

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE

FAKULTA STROJNÍ
ÚSTAV PROCESNÍ A ZPRACOVATELSKÉ TECHNIKY

DIPLOMOVÁ PRÁCE

2017

VIKTOR VAJC

*Sem prosím **namísto tohoto listu** vložit zadání DP, které jsem dodal.*

Děkuji vedoucímu mé práce panu Ing. Martinu Dostálovi, Ph.D. za velice vstřícný a ochotný přístup při vzniku této práce a za trpělivost a shovívavost projevenou vůči mé osobě.

Děkuji své rodině za to, že mi byla dopřána výsada, díky které jsem se mohl věnovat nejen studiu tak, jak jsem si sám určoval a jak jsem chtěl.

Autor

Anotační list

Jméno autora:	Viktor
Příjmení autora:	Vajc
Název práce česky:	Var
Název práce anglicky:	Pool boiling
Rozsah práce:	
Počet stran:	125
Počet obrázků:	65
Počet tabulek:	5
Počet příloh:	0
Akademický rok:	2016/2017
Jazyk práce:	český
Ústav:	Ústav procesní a zpracovatelské techniky FS ČVUT v Praze
Studijní program:	N2301 Procesní technika
Vedoucí práce:	Ing. Martin Dostál, Ph.D.
Oponent práce:	doc. Ing. Radek Šulc, Ph.D.
Anotace česky:	<p>Práce pojednává o problematice varu se zaměřením na přestup tepla při varu v objemu. Seznamuje čtenáře se současným stavem poznání a různými přístupy volenými při vědeckém výzkumu varu. Vysvětluje základní pojmy, možné způsoby dělení varu a režimy varu. Obsahuje literární rešerši zabývající se výpočtovými korelacemi pro stanovení součinitele přestupu tepla při bublinovém varu v objemu, vlivem nejdůležitějších parametrů na přestup tepla při varu v objemu, korelacemi pro stanovení kritického tepelného toku, metodami a zařízeními používanými pro experimentální výzkum zaměřený na přestup tepla při varu. Prezentuje vlastní experimentální zařízení navržené a postavené za účelem výzkumu bublinového varu v objemu spolu s výsledky experimentálního měření provedeného na tomto zařízení.</p>
Anotace anglicky:	<p>Thesis discusses issues of boiling with focus on heat transfer during pool boiling. Knowledge and methods used for scientific research are mentioned. Basic terminology, possible division of boiling and boiling regimes are explained. Thesis contains a literary research which deals with correlations for nucleate pool boiling heat transfer coefficient, influence of the most important parameters on pool boiling heat transfer, calculation of critical heat flux density and methods along with equipment used for experimental research of pool boiling heat transfer. Design of a projected and built experimental apparatus constructed for the purpose of investigation of nucleate pool boiling heat transfer is presented together with results of an experimental measurement on the apparatus.</p>
Klíčová slova:	var, přestup tepla, korelace, režim, zařízení
Key words:	pool boiling, heat transfer, correlation, regime, equipment

Obsah

Seznam použitých symbolů	6
Úvod	8
Významně zjednodušená představa varu a základní pojmy	11
Několik možných dělení varu	12
Nukiyamova křivka a režimy varu	14
1 Korelace pro stanovení součinitele přestupu tepla při bublinovém varu v objemu	20
1.1 Korelace do roku 1960	20
1.2 Korelace mezi lety 1960–1970	26
1.3 Korelace mezi lety 1970–1980	34
1.4 Korelace mezi lety 1980–1990	35
1.5 Korelace mezi lety 1990–2000	37
1.6 Korelace mezi lety 2000–2010	41
1.7 Korelace bez původních zdrojů	44
2 Vliv nejdůležitějších parametrů na přestup tepla při varu v objemu	47
2.1 Vliv tlaku	47
2.2 Vliv podchlazení	55
2.3 Vliv materiálových vlastností výhřevné plochy	56
2.4 Vliv tíhového, popř. jiného zrychlení	60
2.5 Vliv inklinace výhřevného povrchu	63
2.6 Jiné vlivy	66
3 Korelace pro stanovení kritické hustoty tepelného toku při varu v objemu	69
4 Experimentální zařízení používaná pro výzkum přestupu tepla při varu	81
4.1 Princip stanovení součinitele přestupu tepla	81
4.2 Standardní zařízení pro výzkum varu	82
4.3 Vařák	86
4.4 Kondenzátor	88
4.5 Výhřevný povrch	89
4.6 Zdroje tepla	90
4.7 Vyhřívaný blok	92
4.8 Zdroje elektrické energie	92
4.9 Měřidla a senzory	93
4.10 Těsnící a izolační prvky	96
5 Návrh experimentálního zařízení pro výzkum bublinového varu v objemu	97
6 Ověřovací experiment na navrženém zařízení	103
6.1 Problémy s dosažením a udržení saturací teploty	104
6.2 Vyhodnocení získaných experimentálních údajů	106
6.3 Jiné poznatky získané při ověřovacím experimentu	111
6.4 Závěry experimentálního měření	113
Závěr	114
Reference	116

Seznam použitých symbolů

Latinská písmena

a	Součinitel teplotní vodivosti	$(\text{m}^2 \text{s}^{-1})$
A	Plocha	(m^2)
Ar	Archimédovo číslo	$(-)$
B	Číslo nebo parametr varu	$(-)$
Bo	Bondovo číslo	$(-)$
c	Rychlost šíření vlnové poruchy	(m s^{-1})
C	Součinitel, konstanta	$(-)$
C_d	Odporový součinitel	$(-)$
c_p	Měrná izobarická tepelná kapacita	$(\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1})$
C_p	Normovaná měrná izobarická tepelná kapacita	$(-)$
d	Průměr	(m)
D	Průměr	(m)
E	Energie	(J)
E_o	Eötvösovo číslo	$(-)$
f	Nukleární frekvence	(s^{-1})
f	Obecná funkce	
F	Bezrozměrná funkce	$(-)$
g	Tíhové zrychlení	(m s^{-2})
Gr	Grashofovo číslo	$(-)$
H	Výška hladiny, hloubka	(m)
i	Exponent	$(-)$
I	Elektrický proud	(A)
j	Exponent	$(-)$
Ja	Jakobovo číslo	$(-)$
k	Součinitel prostupu tepla	$(\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1})$
K	Obecný parametr	
L	Délka	(m)
m	Exponent	$(-)$
m	Vlnové číslo	(m^{-1})
\dot{m}	Hustota hmotnostního toku	$(\text{kg s}^{-1} \text{m}^{-2})$
M_m	Molární hmotnost	(kg mol^{-1})
n	Hustota aktivních nukleárních míst	(m^{-2})
n_m	Látkové množství	(mol)
N	Počet aktivních nukleárních míst	$(-)$
Nu	Nusseltovo číslo	$(-)$
p	Tlak	(Pa)
p''	Tlak sytých par	(Pa)
Pr	Prandtlovo číslo	$(-)$
q	Hustota tepelného toku	(W m^{-2})
\dot{Q}	Tepelný tok	(W)
r	Poloměr	(m)
R	Poloměr	(m)
R	Elektrický odpor	(Ω)
\dot{R}	Radiální rychlost růstu bubliny	(m s^{-1})
R_m	Univerzální plynová konstanta	$(\text{J K}^{-1} \text{mol}^{-1})$
Ra	Rayleighovo číslo	$(-)$
Ra	Střední drsnost povrchu dle ČSN EN ISO 1302	(μm)
Re	Reynoldsovo číslo	$(-)$

R_p	Drsnost povrchu dle DIN 4762	(μm)
R_q	Průměrná kvadratická úchylka profilu dle ČSN EN ISO 1302	(μm)
R_z	Výška nerovností profilu dle ČSN EN ISO 1302	(μm)
t	Čas	(s)
T	Teplota	($^{\circ}\text{C}$), (K)
u	Rychlost	(m s^{-1})
U	Elektrické napětí	(V)
V	Objem	(m^3)
X	Bezrozměrný komplex	(–)
z	Kompresibilitní součinitel	(–)

