  $t_e$  temperature in the equilibrium evaporation regime in all the modelled cases did not change. This can be explained by the Reynolds analogy theory which is valid for heat transfer and phase transformations processes when the intensity of droplet convective heating and phase transformations becomes energy-equivalent in the equilibrium

evaporation regime. This is clearly reflected by the heat fluxes dynamics on the droplet surface (Fig. 3.10 b). In the transit phase transformations regime, the convective heat flux inside the droplet consistently decreases to zero value (Fig. 3.10 b, curves 3, 6), therefore, in the equilibrium evaporation regime, the phase transformations heat flux is equal to the external convection heat flux (Fig. 3.10 b, curves 1, 2, 4, 5). However, in the transit regime, the phase transformations dynamics and external convection fluxes can be highly individual and could be defined by the boundary conditions.



**Fig. 3.11.** Influence of flue gas humidity and sprayed water temperature on droplet heating (a) and non-isothermity (b).  $t_{i,0}$ , °C: (1, 5) 30, (2, 6) 50, (3, 7) 70, (4, 8) 90;  $X_{v,g}$ : (1-4) 0.2, (5-8) 0.4;  $t_d=180^\circ\text{C}$ ;  $\text{Re}_0=100$ ;  $\Delta w_l=5\text{m/s}$ ;  $p_B=0.1\text{ MPa}$

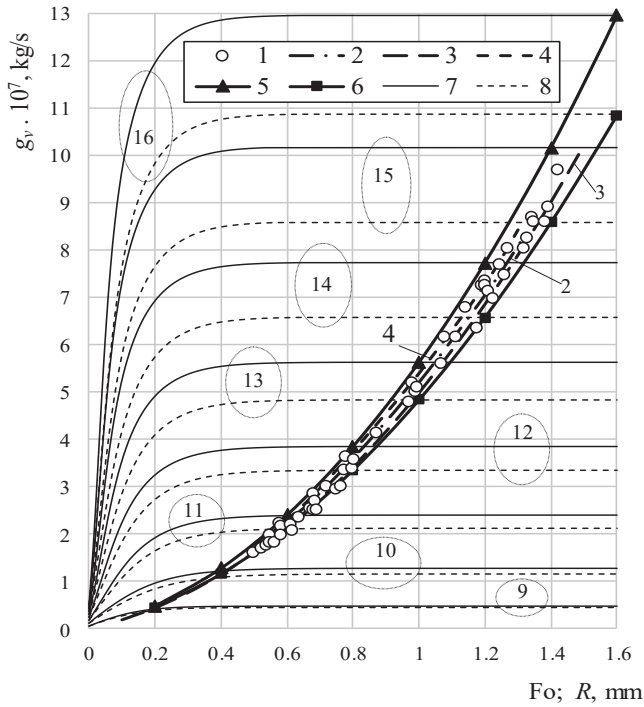
In order to determine the thermal state of sprayed water before the flue gas economiser, the heat and mass transfer of a water droplet of different initial temperatures was modelled numerically in the medium ( $X_{g,d} = 0.2$ ) and high ( $X_{g,d} = 0.4$ ) humidity biofuel flue gas flow (Fig. 3.11). Temperatures of  $65.8^\circ\text{C}$  and  $78.6^\circ\text{C}$  of equilibrium evaporation are defined by the humidity  $X_{g,d}=0.2$  and  $X_{g,d}=0.4$  of the flue gas, respectively, whereas the temperature of sprayed water had no influence on  $t_e$  temperature (Fig. 3.11, a). However, the temperature of the sprayed water significantly influenced the thermal state change of a droplet in the transient phase transition regimes, which is visually illustrated by the dynamics of the non-isothermity defined by the temperature difference between the droplet surface and its centre (Fig. 3.11, b). Water droplets of  $30^\circ\text{C}$  and  $50^\circ\text{C}$  temperature warm up, at a temperature of  $90^\circ\text{C}$ , they cool down, while water droplets that are at a temperature of  $75^\circ\text{C}$  under medium humidity cool down and warm up at high humidity in the flue gas. The highest non-isothermity of around  $8^\circ\text{C}$  is observed when the water droplet temperature is  $30^\circ\text{C}$  and it is heating up in high humidity  $X_{g,d}=0.4$  flue gas.

The highest non-isothermity of around  $-4^{\circ}\text{C}$  of a cooling-down droplet was observed in the medium humidity  $X_{g,d}=0.2$  flue gas.

### 3.2.2. Water droplet phase transformations in the case of combined heating

The impact of combined heating processes was evaluated for water droplet phase transformations. The experimental measurement (as described in [44]) boundary conditions of water droplets equilibrium evaporation was numerically reproduced (Fig. 3.12). The stagnant droplet was heated up by air flow of  $0.01\text{m/s}$  velocity (the air temperature of  $860^{\circ}\text{C}$  was reached) and by a spherical wall limiting the radiation air space. As already mentioned in the introduction section, when conducting experiments as described in [44], the droplet equilibrium evaporation  $g_{v,e}$  [g/s] rate was equated to the water flow rate of capillary water supply, and a several-times-enlarged droplet projection settled on the screen. The experiments were performed with large  $2R=0.5\div 3.2$  mm diameter water droplets. The equilibrium evaporation vapour flux could be easily numerically defined by the calculated convective and radiative heat fluxes for the specific size droplet:  $g_{v,e}=q_{c,g}/q_{r,g}$ . According to this vapour flux model, the provided numerical investigation  $g_{v,e}(t_g,R)$  results of water droplets [25, 48, 49] correlates well with the experimental data of [44] (Fig. 3.12, curves 2–4). However, this vapour flux model does not allow to estimate the effect of combined heating for the droplet transit evaporation (and, of course, the condensation regime). It should be noted that, in work [44], additional air flow humidification was not evaluated. Additionally, the air humidification process is affected by long (lasting even several hours) droplet equilibrium evaporation  $t_e$  temperature synchronization with the supplied water temperature  $t_l$  by the capillary system. In addition, in paper [44], metal wall emittance  $\varepsilon$  was not provided. It is necessary for the definition of radiation. Both of these factors are important for the intensity of droplet heating and evaporation. The numerical investigations of droplet phase transformations are focused on the interaction of complex transit transfer processes in the cases of water vapour condensate spraying into high temperature flue gases. Therefore, when recreating the experiment boundary conditions of [44],  $40^{\circ}\text{C}$  temperature water droplet evaporation was modelled for  $860^{\circ}\text{C}$  temperature dry air flow with a velocity of  $0.01$  m/s. The temperature of the radiating wall is equated to the air temperature, and the wall emissivity  $\varepsilon_{wand}$  is 0.8 or 1. The water droplet diameter varies from  $0.5$  mm to  $3.2$  mm and does not change during the droplet evaporation process. After analysing the numerical study results in all the cases of modelling, it was observed that the duration of the transit evaporation regime in the Fourier time scale is directly proportional to the equivalent radius of a droplet  $R$  [mm]. This allows providing the graphs of the calculated droplet evaporation rate  $g_v=f_g(\text{Fo})$  and the selected equilibrium evaporation rate  $g_{v,e}=f_{g,e}(R)$  functions in one figure. This requires the same graduation of the abscissa axis, but with two meanings: for curves (1–6) in Figure 3.11, the axis of the abscissa is  $R$  [mm], while, for curves 7 and 8, it is  $\text{Fo}$ .

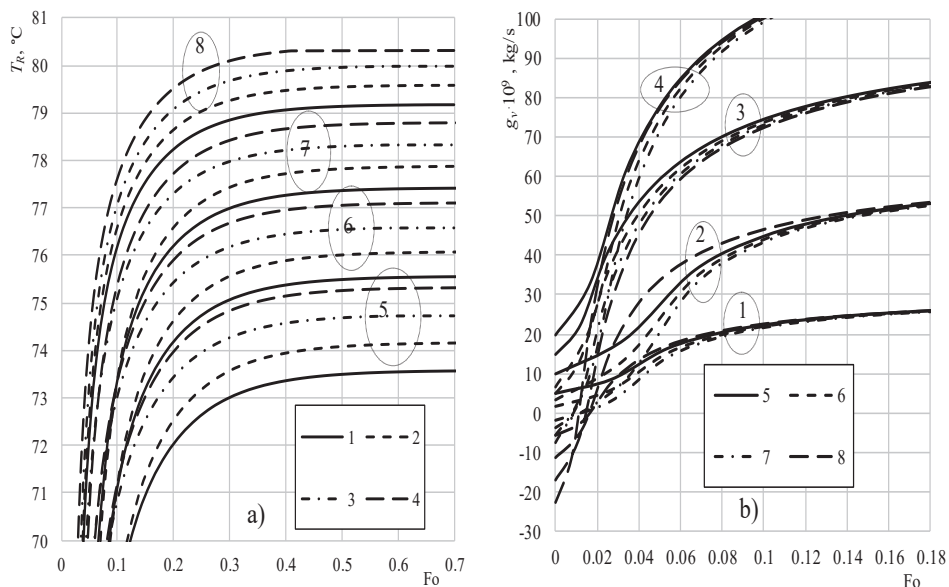




**Fig. 3.12.** Vapour flux dynamics (7, 8) and droplet equilibrium evaporation vapour flux (1–6) in the case of combined heating. (1) Data [44]; (2–4) numerical results [48], [25] and [49], respectively; (5–16) present model;  $R$ , mm: (9) 0.2, (10) 0.4, (11) 0.6, (12) 0.8, (13) 1, (14) 1.2, (15) 1.4, (16) 1.6;  $t_{l,0}=40^{\circ}\text{C}$ ;  $w_g=0.01$  m/s;  $p_B=0.1$  MPa;  $\varepsilon_{wand}$ : (5, 7) 1, (6, 8) 0.8;  $t_{wand}=t_g=860^{\circ}\text{C}$

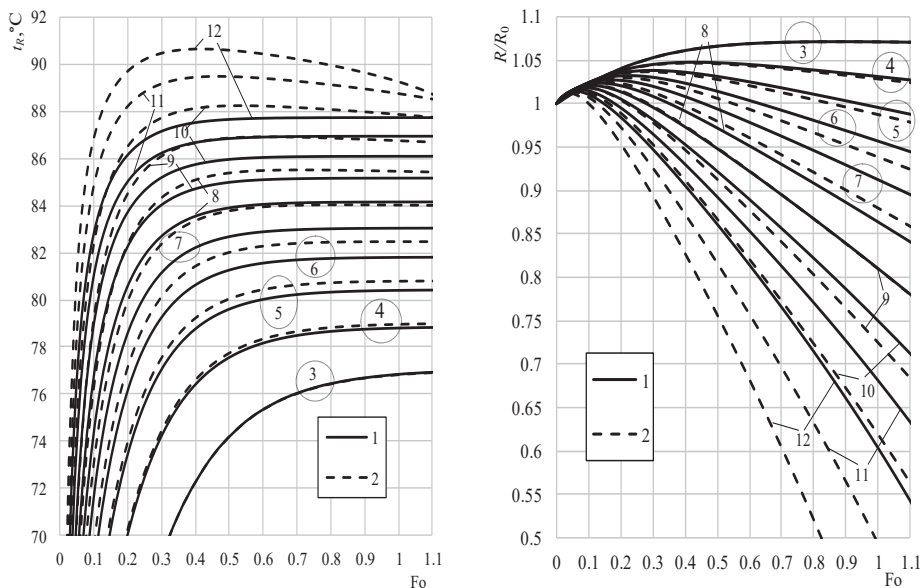
In the calculated function graphs  $g_v=f_g(\text{Fo})$  at the end of the transit evaporation, the vapour flow  $g_v$  stabilises for the marginal  $\varepsilon_{wand}=0.8$  and  $\varepsilon_{wand}=1$  and for the selected  $R$  (Fig. 3.12, curves 7, 8). These vapour flux values define the generated vapour flux  $g_{v,e}$  on the droplet's surface in the equilibrium evaporation regime. Function graphs  $g_{v,e}(R)$  for marginal  $\varepsilon_{wand}=0.8$  and  $\varepsilon_{wand}=1$  cases (Fig. 3.12, curves 5, 6) practically interlink numerical modelling [25, 48, 49] and experimental data [44] (Fig. 3.12). It is clear that the calculated  $g_{v,e}(R)$  functions graphs for intermediate  $\varepsilon_{wand}$  values will be arranged consistently among boundaries. For the smaller droplets, the consistent convergence of marginal  $g_{v,e}(R)$  graphs could be observed, which corresponds to the variation trends of equilibrium evaporation  $g_{v,e}(R)$  rate; that has been defined experimentally (Fig. 3.13). It could be expected that, for the smaller water droplets, the weaker absorption of the falling radiation flux has the essential influence [38, 48]. This was also confirmed by the results of the numerical study. When the water droplet diameter decreases from 3.2 mm to 0.05 mm, the calculated absorbed radiation flux also decreases by as much as 64 percent. In addition, the droplet dispersity prominently influences the local radiation flux inside the droplet: in large droplets, radiation is intensively absorbed by the

droplet surface layers, while in the smaller droplets the absorption is more significant in the deeper droplet layers.

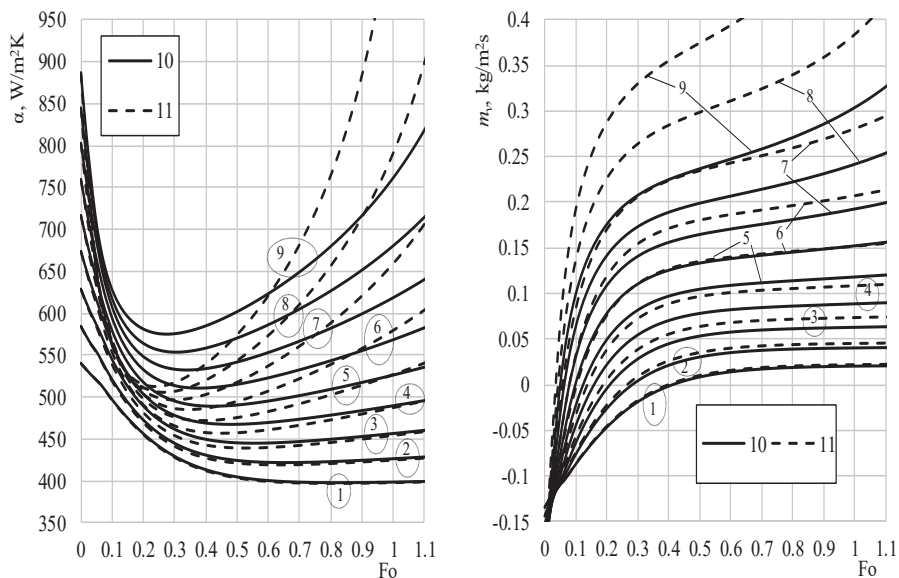


**Fig. 3.13.** Variation of droplet surface temperature (a) and vapour flux (b) in the case of combined heating  $R$ , mm: (1) 0.05; (2) 0.1; (3) 0.15; (4) 0.2;  $X_{v,g}$ : (5) 0; (6) 0.05; (7) 0.1; (8) 0.15;  $t_{l,0}=40^\circ\text{C}$ ;  $t_{wand}=t_g=860^\circ\text{C}$ ;  $\text{Re}=100$ ;  $\varepsilon_{wand}=1$

The radiation flux is defined by the spectral radiation from the soot-covered chamber walls and fuel gases. In a droplet's cloud of the sprayed water, multiple reflection of a light beam takes place, and the intensity of the light wave falling on the individual water droplet is close to the black body spectral radiation. Therefore, the influence of air humidification for the water droplet's thermal state (Fig. 3.13 a) and for its phase transitions (Fig. 3.13 b) is evaluated for the case of  $\varepsilon_{wand}\approx 1$ . During evaporation, in each graph, family curves  $t_R$  are arranged according to the consistently growing droplet diameter and the defined steady state  $t_e$  temperature (Fig. 3.13 a, curves 1–4). The lowest  $t_e\approx 73.6^\circ\text{C}$  temperature is calculated when  $X_{v,g}=0$  and  $R=0.05$  mm, while the highest temperature is  $t_e\approx 80.3^\circ\text{C}$  when  $X_{v,g}=0.15$  and  $R=0.2$  mm, etc. A possible  $6.7^\circ\text{C}$  temperature growth due to air humidity and radiation absorption inside droplets at equilibrium evaporation could be observed. When droplet  $R$  grows from 0.05 mm to 0.2 mm in the group of  $X_{v,g}=0$ , temperature  $t_e$  grows from  $73.6^\circ\text{C}$  by  $1.7^\circ\text{C}$ , while, in the group  $X_{v,g}=0.05$ , it increases from  $75.6^\circ\text{C}$  by  $1.5^\circ\text{C}$ , in the group  $X_{v,g}=0.1$  from  $77.9^\circ\text{C}$  it grows by  $0.9^\circ\text{C}$ , and, in the group  $X_{v,g}=0.15$ , it grows from  $79.2^\circ\text{C}$  by  $1.1^\circ\text{C}$ . In the transit regime, the vapour flux  $g_e$  graphs are distributed into four families of curves according to the droplet dispersity  $R=0.05, 0.1, 0.15$  and  $0.2$  mm, respectively (Fig. 3.13 b, curves 5–8).



**Fig. 3.14.** Variation of droplet temperature (a) and radius (b) in the cases of convective (1) and combined (2) heating for various gas temperatures.  $t_{l,0}=40^{\circ}\text{C}$ ;  $\text{Re}_0=100$ ;  $R_0=0.25\text{ mm}$ ;  $p_B=0.1\text{ MPa}$ ;  $X_{v,g}=0.4$ ;  $t_g,^{\circ}\text{C}$ : (3) 100, (4) 200, (5) 300, (6) 400, (7) 500, (8) 600, (9) 700, (10) 800, (11) 900, (12) 1000



**Fig. 3.15.** Variation of the heat transfer coefficient (a) and the vapour flow (b) in the phase transformations regimes of a droplet in the case of convective (10) and combined (11) heating for various gas temperatures.  $t_{l,0}=40^{\circ}\text{C}$ ;  $\text{Re}_0=100$ ;  $R_0=0.25\text{ mm}$ ;  $p_B=0.1\text{ MPa}$ ;  $X_{v,g}=0.4$ ;  $t_g,^{\circ}\text{C}$ : (1) 200, (2) 300, (3) 400, (4) 500, (5) 600, (6) 700, (7) 800, (8) 900, (9) 1000

The higher vapour flux spreads from the larger droplets. In each group of graphs, the curves are arranged in the consistently growing order according to the increased air flow humidity and also according to the defined vapour flux  $g_e$  (Fig. 3.13 b, curves 1–4). The lowest  $g_e \approx 28.3 \cdot 10^{-9} \text{ kg/s}$  vapour flux is calculated when  $X_{v,g}=0.15$  and  $R=0.05$  mm, while the highest value is  $g_e \approx 125.3 \cdot 10^{-9} \text{ kg/s}$  when  $X_{v,g}=0$  and  $R=0.2$  mm, etc. In all the modelled cases, it is possible to have an increase of  $97 \cdot 10^{-9} \text{ kg/s}$  vapour flux of equilibrium evaporation due to air humidity and radiation absorption inside the droplets. The influence of air humidity for equilibrium evaporation is not significant; however, the droplet dispersity is important. This must be taken into account when selecting the technologically suitable solution for condensate dispersants.

The radiation impact for the sprayed condensate phase transformation processes in biofuel flue gases was defined by the investigation of  $40^\circ\text{C}$  temperature water droplet warming and phase transformations in humid  $X_{v,g}=0.4$  and gas temperature  $t_g=100\div 1000^\circ\text{C}$  air flow for the cases of convective and combined heating (Figs. 3.14 and 3.15). The air temperature was gradually increased by every  $100^\circ\text{C}$ . The droplet convective heating for the selected air  $t_g$  temperature and humidity  $X_{v,g}=0.4$  is defined with the Reynolds  $Re_0=100$  number when the initial droplet diameter is  $2R_0=500$  micrometres. The radiation impact on the droplet convective heating is defined by the variation of heat transfer coefficient  $\alpha$  [ $\text{W/m}^2\text{K}$ ] (Fig. 3.15 a). Meanwhile, in the droplet phase transformation regimes, the heat transfer coefficient is defined by the Spalding heat transfer parameter  $B_T$  (evaluating the impact of Stefan's hydrodynamic flow) influence with the Nusselt number defining the convective heating intensity. The radiation impact on the droplet phase transformations is determined by the vapour flux density variation (Fig. 3.15 b). In the droplet phase transformation regimes, vapour flux is defined by the Stefan's hydrodynamic flow influencing the Spalding transfer parameter  $B_M$  impact for Sherwood  $Sh$  number which defines the phase transformation intensity.

### Generalisation of numerical investigations

The simulation results of the combined heating of a water droplet in the humidified gas flow confirmed the following:

1. The simulation results of the water droplet phase transformations in the humid air flow confirms that the droplet convective heating intensity compared with the case of the solid particle in the condensation regime are weakening in the evaporation regime. This is explained by the impact of the vapour flux on the thermal boundary layer. In the condensation regime, the highest temperature  $t_g$  of the water vapour flux spreads towards the droplet, cools down to the dew point  $t_{dp}$  temperature, and condensates on the droplet's surface. This creates preconditions to reduce the thermal boundary layer and to decrease the thermal resistance of the convective heat transfer process. In the evaporation regime, relatively cold vapour flux spreads from the droplet and overheats  $t_g$  temperature. This creates preconditions for the growth of the thermal boundary layer and the increased thermal resistance of the convection heat transfer process. The variation of the thermal boundary layer thickness is defined by the intensity of the spread vapour

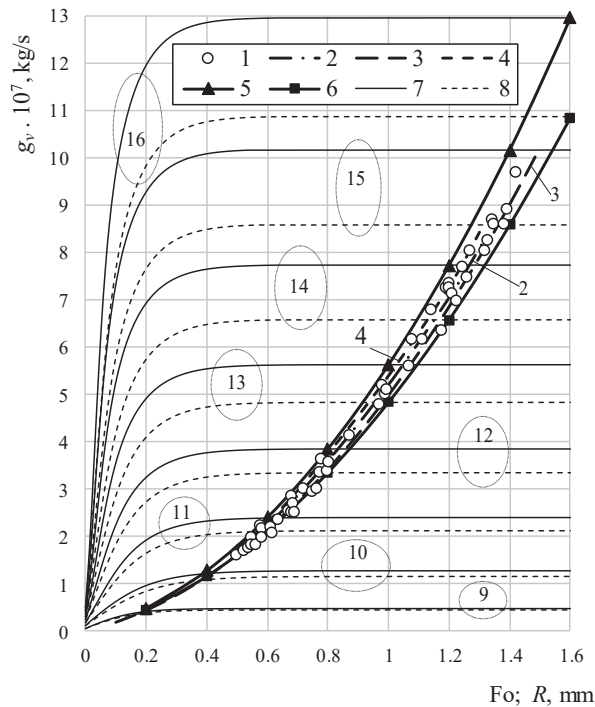
flux, for which, Stefan's hydrodynamic flow is significant. For the Spalding heat transfer parameters  $B_T$  and  $B_M$ , the variation of the droplet thermal state in the phase transformation regimes should be evaluated.

2. The unsteady temperature field and its gradient of the semitransparent droplet are influenced by the radiation absorption and the liquid circulation inside the droplet. The radiation absorption process is determined (for the modelled water cases) with the optical spectral characteristics and the droplet dispersity, while the liquid circulation is defined by the droplet slipping velocity into the gas flow. Therefore, the droplet heat transfer, the phase transformations and the thermal state variation is defined by the interaction of the jointly proceeding transfer processes. Together with the intensive impact of the Stefan's hydrodynamic flow for the droplet heating process and phase transformations, it is possible to distinguish the impact of the radiation flux whose influence increases in the high temperature radiating surrounding. The thermal state of a semitransparent droplet is directly affected by the absorbed radiation flux, and its impact is revealed through the essential temperature field deformations which even cause variations of the temperature gradient vector. The radiation impact on the droplet convective heating and phase transformations is indirect, and it occurs through variations of the calculated Spalding transfer parameters. In 1000°C temperature and  $X_{v,g}=0.4$  humid air flow, a water droplet warms up and evaporates. Due to the radiation impact, the increase of the 40 percent calculated Spalding transfer parameters was observed. This causes the calculated Nusselt and Sherwood numbers' increase by 1.8 and 15 percent in the condensation regime, and their decrease by 16 and 32 percent in the evaporation regime, respectively.