Řecká písmena

α	Součinitel přestupu tepla	($\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$)
β	Kontaktní úhel fázového rozhraní a výhřevné plochy	($^{\circ}$)
β_a	Postupující kontaktní úhel	($^{\circ}$)
β_o	Součinitel objemové teplotní roztažnosti	(–)
β_r	Ustupující kontaktní úhel	($^{\circ}$)
γ	Obecná veličina	
δ	Tloušťka vrstvy	(m)
Δ	Změna nebo rozdíl veličiny	
Δh_{lg}	Měrné skupenské výparné teplo	(J kg^{-1})
θ	Inkлинаční úhel výhřevného povrchu	($^{\circ}$)
λ	Součinitel tepelné vodivosti	($\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$)
μ	Dynamická viskozita	(Pa s)
ν	Kinematická viskozita	($\text{m}^2 \text{s}^{-1}$)
ρ	Hustota	(kg m^{-3})
σ	Povrchové napětí	(N m^{-1})
φ	Objemový zlomek	(–)
ω	Acentrický faktor	(–)

Nejčastěji používané indexy

l	Odlišující se od původní veličiny
0	Veličina v referenčním stavu
atm	Atmosférická veličina
b	Týkající se bubliny
ef	Efektivní veličina
g	Týkající se plynné fáze
kr	Kritická veličina
l	Týkající se kapalně fáze
r	Redukovaná veličina
s	Týkající se výhřevného povrchu
sat	Saturační veličina
sf	Související s kombinací povrch – vroucí látka
w	Týkající se výhřevné plochy (stěny)
∞	Související s idealizovaným, nekonečným
*	Bezrozměrná nebo modifikovaná veličina

Úvod

Co je to vlastně „var“? Rohsenow et al. (1985) se vyjadřuje o varu: „Var je proces vypařování spojený se vznikem bublin parní fáze.“ Taková definice však není zcela obecná, protože jak uvidíme, nemusí být var vždy doprovázen vznikem bublin. Definici lze však použít pro bublinový var. Podobné vymezení uvádí Kandlikar et al. (1999) podle kterých je var: „Proces při kterém jsou formovány bubliny buď na výhřevném povrchu, nebo v přehřáté kapalině v blízkosti takového povrchu.“ Od vypařování se pak podle nich odlišuje tím, že při varu „vznikají mezifázová rozhraní na různých nespojitých místech výhřevného povrchu,“ zatímco při vypařování je mezifázové rozhraní (neboli hladina) předurčeno. Collier a Thome (1994) definují: „Var je proces, při kterém je kapalině dodáváno teplo takovým způsobem, že dochází ke vzniku páry.“ Tuto definici přejímá i Hewitt (1998). Podle Tong a Tang (1997): „Přestup tepla při varu je způsob přestupu tepla, který nastává spolu s fázovou změnou kapalina–pára.“ Šesták a Rieger (2004) uvádí, že „při varu je tenze par rovna tlaku v parním prostoru,“ což je užitečné upřesnění, chceme-li rozlišit var od vypařování.

Var je komplikovaný a komplexní fyzikální jev, který doposud nebyl uspokojivě vysvětlen a popsán. Tomu mimo jiné nasvědčuje to, že v literatuře lze nalézt mnoho korelací, s jejichž pomocí lze stanovit tepelné parametry při varu. Takové korelace však mívají velmi úzké oblasti použití a dost často nejsou aplikovatelné na skutečné případy z praxe. Většinou jsou bezpečně použitelné pouze za podmínek experimentů, ve kterých byly odvozeny. Dostaneme-li se změnou byt' jediné z podmínek mimo tuto oblast, obdržíme mnohdy výsledky zcela odtržené od reality se značnými chybami. Vznikají tak katalogy s čistě empirickými korelacemi, které lze použít pouze pro určité konfigurace (např. horizontální povrch, var na povrchu trubky; var ve stojícím, nebo proudícím médiu, atp.) a pro určité podmínky (rozsah tlaků, teplot, atp.). Zaštit'ující teorie varu však chybí.

Absence takové teorie je obzvláště patrná v případech, kdy je potřeba stanovit tepelné parametry varu pro konfigurace nebo podmínky mimo zmapované oblasti, tzn. bez v praxi prověřených korelací. V takových případech je velice obtížné dospět k relevantním výsledkům. Buď se použijí údaje známé z předchozích realizací a žádné korelace tak vlastně nejsou potřeba, nebo se použijí neosvědčené korelace a výsledek je přinejmenším nejistý, případně se použijí osvědčené korelace mimo rozsah jejich platnosti, kdy lze použít takového výsledku pro další výpočty označit přinejmenším za velmi problematické.

Nabízí se otázka, čím je způsobeno, že chybí teorie, která by dobře popisovala var v širším rozsahu a byla by založená na reálném fyzikálním podkladu. Warrier a Dhir (2006) rozlišují tři přístupy, kterými se současná věda snaží popsat přestup tepla při nenasyceném varu proudícího média (ale v zásadě platí pro přístup k varu libovolného druhu).

1. Empirickými korelacemi pro hustotu celkového tepelného toku stěnou.
2. Mechanistickými modely založenými na vzájemných relacích mezi jednotlivými částmi, ze kterých se hustota celkového tepelného toku stěnou skládá.
3. Mechanistickými modely pro celkový tepelný tok stěnou a jeho části založenými na elementárních fyzikálních principech.

První přístup se snaží o nejlepší možnou shodu s výsledky experimentů a hledá funkční závislosti korelované veličiny na proměnných, které jsou při experimentu měněny. Příliš se nezabývá fyzikální podstatou děje. To má za následek, že vznikají katalogy korelací, kde každá korelace popisuje vymezenou oblast. Tyto korelace spolu často mají pramálo společného. Prioritou není odvodit teorii varu, nýbrž poskytnout přesné a pokud možno jednoduché vztahy použitelné v praxi.

Druhý přístup by mohl být dobrým kompromisem mezi experimentálními a teoretickými poznatky. Snaží se rozložit celkovou hustotu tepelného toku na její dílčí části (složky), kde každá část podléhá jinému mechanismu přenosu tepla (např. složka přenosu tepla nestacionární kondukcí a složka přenosu tepla stacionární kondukcí). Cílem je předvídat, jak se určitá změna podmínek nebo konfigurace

projeví na vzájemném působení těchto mechanismů (např. že jeden bude utlumen na úkor druhého). V podstatě se hledají váhové funkce jednotlivých mechanismů podílejících se na celkové hustotě tepelného toku a funkční závislost těchto váhových funkcí na podmínkách a konfiguraci. Váhové funkce mohou mít jasný fyzikální význam (např. počet rostoucích bublin nad teplosměnnou plochou) a zpravidla se stanovují empirickými korelacemi.

Třetí přístup je rigorózní a snaží se vysvětlit var jako kombinaci elementárních fyzikálních dějů, které jsou dobře známy a prozkoumány (např. mechanika bubliny, hydrostatika, apod.). Měl by být schopen predikovat určitou složku celkového tepelného toku nezávisle na ostatních složkách. Jelikož modely založené na tomto přístupu v současnosti neposkytují kýženou přesnost ani univerzálnost, nebývají pro svou komplikovanost příliš používány. Zpravidla totiž platí, že z čím elementárnějších principů se při popisu varu vyjde, tím budou výsledné modely a výpočtové vztahy složitější a méně použitelné. Přístup nachází uplatnění ve vědeckých a výzkumných oblastech, zejména v počítačových simulacích a modelech.