3. When introducing toxin-reducing catalysts into the flow of biofuel flue gases, it is necessary to select dispersants so that all the droplets evaporate in time when the flue gases flow to their heat-utilising technological facilities. The results of the numerical investigation have confirmed that the dynamics of sprayed condensate evaporation is highly influenced by the droplet dispersity and the flue gas humidity in the phase transformation regime. Meanwhile, in the equilibrium evaporation regime, the droplet dispersity and the flue gases temperature factors remain significant. In this case, the effect of the radiation impact must be taken into account. The influence of radiation for the water droplet phase transformations could be prevented with the condensing economiser technologies. When defining the warmed water spraying into biofuel flue gases for cooling and additional humidification before the condensing economiser, it is necessary to take into account to droplet complex heating only when the temperature of flue gases is close to 200°C. In all the cases of additional humidification of the furnace air, it is sufficient to evaluate the convective heating of droplets.

4. The defining factors of droplets were traced in biofuel furnace flue gases until evaporation could be observed as the velocity and temperature of the flow of flue gases, as well as the dispersity of the sprayed water droplets. The temperature of the sprayed water, the initial velocity provided for the droplets, the humidity of flue gases, and the specifics of the heat transfer of the droplets could be named as significant secondary factors. At the same temperature, the fastest/slowest

evaporation of warming water droplets of biofuel flue gases is defined with the boundary heat and mass conditions; yet, this does not provide the shortest/longest track to the full evaporation. This is due to the fact that the dynamics of the movement of the droplets is significant only during the first part of the phase transformation cycle until, due to resistance forces, their slipping velocity becomes close to zero. In the second part of the droplet phase transformation regime cycle, the trace of droplets till their full evaporation is defined by the velocity of the flue gases. The influence of the first stage of the droplet phase transformation cycle for their marginal path until evaporation is shown by the droplet growth due to vapour condensation and warming water expansion effects. The latter are affected by the factors of the water temperature and the humidity of flue gases. The influence of the radiation component on the droplet compound heating process is more significant for the case of larger water droplets, and its path can be shorter by even as much as about 6 metres.



**Fig. 3.16.** Defining chart of sprayed water droplets into biofuel furnace flue gases: path of the shortest (curves 1, 3, 5 and 7) and the longest (curves 2, 4, 6, 8) till evaporation.  $t_g, ^\circ\text{C}$ : (1, 2, 5, 6) 800; (3, 4, 7, 8) 950; (1, 3, 5, 7)  $t_{l,0}=50^\circ\text{C}$ ;  $X_{v,g}=0.15$ ,  $w_g=13$  m/s,  $w_{l,0}=53$  m/s; (2, 4, 6, 8)  $t_{l,0}=25^\circ\text{C}$ ;  $X_{v,g}=0.25$ ,  $w_g=20$  m/s,  $w_{l,0}=93$  m/s

The influence of radiation for the movement dynamics for smaller than 70 micrometres droplets can be neglected. The modelling results of the water droplet movement dynamics and phase transformations in biofuel furnace flue gases are generalised by the defining diagram of droplets with the shortest and the longest

path trace (Fig. 3.16), which is convenient to use for the selection of dispergators in the engineering practice.

## CONCLUSIONS

The results of the complex research of water droplets HMT in the humid flue gas flow are discussed in detail and are summarised in the sub-sections of the dissertation. Based on the presented summaries, the following main conclusions of the work are formulated:

1. The increase of the water droplet equilibrium evaporation temperature by more than 60°C in comparison to the evaporation at the atmospheric air flow has been experimentally confirmed in the humid air flow. The effect of air humidification on the water droplet transient transfer processes is defined by the condensation regime. The evaporation temperature of the water droplet measured in the atmospheric air flow is in good agreement with the results of other authors.
2. The initial water droplet temperature is important for the transient phase transformation processes. It is defined by the dimensionless  $t_{dp}/t_i$  and  $t_e/t_i$  parameters. It has been experimentally validated that these parameters are suitable for determining the change of the droplets' thermal state and for predicting the growth or decrease of a droplet during the initial stage of phase transformations.
3. At the interaction of composite transport processes, the essential role of radiation absorption in a semi-transparent droplet and its slipping in a gas flow are highlighted in the results of numerical modelling of water droplets HMT which varies in the phase transformation regimes.
  - 3.1. During the initial stage of phase transformations, the rapid damping of the droplet slip in the gas flow under the influence of net forces is significant. Together with the rising temperature of the droplet, it creates preconditions for the attenuation of convective heat and defines the decreasing influence of water circulation on the composite heat distribution in the droplet.
  - 3.2. In the transient evaporation mode, the local temperature deformation and the formation of the negative gradient temperature field are caused by the radiation absorption process in the droplet. The absorption of radiation depends on the size of the droplet. In the equilibrium evaporation mode, the absorption of radiation decreases in the decreasing droplet, thus making it insignificant during the final stage of evaporation.
4. The effect of radiation on the external transfer processes of a droplet is indirect. It occurs through the influence of Stefan hydrodynamic flow which is defined by the variation of the Spalding transfer parameters. In a biofuel furnace, the Spalding transfer parameters can increase up to 40 percent when a water droplet evaporates under the influence of radiation in the humid flue gas. This might lead to an increase of the calculated Nusselt and Sherwood criteria to 1.8 and 15 percent in the condensing regime and the decrease by 16 and 32 percent in the evaporation regime, respectively.

5. The movement dynamics of the injected water droplet is determined by the flue gas flow rate, temperature and humidity as well as the parameters of the sprayed water (dispersity, water temperature, and the initial droplet slip rate). It must be taken into account that the fastest or the slowest evaporation of water droplets does not ensure the shortest or the longest path to evaporation when selecting injectors.

## LITERATURE

1. KRIEGLER Elmar, et al. Fossil-fueled development (SSP5): An energy and resource intensive scenario for the 21st century. *Global Environmental Change*, 2017, Vol. **42**, pp. 297-315.
2. MAO Fei. Underground coal gasification (UCG): A new trend of supply-side economics of fossil fuels. *Natural Gas Industry B*, 2016, Vol. **3**, pp. 312-322.
3. WOOD, N. and K. ROELICH. Tensions, capabilities, and justice in climate change mitigation of fossil fuels. *Energy Research and Social Science*. 2019, Vol. **52**, pp. 114-122.
4. HANDAYANI, K., Y. KROZER, T. FILATOVA. From fossil fuels to renewables: an analysis of long-term scenarios considering technological learning. *Energy Policy*, 2019, Vol. **127**, pp. 134-146.
5. BORAWSKI, P. et al., Development of renewable energy sources market and biofuels in the EU. *Journal of Cleaner Production*. 2019, Vol. **228**, pp. 467-484.
6. MANZANO-AGUGLIARO, F. et al. Scientific production of renewable energies worldwide: An overview. *RES Reviews*. 2013, Vol. **18**, pp. 134-143.
7. DUNN, J.B. Biofuel and bioproduct environmental sustainability analysis. *Current Opinion in Biotechnology*. 2019, Vol. **57**, pp. 88-93.
8. TUDO, J.L.A. Renewable energies: Worldwide trends in research, funding and collaboration. *Renewable Energy*. 2019, Vol. **139**, pp. 268-278.
9. AGARWAL A.K.R. Biofuels ([alcohols and biodiesel](#)) [applications as fuels for internal combustion engines](#). *Progress in ECS*. 2007, Vol. **33**, pp. 233-271.
10. ARIFIN, Y. et al. A second generation biofuel from cellulosic agricultural by-product fermentation using clostridium species for electricity generation. *Energy Procedia*. 2014, Vol. **47**, pp. 310-315.
11. KRUCZEK, H.P. et al. Co-combustion of liquid biofuels in PC boilers. *Proceedings of the Combustion Institute*. 2013, Vol. **34**, pp. 2769-2777.
12. LAVRIC, E., A.A. KONNOV, J.D. RUYCKF. Dioxin levels in wood combustion – a review. *Biomass and Bioenergy*. 2004, Vol. **26**, pp. 115-145.
13. TROJANOWSKI, R. and V. FTHENAKIS. Nanoparticle emissions from residential woodpapas combustion: A critical literature review, characterization, and recommendations. *RSE Reviews*. 2019, Vol. **103**, pp. 515-528.
14. EUROPOS STATISTIKOS PORTALAS: <http://ec.europa.eu/eurostat>.
15. DRABIK, D. and T.J. VENUS. Water Use for Biofuels in Europe. *Competition for Water Resources / EM Approaches in the US and Europe*. 2017, pp. 144-159.
16. FAROOQ, W. et al. Water use and its recycling in microalgae cultivation for biofuel application. *Bioresource Technology*. 2015, Vol. **184**, pp. 73-81.
17. DECHAMBRE, D. and J. THIEN. When 2<sup>nd</sup> generation biofuel meets water – The water solubility and phase stability issue. *Fuel*. 2017, Vol. **209**, pp. 615-623.
18. DOGARIS, I. et al. Study of landfill leachate as a sustainable source of water and nutrients for algal biofuels and bioproducts using the microalga *POA* in a novel scalable bioreactor. *Bioresource Technology*. 2019, Vol. **282**, pp. 18-27.



19. YANG, B. and H. CHEN. Heat and water recovery from flue gas: Application of micro-porous ceramic membrane tube bundles in gas-fired power plant. *ECP-Process Intensification*. 2019, Vol. **137**, pp. 116-127.
20. YANG, S., et.al. Nitrogen oxide removal from simulated flue gas by UV-irradiated electrolyzed seawater: Efficiency optimization and pH-dependent mechanisms. *Chemical Engineering Journal*. 2018. Vol. **354**, pp. 653-662.
21. CORDOBA, P., et al. Enrichment of inorganic trace pollutants in re-circulated water streams from a wet limestone flue gas desulphurisation system in power plants. *Fuel Processing Technology*. 2011, Vol. **92**, pp. 1764-1775.
22. .NAMIOKA, C.T.I., et al. Commercial-scale demonstration of pollutant emission reduction and energy saving for industrial boilers by employing water/oil emulsified fuel. *Applied Energy*. 2012, Vol. **93**, pp. 517-522.
23. CALINESCU, I. et al. E-Beam SO<sub>2</sub> and NO<sub>x</sub> removal from flue gases in the presence of fine water droplets. *RPC*. 2013, Vol. **85**, pp. 130-138.
24. VOYTKOV, I., et al. Reducing the flue gases temperature by individual droplets, aerosol, and large water batches. *ETFS*. 2017, Vol. **88**, pp. 301-316.
25. MILIAUSKAS, G., et al. Investigation of HMT processes of water droplets in wet gas flow in the framework of energy recovery technologies for biofuel combustion and flue gas removal. *Energy*. 2019, Vol. **173**, pp. 740-754.
26. PAEPE, H.W., et al. Waste heat recovery optimization in micro gas turbine applications using advanced humidified gas turbine cycle concepts. *Applied Energy*. 2017, Vol. **207**, pp. 218-229.
27. MILIAUSKAS, G., et al. Evaporation and condensing augmentation of water droplets in flue gas. *IJHMT*. 2010, Vol. **53**, pp. 1220-1230.
28. ZOLFAGHARI, R., et al. Demulsification techniques of water-in-oil emulsions in petroleum industry. *SP Technology*. 2016, Vol. **170**, pp. 377-407.
29. MERSMANN, A. Purification of waste water in the chemical industry. *Chemical Engineering and Processing*. 1995, Vol. **34**, pp. 279-282.
30. SCHULZ, E.N. Evaluation of oil-in-water emulsions with cationic-anionic surfactants mixtures for potential use in the oil industry. *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects*. 2016, Vol. **490**, pp. 145-154.
31. CHMIEL, H., et al. Concepts for the treatment of spent process water in the food and beverage industries. *Desalination*. 2003, Vol. **152**, pp. 307-314.
32. PAN, M., et al. Impact of spray droplets on momentum and heat transport in a turbulent marine atmospheric boundary layer. *TAML*. 2019, Vol. **9**, pp. 71-78.
33. FUCHS, N.A. *Evaporation and droplet growth in gaseous media*. 1959, London: Pergamon Press.
34. SHAZIN, S.S. *Droplets and Sprays*. 2014. Heidelberg: Springer,
35. HALE, G. and M. QUERRY. Optical constant of water in the 200-nm to 200- $\mu$ m wavelength region. *Applied Optics*. 1973, Vol. **12**, pp. 555-562.
36. CLIFT, R., J.R. GRACE and M.E. WEBER. *Bubbles, Drops and Particles*. 1978. New York: Academic Press.
37. ABRAMZON, B. and W.A. SIRIGNANO. Droplet vapourization model for spray combustion calculations. *IJHMT*. 1989, Vol. **32**, pp. 1605-1618.
38. MILIAUSKAS, G. Regularities of unsteady radiative-conductive heat transfer in evaporating semitransparent droplet. *IJHMT*. 2001, Vol. **44**, pp. 785-798.
39. MILIAUSKAS, G., M. MAZIUKIENE, V. RAMANAUSKAS, E. PUIDA. The defining factors of the phase change cycle of water droplets that are warming in humid gas. *IJHMT*. 2017, Vol. **113**, pp. 683-703.

40. SIEGEL, R. and J.R. HOWELL. *Thermal Radiation Heat Transfer*. 2002. New York, London: Taylor & Francis.
41. RANZ, W.E. and W.R. MARSHALL. Evaporation from drops–I, and–II. *Chem. Engng.* 1952, Vol. **48**, pp. 141-146; 173-180.
42. APASHEV, M.D. and R.V. MALOV. Evaporation of various liquid single droplets at small Reynolds numbers. *Izv. AN SSSR Energetika i Avtomatika*. 1960, Vol. **2**, pp. 185-191
43. RENKSIZBULUT, M. A mass transfer correlation for droplet evaporation in high-temperature flows. *CES*. 1991, Vol. **46**, pp. 2351-2358.
44. IVANOV, M. and E.V. SMIRNOVA. Experimental research of liquid droplets evaporation velocity in non-moving high temperature environment. *Tr. IGI*. 1962, Vol. **19**, pp. 46-58.
45. RENKSIZBULUT, M. and M.C. YUEN. Experimental study of droplet evaporation in a high temperature air stream. *Journal Heat Transfer*. 1983. Vol. **105**, pp. 384-388.
46. STRIZHAK, P.A., et al. Heating of suspended water droplets: Exp. studies and modelling. *IJHMT*. 2018, Vol. **127**, pp. 92-106.
47. <http://www.flycarpet.net/en/PsyOnline>.
48. TSENG, C. and R. VISKANTA. Enhancement of water droplet evaporation by radiation absorption. *Fire Safety Journal*. 2006, Vol. **41**, pp. 236-247.
49. MILIAUSKAS, G. Interaction of the transfer processes in semitransparent liquid droplets. *IJHMT*. 2003, Vol. **46**, pp. 4119-4138.

### **List of Publications on the Theme of the Dissertation**

#### **Publications in international databases of *Clarivate* Web of Science Core Collection**

1. **Ramanauskas, V.**, Miliauskas, G. The water droplets dynamics and phase transformations in biofuel flue gases flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2018, Volume **131**, pp. 546-557 [IF: 4.346; AIF: 3.005; IF/AIF: 1.446; Q1].
2. Miliauskas, G., **Ramanauskas, V.**, Maziukienė, M. The interaction of the complex transfer processes in the phase transformations regimes of water droplets. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2021, Volume 169, pp. 1-14 [IF: 4.947; AIF: 3.461; IF/AIF: 1.429; Q1].

#### **Publications in national databases of *Thomson's Reuters* Web of Science Core Collection**

1. **Ramanauskas, V.**, Puida, E., Miliauskas, G., Paukštaitis, L. Experimental investigation of water droplet heating in humidified air flow. *Mechanika*. 2019, Volume **25**(6), pp. 434-441 [IF: 0.500; AIF: 2.950; IF/AIF: 0.169; Q4].
2. **Ramanauskas, V.**, Paukštaitis, L., Miliauskas, G., Puida, E. Experimental investigation of water droplet phase transformations in humidified air flow. *Mechanika*. 2020, Volume **26**(4), pp. 434-441 [IF: 0.500; AIF: 2.950; IF/AIF: 0.169; Q4].

## **Publications in peer-reviewed international scientific information data referenced publications**

1. **Ramanauskas, V.**, Maziukienė, M., Miliauskas, G. Sudėtiniai vandens lašelių pereinamieji šilumokaitos ir fazinių virsmų procesai biokuro technologijose. *Energetika*, 2017, Vol. **63**(2), pp. 75-81. [Scopus; Academic Search Complete; INSPEC].

### **Publications in international and national conference proceedings**

1. **Ramanauskas, V.**, Miliauskas, G. Sudėtinių šilumos ir masės pernašos procesų biokuro terminėse technologijose apibrėžimo poreikis ir savitumai. *Šilumos energetika ir technologijos – 2017: konferencijos pranešimų medžiaga*, January 26-27, 2017, KTU, Kaunas, pp. 64-71.

2. Miliauskas, G., Maziukienė, M., **Ramanauskas, V.** The investigation of water droplet phase transformations in humid gas flow.: Proceedings of *ICEESEN2020*, 2020, June 5-7, 2020, Kayseri, Turkey, p. 5.

### **Presentations at scientific conferences**

1. Miliauskas, G., Maziukienė, M., **Ramanauskas, V.** Regularities of pure liquid droplets phase transformation cycle and its defining factors. *EMN Meeting on Droplets 2016*, May 9-13, 2016, San Sebastian, Spain.

2. **Ramanauskas, V.**, Maziukienė, M., Miliauskas, G. The combined heat and mass transit processes of water droplets in biofuel technologies. 14<sup>th</sup> *International conference of young scientists on energy issues, CYSENI 2017*, May 25-26, LEI, Kaunas.

3. **Ramanauskas, V.**, Miliauskas, G. Biokuro dūmų sraute išpurkšto vandens garuojančių lašelių slydimo dinamika. *Šilumos energetika ir technologijos – 2018*. February 01, 2018, KTU, Kaunas.

**Approbation of the scientific work** – Oral presentations on the dissertation topic have been delivered in 3 international conferences and in 2 national conferences.

## INFORMATION ABOUT THE AUTHOR

Virginijus Ramanauskas was born on the 29<sup>th</sup> of October in 1976 and graduated from Kazlų Rūda secondary school in 1994. The bachelor's degree was received at Kaunas University of Technology (KUT) in 1998, and the master's degree in energy engineering was obtained in 2000. From 2000 to 2002, he was studying in KUT PhD studies (Technological Sciences, Energetics and Power Engineering (T 006)). In 2019, he graduated from the Baltic Management Institute (BMI) International Business Management Program for Managers and obtained the Master's degree in Business Management.

In 2002, after his studies, he turned to business and has been actively participating in work activities in the Lithuanian energy sector by being the General Director of *JSC Enerstena*. Since 2014, he is the President of the Lithuanian Biomass Energy Association *Litbioma*. He actively contributes to the promotion and development of renewable energy technologies in the Lithuanian energy sector. He successfully combines productive manufacturing and social activities with the scientific research unit established in the company and cooperates with the research team of KUT Department of Energy. He gives presentations on scientific questions related to biofuel technologies as well as on management topics at national and international scientific conferences and forums.

Virginijus Ramanauskas successfully combines industrial and management activities with scientific ones. In the managed company, he established a research unit and cooperates with the research team of the Department of Energy at KUT. The results of the research which has been carried out were summarised in 2021 in the dissertation *Heat and Mass Transfer of Water Droplets in Biofuel Flue Gas Flow*.

## LITERATŪROS SĄRAŠAS

1. KRIEGLER E. et al. Fossil-fueled development (SSP5): An energy and resource intensive scenario for the 21st century, *Global Environmental Change*, 2017, vol. 42, p. 297-315. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.gloenvcha.2016.05.015>
2. FEI M. Underground coal gasification (UCG): A new trend of supply-side economics of fossil fuels, *Natural Gas Industry B*, 2016, vol. 3, Is. 4, p. 312-322. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.ngib.2016.12.007>
3. WOOD N., K. ROELICH. Tensions, capabilities, and justice in climate change mitigation of fossil fuels, *Energy Research and Social Science*, 2019, vol. 52, p. 114-122. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.erss.2019.02.014>
4. HANDAYANI K., Y. KROZER, T. FILATOVA. From fossil fuels to renewables: an analysis of long-term scenarios considering technological learning, *Energy Policy*, 2019, vol. 127, p. 134-146. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.enpol.2018.11.045>
5. BORAWSKI P. et. al., Development of renewable energy sources market and biofuels in The European Union, *Journal of Cleaner Production*, 2019, vol. 228, p. 467-484. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.jclepro.2019.04.242>
6. MANZANO-AGUGLIARO F., A. ALCAYDE, F. G. MONTOYA, A. ZAPATA-SIERRA, C. Gil. Scientific production of renewable energies worldwide: An overview, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 2013, vol. 18, Is. 4, p. 134-143. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.rser.2012.10.020>
7. DUNN J. B. Biofuel and bioproduct environmental sustainability analysis, *Current Opinion in Biotechnology*, 2019, vol. 57, p. 88-93. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.copbio.2019.02.008>
8. ALEIXANDRE-TUDO J. L., L. CASTELLO-COGOLLOS, J. L. ALEIXANDRE, R. ALEIXANDRE-BENAVENT. Renewable energies: Worldwide trends in research, funding and international collaboration, *Renewable Energy*, 2019, vol. 139, p. 268-278. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.renene.2019.02.079>
9. AGARWAL A. K. Biofuels (alcohols and biodiesel) applications as fuels for internal combustion engines, *Progress in Energy and Combustion Science*, 2007, vol. 33, Is. 3, p. 233-271. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.peecs.2006.08.003>
10. ARIFIN Y., E. TANUDJAJA, A. DIMYATI, R. PINONTOAN. A second generation biofuel from cellulosic agricultural by-product fermentation using clostridium species for electricity generation, *Energy Procedia*, 2014, vol. 47, p. 310-315. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.egypro.2014.01.230>
11. PAWLAK-KRUCZEK H., M. OSTRYCHARCZYK, J. ZGORA. Co-combustion of liquid biofuels in PC boilers of 200 MW utility unit, *Proceedings of the Combustion Institute*, 2013, vol. 34, Is. 2, p. 2769-2777. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.proci.2012.08.010>
12. LAVRIC E. D., A. A. KONNOV, J. DE RUYCK. Dioxin levels in wood combustion—a review, *Biomass and Bioenergy*, 2004, vol. 26, Is. 2, p. 115-145. Prieiga per internetą: [https://doi.org/10.1016/S0961-9534\(03\)00104-1](https://doi.org/10.1016/S0961-9534(03)00104-1)

13. TROJANOWSKI R., V. FTHENAKIS. Nanoparticle emissions from residential woodpapas combustion: A critical literature review, characterization, and recommendations, *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 2019, vol. 103, p. 515-528. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.rser.2019.01.007>
14. Europos statistikos portalas: Prieiga per internetą: <http://ec.europa.eu/eurostat>.
15. DRABIK D. , T. J. VENUS. Water Use for Biofuels in Europe, *Competition for Water Resources / Experiences and Management Approaches in the US and Europe*, 2017, p. 144-159. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-803237-4.00008-2>
16. FAROOQ W., W. I. SUH, M. S. PARK, J.-W. YANG. Water use and its recycling in microalgae cultivation for biofuel application, *Bioresource Technology*, 2015, vol. 184, p. 73-81. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.biortech.2014.10.140>
17. DECHAMBRE D., J. THIEN, A. BARDOW. When 2nd generation biofuel meets water – The water solubility and phase stability issue, *Fuel*, 2017, vol. 209, P. 615-623. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.fuel.2017.07.110>
18. DOGARIS I., B. LOYA, J. COX, G. PHILIPPIDIS. Study of landfill leachate as a sustainable source of water and nutrients for algal biofuels and bioproducts using the microalga *Picochlorum oculatum* in a novel scalable bioreactor, *Bioresource Technology*, 2019, vol. 282, p. 18-27. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.biortech.2019.03.003>
19. YANG B., H. CHEN. Heat and water recovery from flue gas: Application of microporous ceramic membrane tube bundles in gas-fired power plant, *Engineering Prieiga per internetą: a Chemical and Processing - Process Intensification*, 2019, vol. 137, p. 116-127. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.ccp.2019.02.012>
20. YANG Sh., Z. HAN, X. PAN, B. LIU. Dongsheng ZHAO. Nitrogen oxide removal from simulated flue gas by UV-irradiated electrolyzed seawater: Efficiency optimization and pH-dependent mechanisms, *Chemical Engineering Journal*, 2018, vol. 354, p. 653-662. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.cej.2018.07.191>
21. CORDOBA P., et al. Enrichment of inorganic trace pollutants in re-circulated water streams from a wet limestone flue gas desulphurisation system in power plants, *Fuel Processing Technology*, 2011, vol. 92, p. 1764-1775. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.fu%2011.04.025>
22. NAMIOKA CH. T., K. YOSHIKAWA, M. TAKESHITA, K. FUJIWARA. Commercial-scale demonstration of pollutant emission reduction and energy saving for industrial boilers by employing water/oil emulsified fuel, *Applied Energy*, 2012, vol. 93, p. 517-522. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.apenergy.2011.12.018>
23. CALINESCU I. , D. MARTIN, A. CHMIELEWSKI, D. IGHIGEANU. E-Beam SO<sub>2</sub> and NO<sub>x</sub> removal from flue gases in the presence of fine water droplets, *Radiation Physics and Chemistry*, 2013, vol. 85, p. 130-138. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.radphyschem.2012.10.008>
24. VOYTKOV I., R. VOLKOV, P. STRIZHAK. Reducing the flue gases temperature by individual droplets, aerosol, and large water batches, *Experimental Thermal and Fluid Science*, 2017, vol. 88, p. 301-316. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2017.06.009>