Z výše uvedeného rozdělení je patrné, že existuje snaha zaštitit var univerzální teorií, ale zatím se to nedaří. Je to způsobeno tím, že var je kombinací přenosu hybnosti, tepla a hmoty současně. Tyto přenosové děje probíhají mezi dvěma fázemi a obecně mohou probíhat mezi více složkami. Popsat takto složitý děj bez jistých zjednodušení, která jsou podložena empirickými daty, je prakticky nemožné. S tím souvisí enormní množství parametrů, na kterých var závisí. Mezi tyto parametry patří: teplota (stěny, kapaliny u stěny, kapaliny dále od stěny), tlak, přiváděný tepelný výkon, míchání nebo proudění vroucího média, termofyzikální vlastnosti vroucího média (např. hustota, viskozita, mezifázové povrchové napětí, tepelná vodivost), složky, příměsi a nečistoty v médiu, vlastnosti povrchu (např. drsnost, orientace, zakřivení), smáčivost mezi kapalinou a povrchem a další. Kvůli takovému množství parametrů je přinejmenším obtížné opakovat a ověřit závěry experimentů, které již byly provedeny, což vždy zpomaluje vědeckou práci v jakémkoliv oboru. Kupříkladu Han a Griffith (1965) vidí příčinu problémů při zkoumání varu v tom, že ačkoliv se var skládá z mechanismů, které jsou v mnoha pracích zevrubně a přesně popsány, činí potíže všechny tyto mechanismy propojit ve funkční celek. Konkrétně zmiňují mechanismy vzniku bubliny, růstu bubliny a odpoutání bubliny od povrchu. Podle Yagov (2009b) nelze v současnosti uspokojivě popsat dvoufázový turbulentní tok neznámého a předem nedefinovaného tvaru, který vzniká při varu. Přitom zmiňuje práci Theofanous (1999), podle které jsou rovnice pro popis mezifázového rozhraní při varu nelineární a pro popis varu chybí analogie Navierových–Stokesových rovnic, které by poskytly informace o rozložení rychlosti v kapalně a parní fázi včetně mezifázového rozhraní pro daný časový okamžik. Tyto komplikace také způsobují značné a nepřekonatelné obtíže při přímých numerických simulacích (DNS) varu.

Příliš mnoho parametrů vede z pochopitelných důvodů některé badatele ke snaze jejich počet redukovat – např. jejich rozdělením na dominantní a podružné nebo zaváděním bezrozměrných kritérií. Někteří se snaží o vytváření aproximativních modelů varu, které jsou popsány jednoduššími rovnicemi umožňujícími numerické simulace nebo odvozování výpočtových korelací. Jiní se snaží stanovit dominantní a podružné mechanismy a studovat var ze vzájemných relací mezi těmito mechanismy. Ne vždy je však jasné, které parametry uvažovat a které z úvahy naopak vyjmout; ani jak popsat jednotlivé mechanismy. Často například nepanuje shoda na tom, má-li se určitý mechanismus považovat za kontinuální, nebo přerušovaný. S vědomím výše uvedeného není překvapením, že různé práce zabývající se varem často dospívají ke zcela protichůdným závěrům. Zejména u druhého (ale někdy i u prvního a třetího) přístupu se lze navíc často setkat s tím, že ačkoliv jsou korelace odvozovány z teoretických východisek, obsahují výsledné vztahy tzv. „nechtěné proměnné“, tzn. takové proměnné, jejichž číselnou hodnotu v drtivé většině případů nelze získat jinak, než použitím empirické korelace (nejčastěji odvozené na základě prvního přístupu). Typickou a velmi často se objevující „nechtěnou proměnnou“ je hustota aktivních nukleačních zárodků n . Tím mnoho modelů založených na druhém přístupu alespoň částečně sklouzává k prvně zmíněnému přístupu.

Práce Yagov (2009a) zmiňuje několik ne nezbytně navzájem oddělených cest, kterými se v současnosti ubírá výzkum bublinového varu:

1. Experimentální výzkum pro získání částečné informace o varu.
2. Výzkum intenzifikace přestupu tepla při varu.
3. Pokusy o sestavení generalizovaných bezrozměrných korelací.
4. Experimentální výzkum orientovaný na vlastnosti výhřevného povrchu a jeho okolí.
5. Přímé numerické simulace (DNS) bublinového varu.
6. Výzkum varu metodami nelineární dynamiky.
7. Pokusy o vytvoření zaštit'ující teorie varu.

První přístup se snaží nashromáždit poznatky pro danou konfiguraci a dané podmínky systému (např. var na horizontální trubce při atmosférickém tlaku). Výsledky takových experimentů mnohdy vymežují oblasti dalšího potenciálního výzkumu. Ve druhém pojetí se nejčastěji experimentálně hledá taková modifikace povrchu, konfigurace systému, potažmo další činitele, které maximalizují přestup tepla při varu. Poznatky jsou nejčastěji využity v praktických aplikacích, ale mohou rovněž napomáhat pochopení teoretických principů varu (kupříkladu nukleace bublin). Třetí cesta byla podle Yagov (2009a) nejvíce praktikována mezi lety 1950 až 1960. V současnosti se od ní spíše upouští, jelikož potenciální přínos nového výzkumu je v těchto oblastech zřejmě vyčerpán. Podle Yagov (2009a) nejsou takové korelace založeny na dostatečně pevných matematicko-fyzikálních základech a nemohou vytvořit uspokojivý popis varu. Čtvrtý přístup se zabývá rozsáhlými a přesnými experimenty, ze kterých se stanovuje distribuce kapalně a plynně fáze v těsné blízkosti výhřevného povrchu a podmínky nukleace v závislostech na tepelných, povrchových a materiálových vlastnostech výhřevné plochy. Takové experimenty přinášejí cenné poznatky pro vytváření nových teorií varu a jeho mechanismů. Pátý až sedmý bod seznamu reprezentuje spíše teoretické přístupy, které prozatím nenacházejí přílišné uplatnění v praxi. Takové přístupy se snaží nashromáždit univerzální poznatky a hledají závislosti tepelných parametrů na podmínkách a konfiguraci spolu s řídicími principy a mechanismy varu. Na základě toho pak vznikají modely varu. Výsledky, které takové modely predikují se porovnávají s experimentálními daty. Podle shody modelu s experimentem se pak posilují, nebo oslabují předpoklady učiněné při tvorbě takových modelů.

Již při zbežném pohledu do literatury zabývající se varem je patrné, že existuje respekt vzbuzující množství prací, které se zabývá „podproblémy“, které jsou nerozlučitelně spjaté s varem a bez jejichž přesného popisu zřejmě nelze vytvořit uspokojivou teorii varu. Mezi takové „podproblémy“ patří např. kinematika a dynamika vzniku bublin (nukleace), popis stacionárního a nestacionárního vedení tepla ve výhřevném povrchu a ve vroucí kapalině, vyjádření intenzity turbulentní přirozené konvekce a hledání časové závislosti tloušťky teplotní mezní vrstvy nebo její maximální hodnoty (z toho lze předvídat průměrné nukleační frekvence vznikajících bublin), hledání veličin pro stanovení počtu aktivních nukleačních míst na výhřevném povrchu, výpočtové stanovení doby růstu, doby odpoutání bubliny od výhřevného povrchu nebo čekací doby (po kterou je dané nukleační místo vyřazené z nukleace) a nespočet dalších oblastí soustředěného zájmu a intenzivního výzkumu. Právě na základě různých náhledů a předpokladů učiněných při řešení takovýchto „podproblémů“ a na základě nových experimentálních výsledků vznikají výpočtové korelace pro inženýrské použití, ale také komplexní modely varu. Vzhledem k omezenému rozsahu této práce jsem rozhodl zabývat se takovými „podproblémy“ v minimální nejzbytnější možné míře, i když cítím jistou povinnost alespoň na tomto místě upozornit na nesmírnou složitost, provázanost a vzájemné ovlivňování těchto „podproblémů“, které mají přímý dopad na průběh a charakteristiky varu (včetně charakteristik tepelných).

I přes problémy spojené se snahou o vytvoření jednotné teorie varu bývá var často využíván jakožto nezbytný proces v rozmanitých technologiích. V různých aplikacích je výhodnou a vítanou vlastností varu (jako každé skupenské změny) schopnost pojmout značné množství tepla bez nárůstu teploty vroucího média při relativně vysokých hodnotách součinitele přestupu tepla α . Var se proto využívá pro intenzivní chlazení v situacích, kdy je potřeba rychle odvést přebytečné teplo. S neméně

důležitým využitím varu, které přímo nesouvisí s odvodem tepla, se lze setkat při zahušťování látek v odparkách. Var je také principem separace roztoků destilací a je nezbytnou součástí pracovních oběhů v parních elektrárnách. Vzhledem k tomu, že se var ve všech těchto aplikacích již poměrně dlouhou dobu úspěšně využívá, lze polemizovat, jestli je pro inženýrské uplatnění jednotná teorie varu doopravdy potřebná.