25. MILIAUSKAS G. , M. MAZIUKIENĖ, H. JOUHARA, R. POŠKAS. Investigation of mass and heat transfer transitional processes of water droplets in wet gas flow in the framework of energy recovery technologies for biofuel combustion and flue gas removal, *Energy*, 2019, vol. 173, p. 740-754. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.energy.2019.02.101>
26. PAEPE H, W., M. CARRERO, S. BRAM, F. CONTINO, A. PARENTE. Waste heat recovery optimization in micro gas turbine applications using advanced humidified gas turbine cycle concepts, *Applied Energy*, 2017, vol. 207, p. 218-229. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.apenergy.2017.06.001>
27. MILIAUSKAS G., S. SINKUNAS, G. MILIAUSKAS. Evaporation and condensing augmentation of water droplets in flue gas, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2010, vol. 53, p. 1220-1230. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2009.10.005>
28. ZOLFAGHARI R., A. F. L-RAZI, L. C. ABDULLAH, S. S.E.H. ELNASHAIE, A. PENDASHTEH. Demulsification techniques of water-in-oil and oil-in-water emulsions in petroleum industry, *Separation and Purification Technology*, 2016, vol. 170, p. 377-407. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.seppur.2016.06.026>
29. MERSMANN A. Purification of waste water in the chemical industry, *Chemical Engineering and Processing: Process Intensification*, 1995, vol. 34, Is. 3, p. 279-282. Prieiga per internetą: [https://doi.org/10.1016/0255-2701\(94\)04014-1](https://doi.org/10.1016/0255-2701(94)04014-1)
30. SCHULZ E. N. Evaluation of oil-in-water emulsions with cationic–anionic surfactants mixtures for potential use in the oil industry, *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects*, 2016, vol. 490, p. 145-154. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.colsurfa.2015.11.023>
31. CHMIEL H., M. KASCHEK, C. BLÖCHER, M. NORONHA, V. MAVROV. Concepts for the treatment of spent process water in the food and beverage industries, *Desalination*, 2003, vol. 152, Is. 1-3, p. 307-314. Prieiga per internetą: [https://doi.org/10.1016/S0011-9164\(02\)01078-0](https://doi.org/10.1016/S0011-9164(02)01078-0)
32. PAN M., C. LIU, Q. LI, S. TANG. LIAN SHEN, YUHONG DONG. Impact of spray droplets on momentum and heat transport in a turbulent marine atmospheric boundary layer, *Theoretical and Applied Mechanics Letters*, 2019, vol. 9, Is. 2, p. 71-78. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.taml.2019.02.002>
33. FUCHS N. A. *Evaporation and droplet growth in gaseous media*. 1959, London: Pergamon Press.
34. SHAZIN S. S. *Droplets and Sprays*. 2014, Heidelberg: Springer, Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1007/978-1-4471-6386-2>
35. Europos biomasės energetikos asociacija (AEBIOM). Europos bioenergijos perspektyvos. *Statistinė Ataskaita*, 2017.
36. MARČIUKAITIS M., ir kt. Atsinaujinančių energijos išteklių naudojimo Lietuvoje patirtis, reikšmė ir siekiai. *Energetika*, 2016. T. 62, Nr. 4, p. 247–267.
37. Lietuvos Respublikos Seimo 2018 m. birželio 21 d. Nr. XIII-1288 nutarimas „Dėl Nacionalinės energetinės nepriklausomybės strategijos patvirtinimo“.

38. NAGEVIČIUS M. Biokuro rinka. *Šiluminė technika*, 2013, Nr. 4(57), p. 3-6.
39. Globalus biomasės energetinis potencialas iki 2035. *Pasaulio biomasės energetikos asociacija (WBA): Informacinis Pranešimas*, 2016.
40. Lietuvos biomasės energetikos asociacija LITBIOMA: [www.biokuras.lt](http://www.biokuras.lt).
41. Biokuro potencialo Lietuvoje įvertinimas, biokuro kainų prognozė, biokuro panaudojimo socialines naudos įvertinimas ir biokuro panaudojimo plėtrai reikalingų valstybės intervencijų pasiūlymai. *Lietuvos energetikos konsultantų asociacija: ATASKAITA*, 2013.
42. Elektros perdavimo sistemos operatorius LTGRID: [Prieiga per internetą: http://www.litgrid.eu/](http://www.litgrid.eu/).
43. Lietuvos šilumos tiekėjų asociacija: [www.lsta.lt](http://www.lsta.lt).
44. SIRIGNANO W. A., C. MEHRING. Review of theory of distortion and disintegration of liquid streams. *Progress in Energy and Combustion Science*, 2000, vol. 26, p.p. 609-655. [Prieiga per internetą: https://doi.org/10.1016/S0360-1285\(00\)00014-9](https://doi.org/10.1016/S0360-1285(00)00014-9)
45. ABDELSALAM M. Y., H. M. TEAMAH, M. F. LIGHTSTONE, J. S. COTTON. Hybrid thermal energy storage with phase change materials for solar domestic hot water applications: Direct versus indirect heat exchange systems. *Renewable Energy*, 2020, vol. 147, p.p. 77-88. [Prieiga per internetą: https://doi.org/10.1016/j.renene.2019.08.121](https://doi.org/10.1016/j.renene.2019.08.121)
46. ZACHAR A. Investigation of a new tube-in-tube helical flow distributor design to improve temperature stratification inside hot water storage tanks operated with coiled-tube heat exchangers. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2013, vol. 63, pp. 150-161. [Prieiga per internetą: https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2013.03.055](https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2013.03.055)
47. MANESCU R. Heat Exchanger Versus Storage Tank for Hot Tap Water Preparation in District Heating Systems. *Procedia Technology*, 2016, vol. 22, p.p. 720-725. [Prieiga per internetą: https://doi.org/10.1016/j.protcy.2016.01.030](https://doi.org/10.1016/j.protcy.2016.01.030)
48. PEYGHAMBARZADEH S. M., M. M. SARAFRAZ, N. VAELI, E. AMERI, A. VATANI, M. JAMIALAHMADI. Forced convective and subcooled flow boiling heat transfer to pure water and n-heptane in an annular heat exchanger. *Annals of Nuclear Energy*, 2013, vol. 53, p.p. 401-410. [Prieiga per internetą: https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2014.05.019](https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2014.05.019)
49. LEE E., H. KANG, Y. KIM. Flow boiling heat transfer and pressure drop of water in a plate heat exchanger with corrugated channels at low mass flux conditions. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2014, vol. 77, pp. 37-45. [Prieiga per internetą: https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2014.05.019](https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2014.05.019)
50. KAERN M. R., A. MODI, J. K. JENSEN, J. G. ANDREASEN, F. HAGLIND. An assessment of in-tube flow boiling correlations for ammonia–water mixtures and their influence on heat exchanger size. *Applied Thermal Engineering*, 2016, vol. 93, pp. 623-638. [Prieiga per internetą: http://dx.doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2015.09.106](http://dx.doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2015.09.106)
51. WANG W., Y. LI, F. CAO. Extremum seeking control for efficient operation of an air-source heat pump water heater with internal heat exchanger cycle vapor injection.



- International Journal of Refrigeration*, 2019, vol. 99, pp. 153-165. [Prieiga per internetą: https://doi.org/10.1016/j.ijrefrig.2019.01.002](https://doi.org/10.1016/j.ijrefrig.2019.01.002)
52. WILLIFORD R. E., B. K HATCHELL, P. SINGH. A combined passive water vapor exchanger and exhaust gas diffusion barrier for fuel cell applications. *Journal of Power Sources*, 2002, vol. 112, pp. 570-576. [Prieiga per internetą: https://doi.org/10.1016/S0378-7753\(02\)00454-8](https://doi.org/10.1016/S0378-7753(02)00454-8)
  53. [10] HU SH., M. A.XIANGRONG, W. ZHOU. Condensation heat transfer of ethanol-water vapor in a plate heat exchanger. *Applied Thermal Engineering*, 2017, vol. 113, pp. 1047-1055. [Prieiga per internetą: https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2016.11.013](https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2016.11.013)
  54. QIN Y., H. DAI, J. WANG, M. LIU, J. YAN. Convection–condensation heat transfer characteristics of air/water vapor mixtures with ash particles along horizontal tube bundles. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2018, vol. 127, pp. 172-182. [Prieiga per internetą: https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.08.007](https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.08.007)
  55. XU J., Y. YU, J. ZHANG. Heterogeneous Condensation on Fine Particles of Water Vapor in a Moderated Growth Tube. *Energy Procedia*, 2017, vol. 118, pp. 201-209. [Prieiga per internetą: https://doi.org/10.1016/j.egypro.2017.07.025](https://doi.org/10.1016/j.egypro.2017.07.025)
  56. SEDIC A., S. KATULIC, D. PAVKOVIC. Dynamic model of a natural water circulation boiler suitable for on-line monitoring of fossil/alternative fuel plants. *Energy Conversion and Management*, 2014, vol. 87, pp. 1248-1260. [Prieiga per internetą: https://doi.org/10.1016/j.enconman.2014.06.059](https://doi.org/10.1016/j.enconman.2014.06.059)
  57. WANG S., D. YANG, Y. ZHAO, M. QU. Heat transfer characteristics of spiral water wall tube in a 1000 MW ultra-supercritical boiler with wide operating load mode. *Applied Thermal Engineering*, 2018, vol. 130, pp. 501-514. [Prieiga per internetą: https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2017.10.114](https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2017.10.114)
  58. DEGHAL CHERIDI A. L., A. CHAKER, A. LOUBAR. Numerical simulation of a 374 tons/h water-tube steam boiler following a feed water line break. *Annals of Nuclear Energy*, 2016, vol. 97, pp. 27-35. [Prieiga per internetą: https://doi.org/10.1016/j.anucene.2016.06.021](https://doi.org/10.1016/j.anucene.2016.06.021)
  59. MASHAYEK F. et al. Coalescence collision of liquid drops. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2003, vol. 461, pp. 77–89.
  60. ROGERS T. L., J. HU, Z. YU, K. P JOHNSTON, R. O WILLIAMS. A novel particle engineering technology: spray-freezing into liquid. *International Journal of Pharmaceutics*, 2002, vol. 242, pp. 93-100. [Prieiga per internetą: https://doi.org/10.1016/S0378-5173\(02\)00154-0](https://doi.org/10.1016/S0378-5173(02)00154-0)
  61. CERVERO J. M., J. NOGAREDA, E. M. MARTÍN DEL VALLE, M. A. GALAN. Development of a technology to produce monodispersed microparticles based on the formation of drops from viscous non-Newtonian liquids sprayed through a fanjet nozzle. *Chemical Engineering Journal*, 2011, vol. 174, pp. 699-708. [Prieiga per internetą: https://doi.org/10.1016/j.cej.2011.09.063](https://doi.org/10.1016/j.cej.2011.09.063)
  62. QI L., X. MENG, R. ZHANG, H. LIU, P. A. A. KLUSENER. Droplet size distribution and droplet size correlation of chloroaluminate ionic liquid–heptane dispersion in a