Významně zjednodušená představa varu a základní pojmy

Vytvořme si zde zjednodušenou představu varu s vysvětlením několika základních pojmů, které budou používány v dalších částech této práce a které se v literatuře zabývající se varem velmi často vyskytují.

Var je fyzikální děj, kterým se soustava snaží přejít do stavu rovnováhy. Při varu má vrstva kapaliny o určité tloušťce, která je blízko výhřevného povrchu vyšší teplotu, než je tzv. saturační teplota (*saturation temperature*) T_{sat} , což je teplota, při které je tlak sytých par v určitém místě kapaliny roven skutečnému tlaku v tomto místě – zpravidla daném součtem tlaku sloupce kapaliny a tlaku nad hladinou kapaliny. Má-li zmíněná vrstva kapaliny teplotu $T > T_{\text{sat}}$, nazývá se rozdíl

$$\Delta T = T - T_{\text{sat}} \quad (1)$$

přehřátí (*superheat*) kapaliny. Pokud označíme teplotu výhřevného povrchu T_w (*wall temperature*), bude maximální teplota vroucí kapaliny v bezprostřední blízkosti takového povrchu při ustáleném stavu rovněž T_w . Maximální přehřátí kapaliny ΔT_{max} je potom

$$\Delta T_{\text{max}} = T_w - T_{\text{sat}}. \quad (2)$$

Je-li teplota kapaliny v určitém místě $T > T_{\text{sat}}$ je taková kapalina ve stavu nerovnováhy, jelikož tlak je v tomto místě nižší, než tlak sytých par p'' příslušící teplotě T . To je jedna s nezbytných podmínek pro možný vznik bubliny parní fáze¹, při kterém se spotřebuje skupenské teplo fázové přeměny kapalina–plyn, které budeme značit Δh_{lg} . Tvorba nových bublin se označuje termínem nukleace (*nucleation*). Nukleace je periodicky se opakující cyklus tvorby nových bublin, který se skládá z fáze čekání, růstu a odpoutání bubliny. Podle Hsu (1962) nebo Hewitt (1998) si můžeme tento cyklus zjednodušeně představit v následujících krocích (důležité pojmy v těchto krocích jsou vysvětleny níže):

1. Na počátku cyklu ($t = 0$) se nacházíme v okamžiku, kdy se bublina s pořadovým číslem i právě odpoutala od povrchu, jelikož vliv vztahové síly překonal vliv tíhové síly a síly povrchového napětí. Tato bublina stoupá k hladině. Přitom naruší teplotní mezní vrstvu v blízkosti výhřevného povrchu a způsobí přísun chladnější kapaliny s teplotou T k výhřevnému povrchu.
2. Dochází k nestacionárnímu vedení tepla, jelikož výhřevná plocha s teplotou T_w je v přímém kontaktu s chladnější kapalinou o teplotě T . Začíná se formovat teplotní mezní vrstva a s časem se zvětšuje její tloušťka. Tato část cyklu se nazývá čekací doba (*waiting period*) a často se značí t_w . Během čekací doby nedochází ke zvětšování nukleačního zárodka v kavitě. Kavita je dočasně deaktivována z nukleačního procesu.
3. Po uplynutí čekací doby stoupne teplota v mezní vrstvě natolik, že nukleační zárodek velmi rychle zvětší svůj objem vlivem přestupu hmoty z kapalné do plynné fáze. Při tom se spotřebovává měrné teplo Δh_{lg} , což způsobuje lokální ochlazení kapaliny, snížení tlaku sytých par a pokles toku hmoty, který přestupuje do bubliny. Určujícím faktorem pro růst bubliny jsou v této fázi setrvačné síly okolní kapaliny.

¹Slovní spojení „parní fáze“ používám v práci častěji, než „plynná fáze“, jelikož tak chci zdůraznit současný výskyt plynné a kapalné fáze ve vroucím médiu.

4. Po fázi rychlého růstu, následuje fáze pomalejšího růstu. Určujícím faktorem přestávají být setrvačné síly a stávají se jím mechanismy přestupu tepla. Celková doba růstu (*bubble growing time*) se někdy značí t_g .
5. Nukleační zárodek zvětší svůj objem dokud se nesplní podmínka uvedená v bodě 1. Odpoutává se bublina s pořadovým číslem $(i + 1)$. Doba odpoutání bubliny (*bubble departure time*) bývá značena t_d . Cyklus se opakuje.

Při vzniku bublin působí na parní fázi uvnitř bubliny hydrostatické síly okolní kapaliny a síly povrchového napětí. V každé stabilní bublině dochází na mezifázovém rozhraní kapalina–pára k vyrovnání interního tlaku parní fáze uvnitř bubliny a externího tlaku, který je dán součtem hydrostatického tlaku, Laplaceova tlaku povrchového napětí a „Kelvinova tlaku zakřiveného povrchu“, na který poprvé upozornil Thomson Lord Kelvin (1871). Poměrně intuitivní odvození velikosti Kelvinova tlaku uvádí Galvin (2005). Pro velikost přehřátí potřebného pro vznik stabilní bubliny poloměru r lze např. postupem v Hewitt (1998) dojít ke vztahu²

$$\Delta T_{\text{sat}} = \frac{2 \sigma T_{\text{sat}}}{\rho_g \Delta h_{\text{lg}} r}, \quad (3)$$

kde r je poloměr bubliny. Ze vztahu (3) je patrné, že pro vznik menších bublin je potřeba vyššího přehřátí, což je základní poznatek pro celé odvětví výzkumu varu, které se zabývá teorií nukleace bublin. Významnou prací z tohoto odvětví je např. Griffith a Wallis (1958).

Několik možných dělení varu

Var lze dělit podle několika možných způsobů. Nastiňme si ty nejdůležitější z nich.

Je-li určitá vrstva kapaliny přehřátá a dochází-li v této vrstvě k nukleaci bublin, hovoří se o tzv. bublinovém varu nebo bublinovém režimu varu. Vznikající bubliny nejprve způsobují poměrně intenzivní promíchávání vroucího média, čímž narušují teplotní mezní vrstvu formující se nad výhřevným povrchem a přivádějí do blízkosti výhřevného povrchu chladnější kapalinu, která byla od stěny dále – někdy se hovoří o tzv. „pumpovacím efektu“ bublin, viz např. Lienhard (1963). „Pumpovací efekt“ má mimo jiné za následek vyrovnávání teploty ve vroucím médiu. Zejména v počátečních fázích varu je teplotní distribuce v kapalině značně nehomogenní a přehřátá vrstva kapaliny v blízkosti výhřevného povrchu má významně vyšší teplotu v porovnání s kapalinou od výhřevného povrchu dále. Na základě toho lze provést dělení varu na:

- var nasycený (*saturated boiling*)
- var nenasyčený, neboli podchlazený (*subcooled boiling*)

Při nasyceném varu má celý objem kapaliny teplotu $T \geq T_{\text{sat}}$. Naproti tomu má při nenasyčeném varu alespoň část objemu vroucí kapaliny teplotu $T < T_{\text{sat}}$.

Jiným možným přístupem je dělení varu na:

- var v objemu (*pool boiling*)
- var při nucené konvekci (*forced convection boiling*)

Jedná se o dělení provedené na základě toho, zda vroucí kapalina vůči výhřevnému povrchu koná, nebo nekoná nucený pohyb. O varu v objemu se hovoří, pokud vsádka není míchána a kapalina vzhledem k výhřevné ploše neproudí. Veškerý případný makroskopický pohyb kapaliny je způsoben pouze „pumpovacím efektem“ vznikajících bublin. Varem při nucené konvekci rozumíme případ, kdy kapalina vůči teplosměnné ploše vykonává nucený pohyb – např. var v trubce protékané kapalinou

²Pro významy nejčastěji používaných symbolů vystupujících ve vztazích uvedených v práci, nebude-li explicitně zmíněn jiný význam, viz Seznam použitých symbolů na str. 6.