- stirred vessel. *Chemical Engineering Journal*, 2015, vol. 268, pp. 116-124. [Prieiga per internetą: https://doi.org/10.1016/j.cej.2015.01.009](https://doi.org/10.1016/j.cej.2015.01.009)
63. OKUYAMA K., K. YOSHIDA. Dynamic behavior with rapid evaporation of an inkjet water droplet upon collision with a high-temperature solid above the limit of liquid superheat. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2018, vol. 116, pp. 994-1002. [Prieiga per internetą: https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.09.093](https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.09.093)
  64. NIKOLOPOULOS N., G. BERGELES. The effect of gas and liquid properties and droplet size ratio on the central collision between two unequal-size droplets in the reflexive regime. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2011, vol. 54, pp. 678-691. [Prieiga per internetą: https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2010.09.002](https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2010.09.002)
  65. HE P., D. WANG, C. ZHU. Liquid attachment and momentum transfer by collisions between free-fall solids and liquid spray droplets. *Powder Technology*, 2013, vol. 239, pp. 1-11. [Prieiga per internetą: https://doi.org/10.1016/j.powtec.2013.01.020](https://doi.org/10.1016/j.powtec.2013.01.020)
  66. PARK H. S., R. C. HANSSON, B. R. SEHGAL. Liquid attachment and momentum transfer by collisions between free-fall solids and liquid spray droplets Fine fragmentation of molten droplet in highly subcooled water due to vapor explosion observed by X-ray radiography. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 2005, vol. 29, pp. 351-361. [Prieiga per internetą: https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2004.05.013](https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2004.05.013)
  67. ANTONOV D., M. PISKUNOV, P. STRIZHAK, D. TARLET, J. BELLETTRE. Dispersed phase structure and micro-explosion behavior under different schemes of water-fuel droplets heating. *Fuel*, 202, vol. 259, Article 116241, 8 p. [Prieiga per internetą: https://doi.org/10.1016/j.fuel.2019.116241](https://doi.org/10.1016/j.fuel.2019.116241)
  68. SAZHIN S. S., O. RYBDYLOVA, C. CRUA, M. HEIKAL, A. RASHID B.A. AZI. A simple model for puffing/micro-explosions in water-fuel emulsion droplets. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2019, vol. 131, pp. 815-821. [Prieiga per internetą: https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.11.065](https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.11.065)
  69. FOISSAC A. et al. Droplet size and velocity measurements at the outlet of a hollow cone spray nozzle. *Atomization and Sprays*, 2011, vol. 21, pp. 893-905.
  70. BRENN G. Droplet Collision. In ASHGRIZ N. Sud, *Handbook of Atomization and Sprays*. Boston, MA: Springer US, 2011, p. 157-181.
  71. ZUNAID M., Q. MURTAZA, S. GAUTAM. Energy and performance analysis of multi droplets shower cooling tower at different inlet water temperature for air cooling application. *Applied Thermal Engineering*, 2017, vol. 121, pp. 1070-1079. [Prieiga per internetą: https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2017.04.157](https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2017.04.157)
  72. BRACONNOT S., C. HOANG, H. FESSI, A. ELAISSARI. Elaboration of perfect core-shell submicronic magnetic latexes from oil in water ferrofluid droplets for bio nanotechnology applications. *Materials Science and Engineering: C*, 2009, vol. 29, pp. 624-630. [Prieiga per internetą: https://doi.org/10.1016/j.msec.2008.10.039](https://doi.org/10.1016/j.msec.2008.10.039)
  73. BAMPI M., A. DE P. SCHEER, F. DE CASTILHOS. Application of near infrared spectroscopy to predict the average droplet size and water content in biodiesel emulsions. *Fuel*, 2013, vol. 113, pp. 546-552. [Prieiga per internetą: https://doi.org/10.1016/j.fuel.2013.05.092](https://doi.org/10.1016/j.fuel.2013.05.092)

74. YOON S. S., HO Y. K., JOHN C. Hewson Effect of initial conditions of modelled PDFs on droplet characteristics for coalescing and evaporating turbulent water spray used in fire suppression applications. *Fire Safety Journal*, 2007, vol. 42, pp. 393-406. [Prieiga per internetą: https://doi.org/10.1016/j.firesaf.2007.01.001](https://doi.org/10.1016/j.firesaf.2007.01.001)
75. BORRA J.-P. Review on water electro-sprays and applications of charged drops with focus on the corona-assisted cone-jet mode for High Efficiency Air Filtration by wet electro-scrubbing of aerosols. *Journal of Aerosol Science*, 2018, vol.125, pp. 208-236. [Prieiga per internetą: https://doi.org/10.1016/j.jaerosci.2018.04.005](https://doi.org/10.1016/j.jaerosci.2018.04.005)
76. OKA Y. I., S. MIHARA, H. MIYATA. Effective parameters for erosion caused by water droplet impingement and applications to surface treatment technology. *Wear*, 2007, vol. 263, pp. 386-394. [Prieiga per internetą: https://doi.org/10.1016/j.radphyschem.2012.10.008](https://doi.org/10.1016/j.radphyschem.2012.10.008)
77. ZHANG X., N. WANG. Effect of Humidification Water on Semi-dry Flue Gas Desulfurization. *Energy Procedia*, 2012, vol. 14, pp. 1659-1664. [Prieiga per internetą: https://doi.org/10.1016/j.egypro.2011.12.1148](https://doi.org/10.1016/j.egypro.2011.12.1148)
78. WANG W., Z. ZHAO, F. LIU, S. WANG. Study of NO/NO<sub>x</sub> removal from flue gas contained fly ash and water vapor by pulsed corona discharge. *Journal of Electrostatics*, 2005, vol. 63, pp. 155-164. [Prieiga per internetą: https://doi.org/10.1016/j.elstat.2004.10.002](https://doi.org/10.1016/j.elstat.2004.10.002)
79. EINVALL J., C. PARSLAND, P. BENITO, F. BASILE, J. BRANDIN. High temperature water-gas shift step in the production of clean hydrogen rich synthesis gas from gasified biomass. *Biomass and Bioenergy*, 2011, vol. 35, pp. 123-131. [Prieiga per internetą: https://doi.org/10.1016/j.biombioe.2011.04.052](https://doi.org/10.1016/j.biombioe.2011.04.052)
80. TENG W., J. WANG, J. WU, Y. DU, T. WANG. Rapid synthesis of alpha calcium sulfate hemihydrate whiskers in glycerol-water solution by using flue-gas-desulfurization gypsum solid waste. *Journal of Crystal Growth*, 2018, vol. 496-497, pp. 24-30. [Prieiga per internetą: https://doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2018.05.008](https://doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2018.05.008)
81. CHANG J., C. HOU, D. WAN, X. ZHANG, Q. GUO. Enhanced CO<sub>2</sub> adsorption capacity of bi-amine co-tethered flue gas desulfurization gypsum with water of hydration. *Journal of CO<sub>2</sub> Utilization*, In press, corrected proof, Available online 26 September 2019. [Prieiga per internetą: https://doi.org/10.1016/j.jcou.2019.09.009](https://doi.org/10.1016/j.jcou.2019.09.009)
82. CHEN X., F. SUN, D. LYU. Field test study on water droplet diameter distribution in the rain zone of a natural draft wet cooling tower. *Applied Thermal Engineering*, 2019, vol. 496-497, Article 114252, pp. 1-8. [Prieiga per internetą: https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2019.114252](https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2019.114252)
83. SANCHEZ F. , A.S. KAISER, B. ZAMORA, J. RUIZ, M. LUCAS. Prediction of the lifetime of droplets emitted from mechanical cooling towers by numerical investigation. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2015, vol. 89, pp. 1190-1206. [Prieiga per internetą: https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2015.06.014](https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2015.06.014)
84. CHANG J. C. et al., Experimental study on the extinction of liquid pool fire by water droplet streams and sprays, *Fire Safety Journal*, 2007. vol. 42, p. 295–309.

85. TSENG C. C., R. VISKANTA. Enhancement of water droplet evaporation by radiation absorption, *Fire Safety Journal*, 2006, vol. 41, pp. 236–247. [Prieiga per internetą: https://doi.org/10.1016/j.firesaf.2006.01.001](https://doi.org/10.1016/j.firesaf.2006.01.001)
86. LABECKAS G., S. SLAVINSKAS, The effect of ethanol, petrol and rapeseed oil blends on direct injection diesel engine performance and exhaust emissions, *Transport*, 2010. vol. 25, pp. 116–128. [Prieiga per internetą: https://doi.org/10.1016/j.solmat.2010.08.016](https://doi.org/10.1016/j.solmat.2010.08.016)
87. JU D., T. ZHANG, J. XIAO, X. QIAO, Z. HUANG. Effect of droplet sizes on evaporation of a bi-component droplet at DME (dimethyl ether)/n-heptane-fueled engine conditions. *Energy*, 2015, vol. 86, pp. 257-266. [Prieiga per internetą: https://doi.org/10.1016/j.energy.2015.04.030](https://doi.org/10.1016/j.energy.2015.04.030)
88. RAHDAR A., M. ALMASI-KASHI, M. ALIAHMAD. Effect of chain length of oil on location of dye within AOT nanometer-sized droplet microemulsions at constant water content. *Journal of Molecular Liquids*, 2017, vol. 233, pp. 398-402. [Prieiga per internetą: https://doi.org/10.1016/j.molliq.2017.03.003](https://doi.org/10.1016/j.molliq.2017.03.003)
89. KUO H.-P., C.-TE WU. Speed up dye-sensitized solar cell fabrication by rapid dye solution droplets bombardment. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 2014, vol. 120, pp. 81-86. [Prieiga per internetą: https://doi.org/10.1016/j.solmat.2013.08.016](https://doi.org/10.1016/j.solmat.2013.08.016)
90. IZHAR S., T. GUPTA, A. K. PANDAY. Scavenging efficiency of water soluble inorganic and organic aerosols by fog droplets in the Indo Gangetic Plain. *Atmospheric Research*, 2020, vol. 235, Article 104767, pp. 1-18. [Prieiga per internetą: https://doi.org/10.1016/j.atmosres.2019.104767](https://doi.org/10.1016/j.atmosres.2019.104767)
91. SONG D., B. BHUSHAN. Enhancement of water collection and transport in bioinspired triangular patterns from combined fog and condensation. *Journal of Colloid and Interface Science*, 2019, vol. 557, pp. 528-536. [Prieiga per internetą: https://doi.org/10.1016/j.jcis.2019.09.068](https://doi.org/10.1016/j.jcis.2019.09.068)
92. KAUFMANN S., K. HILFIKER. Prevention of fog in the condensation of vapour from mixtures with inert gas, by a regenerative thermal process. *International Journal of Thermal Sciences*, 1999, vol. 38, pp. 209-219. [Prieiga per internetą: https://doi.org/10.1016/S1290-0729\(99\)80084-2](https://doi.org/10.1016/S1290-0729(99)80084-2)
93. BROUWERS H. J. H., C.W.M. VAN DER GELD. Heat transfer, condensation and fog formation in crossflow plastic heat exchangers. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1996, vol. 39, pp. 391-405. [Prieiga per internetą: https://doi.org/10.1016/0017-9310\(95\)00113-N](https://doi.org/10.1016/0017-9310(95)00113-N)
94. KIM K. H., H.-J. KO, K. KIM, H. PEREZ-BLANCO. Analysis of water droplet evaporation in a gas turbine inlet fogging process. *Applied Thermal Engineering*, 2012, vol. 33-34, pp. 62-69. [Prieiga per internetą: https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2011.09.012](https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2011.09.012)
95. SUTHERLAND R. A., Y. P. YEEX, G. L. FERNANDEZ, J. B. MILLARD. Droplets size and transmittance spectra of mechanically generated water fogs. *Atmospheric Research*, 1996, vol. 41, pp. 299-319. [Prieiga per internetą: https://doi.org/10.1016/0169-8095\(96\)00016-6](https://doi.org/10.1016/0169-8095(96)00016-6)

96. YADAV S. P. R., C. G. SARAVANAN, S. KARTHICK, K. SENTHILNATHAN, A. GNANAPRAKASH. Fundamental droplet evaporation and engine application studies of an alternate fuel produced from waste transformer oil. *Fuel*, 2020, vol. 259, Article 116253, 8 p. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.fuel.2019.116253>
97. MOREIRA A. L. N., A.S. MOITA, M.R. PANAIO. Advances and challenges in explaining fuel spray impingement: How much of single droplet impact research is useful? *Progress in Energy and Combustion Science*, 2010, vol. 36, pp. 554-580. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.pecs.2010.01.002>
98. LEE CH.-E., B.-J. YU, D.-H. KIM, S.-H. JANG. Analysis of the thermodynamic performance of a waste-heat-recovery boiler with additional water spray onto combustion air stream. *Applied Thermal Engineering*, 2018, vol. 135, pp. 197-205 Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2017.11.060>
99. CHIU H. H. Advances and challenges in droplet and spray combustion. I. Toward a unified theory of droplet aerothermochemistry. *Progress in Energy and Combustion Science*, 2000, vol. 26, pp. 381-416. Prieiga per internetą: [https://doi.org/10.1016/S0360-1285\(00\)00016-2](https://doi.org/10.1016/S0360-1285(00)00016-2)
100. AL ZAITONE B. A., C. TROPEA. Evaporation of pure liquid droplets: Comparison of droplet evaporation in an acoustic field versus glass-filament, *Chemical Engineering Science*, 2011, vol. 66, pp. 3914-3921. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.ces.2011.05.011>
101. SHAMS Z., MOGHIMAN M.. An experimental investigation of ignition probability of diesel fuel droplets with metal oxide nanoparticles, *Thermochimica Acta*, 2017, vol. 657: pp. 79–85. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.tca.2017.09.007>
102. MANJUNATH M., V. RAGHAVAN, P. S. MEHTA . Vaporization characteristics of suspended droplets of biodiesel fuels of Indian origin and their diesel blends – An experimental study, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2015, vol. 88, pp. 28-41. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2015.04.052>
103. BURKERT A., W. PAA, Ignition delay times of single kerosene droplets based on formaldehyde LIF detection, *Fuel*, 2016, vol. 167, pp. 271–279. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.fuel.2015.11.0510>
104. JAVED I., S. W. BAEK, K. Waheed. Effects of dense concentrations of aluminium nanoparticles on the evaporation behaviour of kerosene droplet at elevated temperatures: The phenomenon of microexplosion, *Experimental Thermal and Fluid Science*, 2014, vol. 56, pp. 33–44. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2013.11.006>
105. YANG D., Z. XIA, L. HUANG, L. MA, Y. FENG, Y. XIAO. Experimental study on the evaporation characteristics of the kerosene gel droplet. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 2018, Vo. 93, pp. 171–177. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2017.12.031>
106. WANG J., X. WANG, H. CHEN, Z. JIN, K. XIANG. Experimental study on puffing and evaporation characteristics of jatropha straight vegetable oil (SVO) droplets.

- International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2018, vol. 119, pp. 392-399. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.11.130>
107. YI P., W. LONG, L. FENG, W. WANG, C. LIU. An experimental and numerical study of the evaporation and pyrolysis characteristics of lubricating oil droplets in the natural gas engine conditions. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2016, vol. 103, pp. 646-660. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2016.07.084>
108. HAN K., B. YANG, C. ZHAO, G. FU, X. MA, G. SONG. Experimental study on evaporation characteristics of ethanol–diesel blend fuel droplet. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 2016, vol. 70, pp. 26-34. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2015.10.001>
109. GENBAO L., C. JIANMING, L. MINGLONG, Q. YUHUA, C. ZHAOYANG. Experimental study on the size distribution characteristics of spray droplets of DME/diesel blended fuels. *Fuel Processing Technology*, 2012, vol. 104, pp. 352–355. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.fu%2012.06.008>
110. CHEN L., Z. LIU, Y. LIN, C. ZHANG. Different spray droplet evaporation models for non-ideal multi-component fuels with experimental validation. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2016, vol. 94, pp. 292-300. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2015.11.017>
111. SAZHIN S. S. et al. Multi-component droplet heating and evaporation: Numerical simulation versus experimental data, *International Journal of Thermal Sciences*, 2011, vol. 50, pp. 1164-1180. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2011.02.020>
112. HERMANSSON S., F. LIND, H. THUNMAN. On-line monitoring of fuel moisture-content in biomass-fired furnaces by measuring relative humidity of the flue gases. *Chemical Engineering Research and Design*, 2011, vol. 89, pp. 2470-2476. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.cherd.2011.03.018>
113. ZHANG Y., G. YU, R. JIN, X. CHEN, B. WANG. Investigation into water vapor and flue gas temperatures on the separation capability of a novel cyclone separator. *Powder Technology*, In press, corrected proof, Available online 5 October 2019. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.powtec.2019.09.048>
114. SUN X., J. Y. YOON. Multi-objective optimization of a gas cyclone separator using genetic algorithm and computational fluid dynamics. *Powder Technology*, 2018, vol. 325, pp. 347-360. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.powtec.2017.11.012>
115. PRIEDNIECE V., V. KIRSANOVS, M. DZIKEVIČS, Ģ. VIGANTS, D. BLUMBERGA. Experimental and analytical study of the flue gas condenser – fog unit. *Energy Procedia*, 2019, vol. 158, pp. 822-827. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.egypro.2019.01.215>
116. LIU D., J. JIN, M. GAO, Z. XIONG, T. WALL. A comparative study on the design of direct contact condenser for air and oxy-fuel combustion flue gas based on Callide Oxy-fuel Project. *International Journal of Greenhouse Gas Control*, 2018, vol. 75, pp. 74-84. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.ijggc.2018.05.011>

117. TERHAN M., K. COMAKLI. Design and economic analysis of a flue gas condenser to recover latent heat from exhaust flue gas. *Applied Thermal Engineering*, 2016, vol. 100, pp. 1007-1015. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2015.12.122>
118. SOLEIMANIKUTANA EI S., C.-X. LIN, D. WANG. Numerical modeling and analysis of Transport Membrane Condensers for waste heat and water recovery from flue gas. *International Journal of Thermal Sciences*, 2019, vol. 136, pp. 96-106. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2018.10.014>
119. ABRAMZON B., W. A. SIRIGNANO. Droplet vaporization model for spray combustion calculations. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1989, vol. 32, pp. 1605-1618. Prieiga per internetą: [https://doi.org/10.1016/0017-9310\(89\)90043-4](https://doi.org/10.1016/0017-9310(89)90043-4)
120. RAJAEI SHOOSHTARI S. H., A. SHAHSAVAND. Numerical investigation of water droplets trajectories during natural gas dehydration inside supersonic separator. *Journal of Natural Gas Science and Engineering*, 2018, vol. 54, pp. 131-142. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.jngse.2018.03.013>
121. LIU A., J. CHEN, Z. WANG, Z.-S. MAO, C. YANG. Internal mass and heat transfer between a single deformable droplet and simple extensional creeping flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2018, vol. 127, pp. 1040-1053. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.07.135>
122. LUO Q., R. MA, B. DONG, W. LI, J. GONG. Simulation on heat and mass transfer for a subcooled droplet falling freely in saturated steam by the lattice Boltzmann method. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2016, vol. 101, pp. 226-239. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2016.05.028>
123. DAL TOE A. T. O. , N. PADOIN, K. ROPELATO, C. SOARES. Cross diffusion effects in the interfacial mass and heat transfer of multicomponent droplets. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2015, vol. 85, pp. 830-840. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2015.01.131>
124. BREWSTER M. Q. Evaporation and condensation of water mist/cloud droplets with thermal radiation. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2015, vol. 88, pp. 695-712. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2015.03.055>
125. MILIAUSKAS . Regularities of unsteady radiative-conductive heat transfer in evaporating semitransparent liquid droplet. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2001, vol. 44, pp. 785-798. Prieiga per internetą: [https://doi.org/10.1016/S0017-9310\(00\)00127-7](https://doi.org/10.1016/S0017-9310(00)00127-7)
126. LORENZINI G., O. SARO. Thermal fluid dynamic modelling of a water droplet evaporating in air. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2013, vol. 62, pp. 323-335. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2013.02.062>
127. MILIAUSKAS G. Interaction of the transfer processes in semitransparent liquid droplets. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2003, vol. 46, pp. 4119-4138. Prieiga per internetą: [https://doi.org/10.1016/S0017-9310\(03\)00231-X](https://doi.org/10.1016/S0017-9310(03)00231-X)

128. JIN Z.-C., F.-X. SUN, X.-L. XIA, C. SUN. Numerical investigation of evaporation and radiation absorption of a non-spherical water droplet under asymmetrically radiative heating. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2019, vol. 140, pp. 66-79. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.05.087>
129. MILIAUSKAS G., V. SABANAS. Interaction of transfer processes during unsteady evaporation of water droplets. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2006, vol. 49, pp. 1790-1803. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2005.11.015>
130. DOMBROVSKY L. A., S. DEMBELE, J. X. WEN, I. SIKIC. Two-step method for radiative transfer calculations in a developing pool fire at the initial stage of its suppression by a water spray. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2018, vol. 127, pp. 717-726. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.07.095>
131. GLUSHKOV D. O., G. V. KUZNETSOV, A. G. NIGAY, O. S. YASHUTINA. Heat and mass transfer induced by the ignition of single gel propellant droplets. *Journal of the Energy Institute*, 2019, vol. 92, pp. 1944-1955. [Prieiga per internetą: https://doi.org/10.1016/j.joei.2018.10.017](https://doi.org/10.1016/j.joei.2018.10.017)
132. RENKSIZBULUT M., R. NAFZIGER, X. LI. A mass transfer correlation for droplet evaporation in high-temperature flows. *Chemical Engineering Science*, 1991, Vol, 46, pp. 2351-2358. Prieiga per internetą: [https://doi.org/10.1016/0009-2509\(91\)85133-I](https://doi.org/10.1016/0009-2509(91)85133-I)
133. SADAFI M. H., I. JAHN, A. B. STILGOE, K. HOOMAN. A theoretical model with experimental verification for heat and mass transfer of saline water droplets. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2015, vol. 81, pp. 1-9. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2014.10.005>
134. ZHANG H., D. YIN, S. YOU, W. ZHENG, X. ZHANG. Numerical and experimental investigation on the heat and mass transfer of falling film and droplet regimes in horizontal tubes LiBr-H<sub>2</sub>O absorber. *Applied Thermal Engineering*, 2019, vol. 146, pp. 752-767. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2018.10.046>
135. STRIZHAK P. A., R. S. VOLKOV, G. CASTANET, F. LEMOINE, S. S. SAZHIN. Heating and evaporation of suspended water droplets: Experimental studies and modelling. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2018, vol. 127, pp. 92-106. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.06.103>
136. MAQUA C., G. CASTANET, F. GRISCH, F. LEMOINE, S. S. SAZHIN. Monodisperse droplet heating and evaporation: Experimental study and modelling. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2008, vol. 51, pp. 3932-3945. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2007.12.011>
137. YUEN, M.C., CHEN, L.W. On Drag of evaporating Liquid Droplets. *Combustion Science and Technology*, 1976, vol. 14, pp. 147-154.
138. REUTZSCH R. J., B. WEIGAND. Experimental investigation of the evaporation rate of supercooled water droplets at constant temperature and varying relative humidity. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 2016, vol. 77, pp. 190-194. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.icheatmasstransfer.2016.08.005>



139. VOLKOV R.S., G.V. KUZNETSOV, J.C. LEGROS, P.A. STRIZHAK. Experimental investigation of consecutive water droplets falling down through high-temperature gas zone. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2016, vol. 95, pp. 184-197. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2015.12.001>
140. FUJITA A., R. KUROSE, S. KOMORI. Experimental study on effect of relative humidity on heat transfer of an evaporating water droplet in air flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 2010, vol. 36, pp. 244-247. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2009.10.004>
141. Santangelo Paolo E. Characterization of high-pressure water-mist sprays: Experimental analysis of droplet size and dispersion. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 2010, vol. 34, pp. 1353-1366. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2010.06.008>
142. YOSHIDA A., T. UDAGAWA, Y. MOMOMOTO, H. NAITO, Y. SASO. Experimental study of suppressing effect of fine water droplets on propane/air premixed flames stabilized in the stagnation flowfield. *Fire Safety Journal*, 2013, vol. 58, pp. 84-91. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.firesaf.2013.01.025>
143. M. Ivanov, E.V. Smirnova. Experimental research of liquid droplets evaporation velocity in non-moving high temperature environment. *Tr: IGI*, 1962, vol. 19, pp. 46-58.
144. Apashev M. D., Malov R. V. Evaporation of various liquid single droplets, as flow passes around the droplets at small Reynolds numbers. *Izv. AN SSSR Energetika i Avtomatika*, 1960, vol. 2: pp. 185-191.
145. Sirignano W. A. Fluid Dynamics and Transport of Droplets and Sprays. 2000, Cambridge University Press. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1017/CBO9780511529566>
146. BEJI T., THIELENS M., MERCI B. Assessment of heating and evaporation modelling based on single suspended water droplet experiments. *Fire Safety Journal*, 2019, vol. 106, pp. 124-135. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.firesaf.2019.04.012>
147. HALE G. M. ., QUERRY M. R. Optical constant of water in the 200-nm to 200- $\mu$ m wavelength region, *Applied Optics*, 1973, vol. 12, pp. 555-562.
148. KUZNETSOV G. V., M.V. PISKUNOV, R.S. VOLKOV, P.A. STRIZHAK. Unsteady temperature fields of evaporating water droplets exposed to conductive, convective and radiative heating. *Applied Thermal Engineering*, 2018, vol. 131, pp. 340-355. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2017.12.021>
149. SPALDING D. B. *Convective Mass Transfer*. 1963, E. Arnold Publisher.
150. HARPOLE G.M. . Radiative absorption by evaporating droplets. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1980, vol. 23, pp. 17-26. Prieiga per internetą: [https://doi.org/10.1016/0017-9310\(80\)90134-9](https://doi.org/10.1016/0017-9310(80)90134-9)
151. RANZ W.E., MARSHALL W. R. Evaporation from drops—I, and—II. Radiative absorption by evaporating droplets. *Chem. Engng.*, 1952, vol. 48, pp. 141-146, 173-180.