(*flow boiling*), var v míchané nádobě, atp. Kandlikar et al. (1999) dále rozlišuje var s externí nucenou konvekcí, ke kterému dochází při obtékání výhřevného povrchu a var s interní nucenou konvekcí, ke kterému dochází např. při varu v trubkách nebo protékaných kanálech. Tato práce se zabývá zejména varem v objemu.

Při bublinovém varu dochází ke vzniku nových bublin – tzv. nukleaci. Nukleace probíhá na tzv. nukleačních místech, což jsou místa vhodná pro vznik nových bublin, která obsahují tzv. nukleační zárodky. Nukleační místa, která se v daný okamžik aktivně podílí na vzniku bublin se nazývají aktivní nukleační místa (*active nucleation sites*), nukleační místa, která by se za určitých podmínek eventuálně mohla podílet na vzniku nových bublin budeme nazývat potenciální nukleační místa (*potential nucleation sites*). Pro vyjádření četnosti aktivních nukleačních míst se používá buď jejich absolutní počet značený N , nebo tzv. hustota aktivních nukleačních míst (*active nucleation site density*) $n = (N/A)$, kde A je plocha výhřevného povrchu. Podle typu nukleačních míst lze var rozdělit na:

- Var s heterogenní nukleací – nukleačními místy jsou poruchy povrchu – tzv. kavity.
- Var s homogenní nukleací – nukleačními místy jsou shluky molekul s vyšší energií – tzv. klastry.

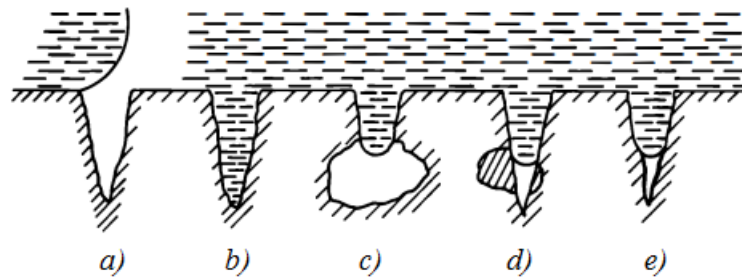
Vznikající bubliny nikdy nemají svůj původ vzniku v menších bublinách, které vznikly z ještě menších bublin, jelikož pro vznik menších bublin je podle vztahu (3) zapotřebí většího přehřátí, které by tak rostlo nade všechny meze, nýbrž v tzv. nukleačních zárodcích. Při homogenní nukleaci jsou nukleačními zárodky klastry s nadbytečnou energií. Existuje několik různých přístupů a teorií popisujících vznik klastrů a homogenní nukleaci – mezi nejvýznamnější patří srážková teorie, viz např. van Stralen a Cole (1979). K homogenní nukleaci dochází v běžných situacích poměrně výjimečně, jelikož pro vznik klastrů dostatečně velkých pro tvorbu nových bublin je potřeba velmi vysokých přehřátí. Hasan et al. (2011) uvádí pro vodu za atmosférického tlaku počátek homogenní nukleace při $T = 302$ až 303 °C (přehřátí $\Delta T = 202$ až 203 °C), počátek heterogenní nukleace pro vodu za atmosférického tlaku bývá přitom při použití běžných výhřevných povrchů zpravidla $T = 110$ až 115 °C. V knize van Stralen a Cole (1979) se uvádí např. pro etan $T = 269,7$ °C (teplota varu $-88,7$ °C) a pro propan $T = 328,5$ °C (teplota varu $-44,5$ °C). Reid (1978) však upozorňuje, že homogenní nukleace je velice nebezpečná v některých provozních a výrobních úsecích (např. výroby ingotů a metalurgie), kde je častým zdrojem různých zranění. Vznik bubliny je totiž velmi rychlý (prakticky okamžitý) a je doprovázen poměrně značnými dynamickými účinky. Někdy se hovoří o explozivním varu, což je poměrně výmluvné označení.

Pokud se prohlásí, že v látce dochází k varu, pak se v naprosté většině případů jedná o var s heterogenní nukleací.³ Nukleačními zárodky jsou při heterogenní nukleaci malá množství plynu uvězněná v poruchách výhřevného povrchu nebo poruchách povrchu různých příměsí a nečistot přítomných ve vroucí kapalině. Takové poruchy se souhrnně nazývají kavity. Nukleace z nukleačního zárodka povětšinou probíhá v opakujícím se cyklu: Nukleační zárodek \rightarrow Zvětšující se nukleační zárodek \rightarrow Bublina + Zbytkový nukleační zárodek. Často se vyskytující tvary kavit zobrazuje Obr. 1, ve kterém a) ukazuje okamžik, kdy se přes kavitu přelévá postupující vrstva kapaliny, b) zobrazuje zcela zaplněnou kavitu, která neobsahuje nukleační zárodek a nebude se účastnit nukleace, c) odpovídá kavitě se zásobárnou uvězněného plynu, d) zachycuje vytvoření nukleačního zárodka vlivem příměsí, vůči které má kapalina horší smáčivost a e) je případ, kdy je smáčivost kapaliny vůči stěnám kavity dostatečně malá pro vznik nukleačního zárodka. Základní podmínku pro uvěznění plynu v kavitě a tudíž pro vznik potenciálního nukleačního zárodka uvádí práce Bankoff (1958). Nutno zmínit, že při varu slouží jako aktivní nukleační místa pouze určitá část potenciálních nukleačních míst. Blíže o této problematice pojednávají např. Hsu (1962) nebo Han a Griffith (1965).

Při bublinovém varu s heterogenní nukleací dochází s rostoucím přehřátím stěny k navyšování počtu aktivních nukleačních míst, jelikož se v souladu se vztahem (3) do procesu nukleace mohou zapojit i rozměrově menší kavity charakterizované tzv. efektivním poloměrem kavity r_{ef} , viz práce Lorenz

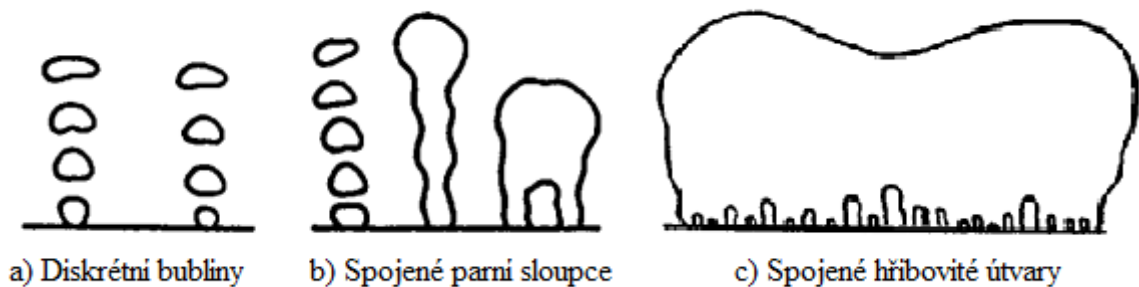
³Proto, když od tohoto místa dále použiju termín „var“, budu mít na mysli var s heterogenní nukleací, nevedu-li jinak.

Obr. 1. Vybrané tvary kavit
převzato z Collier a Thome (1994)



et al. (1972). S rostoucím přehřátím se také zkracuje čekací doba, po kterou je aktivní nukleační místo dočasně deaktivováno. Proto se s vyšším přehřátím ΔT zvyšuje intenzita „pumpovacího efektu“ a díky tomu i součinitel přestupu tepla α mezi stěnou a vroucí kapalinou. Zvyšování α s rostoucím ΔT však nemůže pokračovat do nekonečna. Jedním z hypotetických důvodů může být omezený počet potenciálních nukleačních míst. V praxi je však významnějším důvodem ochotné spojování bublin do objemnějších celků – parních sloupců a hříbových útvarů, viz Obr. 2. Tyto objemnější útvary sice zpočátku dále intenzifikují promíchávání vroucí kapaliny, ale při dalším spojování se stávají tak objemnými, že spíše „začínají překážet“ kapalině snažící se dostat k výhřevnému povrchu. Další zvyšování ΔT v konečném důsledku vede k vytvoření souvislé parní blány nad výhřevným povrchem, která zcela blokuje přívod čerstvé kapaliny k výhřevnému povrchu a působí jako izolační vrstva. Vlastnosti varu se při tom v porovnání s varem s heterogenní bublinovou nukleací velmi razantně mění, (kupříkladu dochází k významnému poklesu tvorby nových bublin). Tyto kvalitativní a kvantitativní změny při zvyšování ΔT způsobily, že se var začal rozdělovat do několika oblastí nebo režimů. Var s nukleací bublin, kterým jsme se doposud zabývali, je touto optikou pouze jedním z takových režimů – tzv. bublinovým režimem varu. Při výše zmíněném vytváření souvislé blány nad výhřevným povrchem přechází var z režimu bublinového varu do režimu tzv. filmového varu.

Obr. 2. Útvary vznikající při zvyšování ΔT
převzato z Gaertner (1965)



Nukiyamova křivka a režimy varu

Nukiyama (1966) se zabývá změnami hustoty tepelného toku q při nasyceném varu (teplota kapaliny je T_{sat}) se zvyšujícím se přehřátím bezprostředně u stěny – tzn., že maximální přehřátí kapaliny v ustáleném stavu má velikost $\Delta T_{\text{max}} = T_w - T_{\text{sat}}$. Bylo pozorováno, že při bublinovém varu se se zvyšováním teploty stěny T_w zrychluje produkce páry v blízkosti stěny, což zvyšuje součinitel přestupu tepla α . Současně se však se zvyšujícím se počtem nových bublin snižuje množství kapaliny,

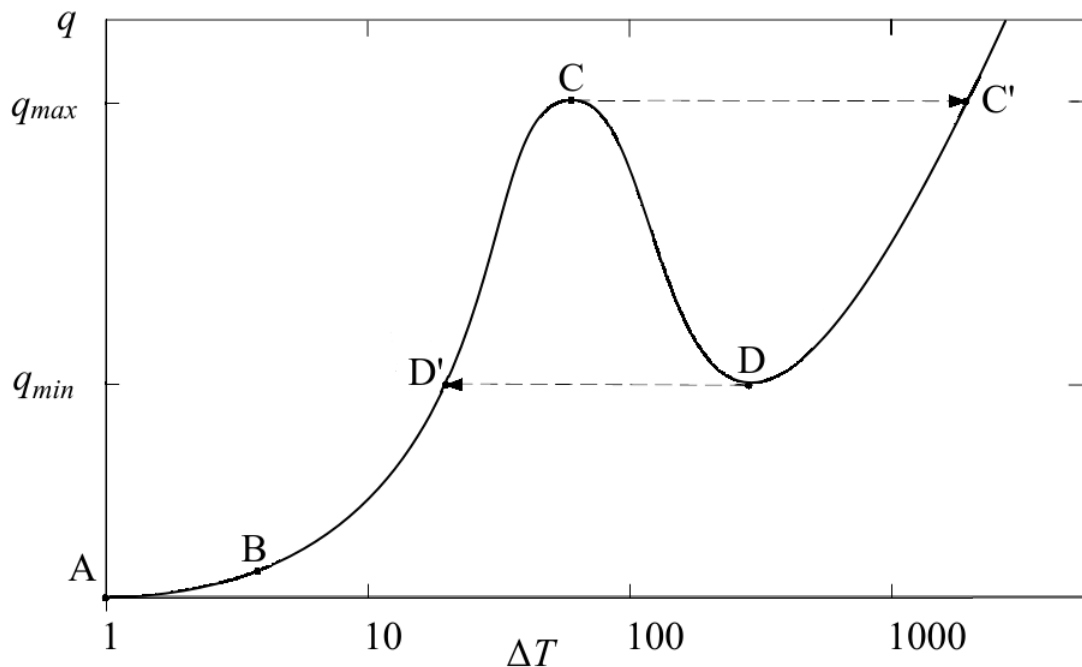
které se nachází v přímém kontaktu se stěnou, a od jisté chvíle začne docházet k poklesu součinitele α s rostoucím ΔT . Z rovnice

$$q = \alpha \Delta T \quad (4)$$

vyplývá, že když začne α klesat, q stále ještě roste do té doby, než bude pokles α větší, než příslušný nárůst ΔT . Při dosažení takového ΔT , kdy bude pokles α stejný jako nárůst ΔT bude hustota tepelného toku v lokálním maximum. Toto maximum se nazývá kritická hustota tepelného toku q_{kr} . S dalším růstem ΔT dochází k poklesu q . Charakter varu se přitom mění. Místo vznikání bublin z nukleačních zárodků v kavitách povrchu se výhřevná plocha potáhne parní blánou (filmem). Produkce nových bublin se přitom významně zpomalí a přesune z výhřevného povrchu na vnější vrstvu parního filmu.

Nukiyamova křivka, Nukiyama (1966), je grafickým znázorněním funkční závislosti $q = q(\Delta T)$, viz Obr. 3. Obecně platí, že základní tvar křivky nezávisí na geometrické konfiguraci (var na rovině vs. var na svazku trubek) a podmínkách (teplota, tlak, atp.), ale proporce křivky ano.

Obr. 3. Nukiyamova křivka



Body A, B, C, D vyznačené na Obr. 3 označují hranice jednotlivých režimů varu.

- Bod A označuje stav, kdy je teplota stěny přibližně rovna saturační teplotě kapaliny, tzn. přehřátí $\Delta T = 0$ a nedochází k varu.
- Úsek A–B je oblast přirozené konvekce. Kapalina v okolí výhřevné plochy cirkuluje vlivem změn hustoty a tudíž měrných tíhových sil s teplotou. Dochází k pomalému zvyšování střední teploty kapaliny. Současně probíhá vypařování z volné hladiny kapaliny. Hustota tepelného toku q je podle Šesták a Rieger (2004) úměrná $\Delta T^{5/4}$. Podle Collier a Thome (1994) lze součinitel přestupu tepla v této oblasti stanovit korelací uvedenou v knize Fishenden a Saunders (1950) nebo Drysdale (2011) pro turbulentní přirozenou konvekci nad horkou vzhůru orientovanou deskou

$$\frac{\alpha D}{\lambda_l} = 0,14 \left[\left(\frac{\beta_o g \Delta T D^3 \rho_l^2}{\mu_l^2} \right) \left(\frac{c_{p,l} \mu_l}{\lambda_l} \right) \right]^{1/3}, \quad (5)$$

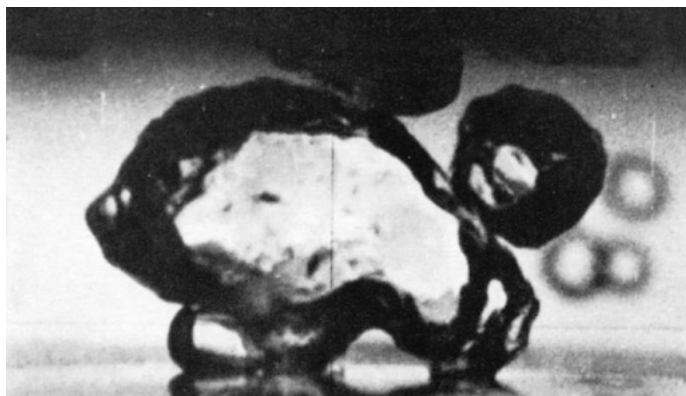
neboli

$$\text{Nu} = 0,14 (\text{Gr Pr})^{1/3} . \quad (6)$$

Ve vztahu (5) D značí průměr kruhového výhřevného povrchu a β_0 součinitel objemové teplotní roztažnosti. Podle vztahu (5) by byla hustota tepelného toku úměrná $\Delta T^{4/3}$.