152. RENKSIZBULUT M., HAYWOODE R. Transient droplet evaporation with variable properties and internal circulation at intermediate Reynolds numbers. *International Journal of Multiphase Flow*, 1988, vol. 14, pp. 189-202. Prieiga per internetą: [https://doi.org/10.1016/0301-9322\(88\)90005-5](https://doi.org/10.1016/0301-9322(88)90005-5)
153. CLIFT R., GRACE J. R., WEBER M. E. *Bubbles, Drops and Particles*. 1978, New York: Academic Press.
154. RENKSIZBULUT M., YUEN M. C. Experimental study of droplet evaporation in a high temperature air stream. *Journal Heat Transfer*, 1983, vol. 105, pp. 384-388.
155. HALE G. M., QUERRY M. R., RUSK A. N., WILLIAMS D. Influence of temperature on the spectrum of water, *Journal of the Optical Society of America*, 1972, vol. 62, pp. 1103-1108.
156. Li D., H. Qi, G. Wu. Determined optical constants of liquid hydrocarbon fuel by a novel transmittance method, *Optic*, 2015, vol. 126, pp. 834-837. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.ijleo.2015.02.062>
157. CHIANG C.H., M. S. RAJU, W. A. SIRIGNANO. Numerical analysis of convecting, vaporizing fuel droplet with variable properties. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1992, vol. 35, pp. 1307-1324. Prieiga per internetą: [https://doi.org/10.1016/0017-9310\(92\)90186-V](https://doi.org/10.1016/0017-9310(92)90186-V)
158. RENKSIZBULUT M., YUEN M.C. Numerical study of droplet evaporation in a high temperature stream. *Journal Heat Transfer*, 1983, vol. 105, pp. 388-394.
159. TAMONIS M. *Radiation and Combined Heat Transfer in Channels*. 1987, Washington: Hemisphere.
160. GERSHUNI G. Z., ZHUKOVICKIY E. M. *Konvektivnaja ustojcivost odnorodnoi zidkosti*. 1972, Moskva: Nauka.
161. SIEGEL R., HOWELL J. R. *Thermal Radiation Heat Transfer*. 2002, New York, London: Taylor & Francis.
162. PINKLY L. W. , SETHUA P. P. , WILLIAMS D. Optical constants of water in the infrared. Influence of temperature, *Journal of the Optical Society of America*, 1977, vol. 67, pp. 494-499.
163. TUNTOMO A. , TIEN C. L. Optical constant of liquid hydrocarbon fuels. *Combustion Science and Technology*, 1992, vol. 84, pp. 133-140.
164. DOMBROVSKY L.A. , S. S. SAZHIN, S. V. MIKHALOVSKY, R. WOOD, M R. HEIKAL. Spectral properties of diesel fuel droplets, *Fuel*, 2003, vol. 82, pp. 15-22. Prieiga per internetą: [https://doi.org/10.1016/S0016-2361\(02\)00200-4](https://doi.org/10.1016/S0016-2361(02)00200-4)
165. RAVIGURURAJAN S. , M.R. BELTRAN. A model for attenuation of fire radiation through water droplets, *Fire Safety Journal*, 1989, vol. 15, pp. 171-181. Prieiga per internetą: [https://doi.org/10.1016/0379-7112\(89\)90002-7](https://doi.org/10.1016/0379-7112(89)90002-7)
166. DOMBROVSKY L.D, S. SAZHIN. Absorption of thermal radiation in a semi-transparent spherical droplet: a simplified model, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2003, vol. 24, pp. 919-927. Prieiga per internetą: [https://doi.org/10.1016/S0142-727X\(03\)00084-5](https://doi.org/10.1016/S0142-727X(03)00084-5)

167. FUJITA A., H. WATANABE, R. KUROSE, S. KOMORI. Two-dimensional direct numerical simulation of spray flames - Part 1: Effects of equivalence ratio, fuel droplet size and radiation, and validity of flamelet model. *Fuel*, 2013, vol. 104, pp. 515-525. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.fuel.2012.08.044>
168. FANG B., CHEN L., LI G., WANG L. Multi-component droplet evaporation model incorporating the effects of non-ideality and thermal radiation, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2019, vol. 136, pp. 962-971. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.03.051>
169. VOLKOV R.S., P.A. STRIZHAK. Measuring the temperature of a rapidly evaporating water droplet by Planar Laser Induced Fluorescence, *Measurement*, 2019, vol. 135, pp. 231-243. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.measurement.2018.11.047>
170. MARQUES O. *Practical Image and Video Processing Using MATLAB*. Wiley-IEEE Press. 2011. Prieiga per internetą: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/book/10.1002/9781118093467>
171. MILIAUSKAS G., ADOMAVIČIUS A., MAZIUKIENĖ M. Modelling of water droplets heat and mass transfer in the course of phase transitions. II: Peculiarities of the droplet radial coordinate and the time grid calibration. *Nonlinear Analysis: Modelling and control*. 2017, vol. 22, pp. 386-403. Prieiga per internetą: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/book/10.1002/9781118093467>
172. VUKALOVITCH M. P. *Thermodynamics properties of water and steam*. Berlin: VEB Verlag Technik, 1958.
173. MILIAUSKAS G., M. MAZIUKIENE, V. RAMANAUSKAS, E. PUIDA. The defining factors of the phase change cycle of water droplets that are warming in humid gas. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2017, vol. 113, pp. 683-703. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2013.02.062>
174. Prieiga per internetą: <http://www.flycarpet.net/en/PsyOnline>.
175. TAYYEB JAVED M., IRFAN NASEEM, GIBBS B. M. Control of combustion-generated nitrogen oxides by selective non-catalytic reduction. *J. Environment Management*, 2007, vol. 83, pp. 251-289. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.jenvman.2006.03.006>
176. PUGH D.G., BOWEN P.J., MARSHAL R., CRAYFORD A.P., RUNYON J., MORRIS S., VALERA-MEDINA A., GILES A. Dissociative influence of H<sub>2</sub>O vapour/spray on lean blowoff and NO<sub>x</sub> reduction for heavily carbonaceous syngas swirling flames, *Combustion and Flame*, 2017, vol. 177, pp. 37-48. Prieiga per internetą: <https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2016.11.010>
177. ELPERIN T., B KRASOVITOV. Radiation, thermal diffusion and kinetic effects in evaporation and combustion of large and moderate size fuel droplets, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1995, vol. 38, pp. 409-418. Prieiga per internetą: [https://doi.org/10.1016/0017-9310\(94\)00168-U](https://doi.org/10.1016/0017-9310(94)00168-U)

## CURRICULUM VITAE

**Virginijus Ramanauskas**

virginijus.ramanauskas@enerstena.lt

### **Išsilavinimas:**

1982–1994 Kazlų Rūdos vidurinė mokykla, vidurinis išsilavinimas  
1994–1998 Kauno technologijos universitetas, termoinžinerijos bakalauras  
1998–2000 Kauno technologijos universitetas, termoinžinerijos magistras  
2000–2002 Kauno technologijos universitetas, doktorantūros studijos  
2017–2019 Baltic Management Institute, verslo vadybos magistras

### **Profesinė patirtis:**

1998–2000 UAB „Senukų prekybos centras“, vadybininkas  
2000–2002 UAB „Ekotermijos servisas“, direktoriaus pavaduotojas  
2002–dabar UAB „Enerstenos grupė“, generalinis direktorius

### **Mokslinių interesų sritys:**

Atsinaujinančiųjų šaltinių energetika, biokuro deginimas ir aplinkosauga, dvifaziai srautai, sudėtinė šilumos ir masės pernaša išpurkšto skysčio sistemose.

### **Papildoma informacija:**

Lietuvos biomasės energetikos asociacijos „Litbioma“ prezidentas (2014–2021 m.). Dalyvauja atsinaujinančios energijos šaltinių technologijų Lietuvos energetikos sektoriaus plėtroje. Gamybinę ir visuomeninę veiklą sėkmingai derina su moksline veikla. Kūrybingai bendradarbiauja su KTU Energetikos katedros mokslininkais. Moksline biokuro technologine ir vadybine tematika skaito pranešimus šalies ir tarptautinėse mokslo konferencijose bei forumuose. Mokslinių tyrimų rezultatai 2021 m. apibendrinti disertacijoje „Vandens lašelių šilumos ir masės mainai biokuro dūmų sraute“.

## MOKSLINIŲ STRAIPSNIŲ IR MOKSLINIŲ KONFERENCIJŲ SĄRAŠAS

### **Straipsniai Clarivate „Web of Science“ duomenų bazėje referuojamuose leidiniuose**

1. RAMANAUSKAS, V., MILIAUSKAS, G. The water droplets dynamics and phase transformations in biofuel flue gases flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2018, Volume 131, p. 546-557. [IF: 4,346; AIF: 3,005; IF/AIF: 1,446; Q1].
2. MILIAUSKAS, G., RAMANAUSKAS, V., MAZIUKIENĖ, M. The interaction of the complex transfer processes in the phase transformations regimes of a water droplets. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2021, Volume 169, p.1-14. [IF: 4,947; AIF: 3,461; IF/AIF: 1,429; Q1].

### **Straipsniai mokslo leidiniuose, registruotuose tarptautinėse mokslinės informacijos duomenų bazėse su svorio koeficientu**

1. RAMANAUSKAS, V., PUIDA, E., MILIAUSKAS, G., PAUKŠTAITIS, L. Experimental investigation of water droplet heating in humidified air flow. *Mechanika*. 2019, Volume 25(6), p. 434-441. [IF: 0,500; AIF: 2,950; IF/AIF: 0,169; Q4].
2. RAMANAUSKAS, V., PAUKŠTAITIS, L., MILIAUSKAS, G., PUIDA, E. Experimental investigation of water droplet phase transformations in humidified air flow. *Mechanika*. 2020, Volume 26(4), p. 434-441. [IF: 0,500; AIF: 2,950; IF/AIF: 0,169; Q4].

### **Kituose recenzuojamuose ir cituojamuose mokslo leidiniuose**

1. RAMANAUSKAS, V., MAZIUKIENĖ, M., MILIAUSKAS, G. The combined heat and mass transit processes of water droplets in biofuel technologies. *Energetika*, 2017, Tomas 63(2), p. 75-81. [Scopus; Academic Search Complete; INSPEC].

### **Pranešimai mokslinėse konferencijose ir straipsniai jų darbų rinkiniuose**

1. RAMANAUSKAS, V., MILIAUSKAS, G. Sudėtinių šilumos ir masės pernašos procesų biokuro terminėse technologijose apibrėžimo poreikis ir savitumai. *Šilumos energetika ir technologijos – 2017: konferencijos pranešimų medžiaga*, 2017 m. sausio 26-27, KTU, Kaunas, p. 64-71.
2. MILIAUSKAS, G., MAZIUKIENĖ, M., RAMANAUSKAS, V. The investigation of water droplet phase transformations in humid gas flow.: Proceedings of *ICEESEN2020*, 2020, June 5-7, 2020, Kayseri, Turkey, p. 5.

### **Pranešimai mokslinėse konferencijose**

1. MILIAUSKAS, G., MAZIUKIENĖ, M., RAMANAUSKAS, V. Regularities of pure liquid droplets phase transformation cycle and its defining factors. *EMN Meeting on Droplets 2016*, May 9-13, 2016, San Sebastien, Spain.
2. RAMANAUSKAS, V., MAZIUKIENĖ, M., MILIAUSKAS, G. The combined heat and mass transit processes of water droplets in biofuel technologies. *CYSENI 2017*, May 25-26 d., LEI, Kaunas.
3. RAMANAUSKAS, V., MILIAUSKAS, G. Biokuro dūmų sraute išpurkšto vandens garuojančių lašelių slydimo dinamika. *Šilumos energetika ir technologijos – 2018*. 2018 m. vasario 01, KTU, Kaunas.



UDK 536.24 + 662.613.5](043.3)

SL344. 2021-06-16, 20,75 leidyb. apsk. I. Tiražas 20 egz. Užsakymas 103.  
Išleido Kauno technologijos universitetas, K. Donelaičio g. 73, 44249 Kaunas  
Spausdino leidyklos „Technologija“ spaustuvė, Studentų g. 54, 51424 Kaunas