- Bod B tvoří přechod mezi režimem přirozené konvekce a bublinovým varem. Přehřátí ΔT je dostatečné pro iniciaci heterogenní nukleace. Iniciace je poměrně zajímavá u látek s velmi dobrou smáčivostí, jelikož je doprovázena hysterezí. Platí, že tyto látky začínají vřít až při větších hodnotách ΔT , jelikož jejich nukleační zárodky mají malé poloměry křivosti v porovnání např. s vodou. Při dosažení potřebného ΔT se však inicializuje nukleace nad značným množstvím kavit najednou a to má za následek, že poklesne povrchová teplota stěny T_w . Při snižování ΔT však nedochází k podobně rychlé deaktivaci aktivních nukleačních míst. Pro stanovení velikosti iniciačního přehřátí lze vyjít ze vztahu (3), jehož použití však omezuje nutnost znalosti rozměru kavit r .
- Úsek B–C ohraničuje režim bublinového varu. Dochází k nukleaci bublin. S rostoucím ΔT vzniká větší počet bublin a součinitel přestupu tepla α roste, jelikož bubliny pojmou relativně velké množství tepla při fázové změně a promíchávají kapalinu v blízkosti výhřevné plochy, čímž narušují vznikající teplotní mezní vrstvu. Podle van Stralen a Cole (1979) je počet aktivních nukleačních míst přibližně úměrný $(\Delta T_w - \Delta T_0)^3$, kde ΔT_w je přehřátí stěny a ΔT_0 přehřátí potřebné pro iniciaci bublinového varu. Při vyšších ΔT se bublinový var dále vyvíjí. Nedochozí už k uvolňování izolovaných bublin z aktivních nukleačních míst, nýbrž ke vzájemné interakci vznikajících bublin, jak zobrazuje Obr. 4. Další zvýšení ΔT potažmo q vede k plně vyvinutému varu, při kterém se vznikající bubliny spojují v ještě větší celky a to zejména ve vertikálním směru. Vznikají tak jakési tryskající parní sloupce, které zachycuje Obr. 5. Při mohutnění těchto sloupců vlivem růstu q dochází také ke spojování sousedních proudů v horizontálním směru. Situaci ukazuje Obr. 6. Vznikají větší hříbovité bubliny s několika „nohama“ tvořenými menšími útvary. Tyto hříbovité bubliny se posléze začnou spojovat mezi sebou do ještě větších celků.

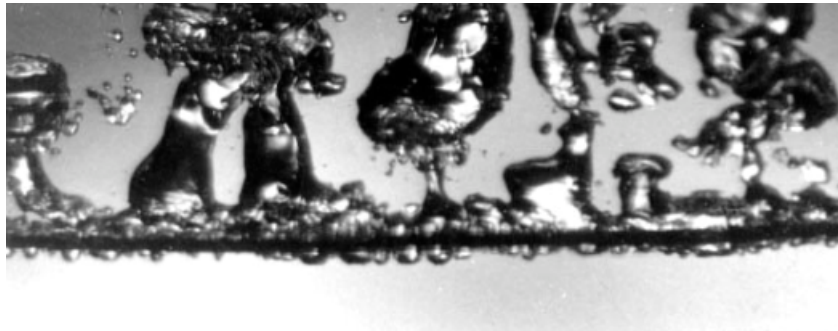
Obr. 4. Interakce vznikajících bublin
převzato ze Zuber (1963a)



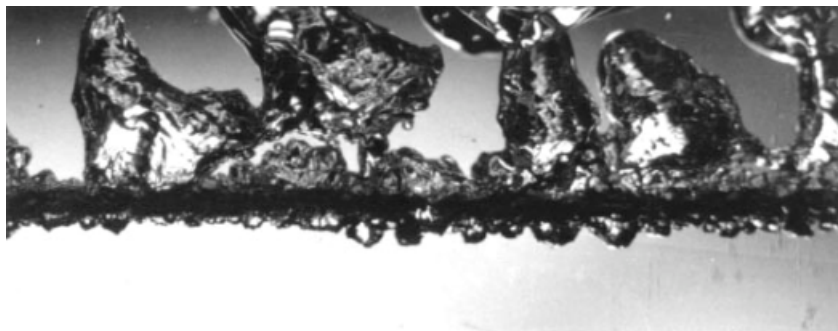
V mnoha pracích, jako např. Gaertner (1965), se počátek tvorby parních sloupců označuje jako první přechod (*first transition*) od částečně vyvinutého (*partially developed*) bublinového varu (též nepřesně označovaného jako nevyvinutý bublinový var) k plně vyvinutému (*fully developed*) bublinovému varu.⁴ Pro velikost hustoty tepelného toku q , kdy k tomu dojde uvádí

⁴Pojmem druhý přechod (*second transition*) se pak označuje změna bublinového režimu varu na režim filmový. Tyto termíny jsem se rozhodl pro zachování srozumitelnosti nepoužívat. Bude-li použito termínu „přechod“, pak mám na mysli

Obr. 5. Vznikání parních sloupců
převzato z Lienhard IV a Lienhard V (2000)



Obr. 6. Mohutnění a spojování parních sloupců
převzato z Lienhard IV a Lienhard V (2000)



práce Moissis a Berenson (1963) korelaci

$$q = 0,11 \sqrt{\beta} \rho_g \Delta h_{lg} \left[\frac{\sigma g}{(\rho_l - \rho_g)} \right]^{1/4}, \quad (7)$$

kde se za kontaktní úhel β dosadí ve stupních. Podle Kandlikar et al. (1999) lze hustotu tepelného toku q v oblasti bublinového varu na leštěných površích hrubě vystihnout vztahem

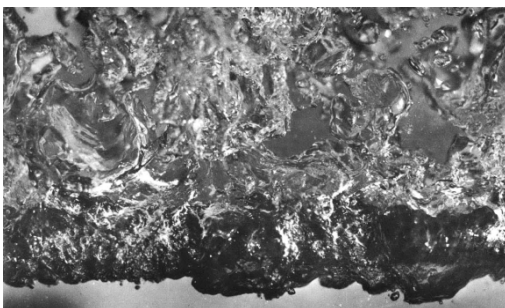
$$q = C \Delta T^m. \quad (8)$$

Velikost exponentu m se nejčastěji pohybuje mezi 3 až 4. Podle Kandlikar et al. (1999) leží hodnota m pro data z práce Nishikawa et al. (1983) pro částečně vyvinutý bublinový var v oblasti od 2 do 4, zatímco pro plně vyvinutý bublinový var v oblasti od 3,3 do 4,3.

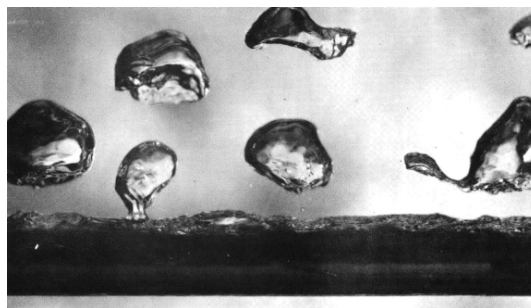
- Bod C je přechodem mezi režimem bublinového a filmového (blánového) varu. Tepelný tok má v tomto bodě lokální maximum q_{\max} , které se často nazývá kritický tepelný tok – v práci bude značen q_{kr} . V běžných případech bývají přehřátí potřebná pro dosažení q_{kr} přibližně 20 až 50 °C. Spojováním velikých hřibovitých bublin vznikají tak velké parní celky, že začnou blokovat přísun kapaliny k povrchu. Efekt zvyšování α díky promíchávání a narušování teplotní mezní vrstvy je vyrovnáván efektem snižování α vlivem zamezení přísunu kapaliny k povrchu a většímu tepelnému odporu parních celků. Při dalším zvýšení ΔT dojde k poměrně rychlému pokrytí výhřevného povrchu parním filmem (blánou) a k naprostému oddělení kapalné fáze od výhřevného povrchu. Obr. 7 je fotografií varu při dosažení q_{kr} .

přechod od bublinového režimu k filmovému režimu varu, neuvedu-li jinak.

Obr. 7. Fotografie varu při q_{kr}
převzato z Berenson (1960)

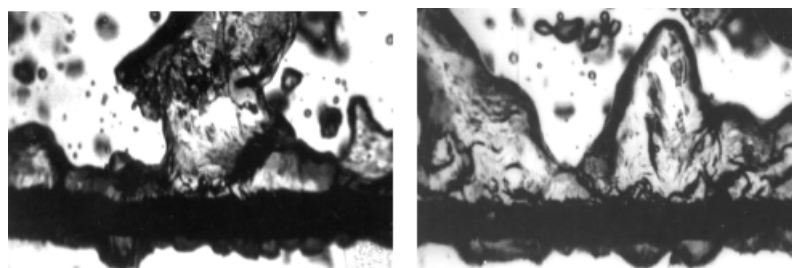


Obr. 8. Fotografie varu při q_{min}
převzato z Berenson (1960)



- V úseku C–D probíhá nestabilní filmový var. Oblast mezi C–D, která tvoří přechod od nestabilního filmového varu ke stabilnímu filmovému varu bývá nazývána přechodový režim varu (*transient boiling*). Výchřevná plocha je pokryta parní blánou, která se rychle rozrušuje a spojuje. Na vnějším povrchu blány dochází k tvorbě bublin, ale v mnohem menší míře, než na konci bublinového režimu. Blána má relativně velký tepelný odpor a tak nad plochou vytváří přídatnou izolační vrstvu. Díky tomu se s růstem ΔT razantně snižuje velikost součinitele přestupu tepla α a s ním i q . Se zvyšujícím se přehřátím ΔT totiž dochází k mohutnění a stabilizaci parní blány a k dalšímu snižování α a q , což je nebezpečné zejména při elektrickém vytápění (viz níže). V této oblasti roste podíl radičního tepelného toku na celkovém tepelném toku. Přechodový režim filmového varu je vyfotografován na Obr. 9.

Obr. 9. Přechodový režim filmového varu
převzato z Lienhard IV a Lienhard V (2000)



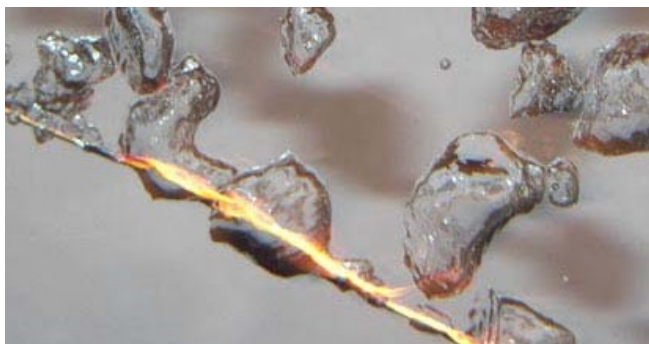
- V bodě D, někdy zvaném Leidenfrostův bod, se blána dále stabilizuje a má největší tepelný odpor. Tepelný tok dosahuje lokálního minima q_{min} . Na Obr. 8 je fotografie varu v Leidenfrostovu bodu, kdy se parní film nad výchřevným povrchem stává prakticky stabilizovaným.
- Dále od bodu D je pára zcela stabilní a umožňuje vznik parních bublin na svém vnějším povrchu. Hustota tepelného toku q roste s rostoucím přehřátím ΔT , jelikož vznikající bubliny narušují teplotní mezní vrstvu v okolí parní blány.

Var v objemu stejně jako var při nucené konvekci probíhá v uvedených režimech. Rozdílem je, že při varu v objemu se uplatňují vztahové síly, zatímco při nucené konvekci navíc i dynamické síly způsobené proudem kapaliny. Pro správnou činnost zařízení, ve kterém probíhá var je nutno dbát, aby var probíhal v bublinovém režimu mezi body B–C.

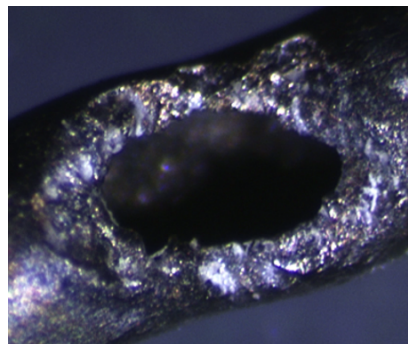
S režimy varu, zejména pak s kritickým tepelným tokem, je spojeno poměrně značné riziko a nebezpečí. Uvažujme dva možné způsoby vytápění výchřevné plochy s příslušnými okrajovými podmínkami na rozhraní výchřevný povrch – vroucí médium:

1. Vytápění kondenzující parou, tzn. okrajová podmínka prvního druhu $T_w = \text{konst.}$
2. Elektrické vytápění, tzn. okrajová podmínka druhého druhu $q = \text{konst.}$

Obr. 10. Rozžhavený drát při $q > q_{kr}$
převzato z MechanicalEngineering (2012)



Obr. 11. Poškození trubky v důsledku
překročení q_{kr}
převzato z Vafaei a Wen (2014)



Při vytápění parou se pro libovolnou konstantní hodnotu $\Delta T = T_w - T_{sat}$, kde T_w odpovídá teplotě kondenzace topné páry, ustálí příslušná hustota tepelného toku, podle Obr. 3.

Naproti tomu při elektrickém vytápění je situace odlišná, jelikož Nukiyamova křivka je v oblasti filmového varu při zachování $q = \text{konst.}$ nestabilní. Při dosažení q_{kr} se začne utvářet izolující parní blána a dojde k poklesu α . Vzhledem k tomu, že velikost hustoty tepelného toku musí zůstat konstantní, dojde k enormnímu a velmi rychlému navýšení teploty stěny T_w , které, jak upozorňuje Nukiyama (1966), nejčastěji končí roztavením výhřevné plochy nebo fatálním poškozením zařízení. Rozžhavení drátu protékaného proudem v důsledku vysoké teploty způsobené přechodem k filmovému varu zachycuje Obr. 10. Na Obr. 11 je vyfocena částečně roztavená trubka v důsledku překročení q_{kr} při varu nanokapaliny voda–alumina. Velmi rychlé (prakticky skokové) navýšení teploty při překročení q_{kr} se nazývá krize varu prvního druhu a kritický tepelný tok \dot{Q}_{kr} bývá v anglicky psané literatuře příhodně nazýván pojmem *burnout heat flux* volně přeloženo jako „tepelný tok naprostého vyhoření“.

V Obr. 3 je situace při $q = \text{konst.}$ znázorněna přerušovanými čarami. Postupným navyšováním q procházíme v Obr. 3 postupně body A–B–C a z bodu C skokově do C' – tomu přísluší skoková změna přehřátí ΔT_{sat} a tudíž i teploty stěny T_w . Dalším zvyšováním q dochází k navyšování α . Naopak při snižování q se pohybujeme přes bod C' do bodu D a odtud skokově do bodu D' a dále do B a A.

V běžných aplikacích se kritický tepelný tok q_{kr} (zmenšený o předepsanou bezpečnost) nesmí při elektrickém ohřevu nikdy překročit, protože hrozí závažné poškození příslušných zařízení, příp. rozsáhlé havárie.

1 Korelace pro stanovení součinitele přestupu tepla při bublinovém varu v objemu

Tato kapitola obsahuje přehled výpočtových korelací pro stanovení součinitele přestupu tepla α nebo hustoty tepelného toku q při bublinovém varu v objemu. Jednotlivé korelace jsou řazeny chronologicky podle doby jejich vzniku. Ke každé korelaci je ve stručnosti uvedeno několik nejdůležitějších předpokladů z kterých autoři korelací vycházejí, způsob sestavení, oblast použití a experimentální ověření korelací, popř. další charakteristické údaje.

1.1 Korelace do roku 1960

Cryder a Gilliland (1932)

Popisuje měření přestupu tepla na trubce z leštěné, rýhované a pískované mosazi s elektrickým přívodem tepla. Povrchové teploty byly měřeny pěti termočládky chromel–kopel pájené k povrchu stříbrem. Byly zkoumány var vody, roztoků solí NaCl a Na₂SO₄, roztoku glycerolu, roztoku sacharózy, metanolu, kerosinu, gasolinu, tetrachlormetanu, n-butanolu. Práce obsahuje přehlednou tabulku naměřených údajů. Výsledná korelace pro všechny zmíněné kapaliny má tvar⁵

$$\frac{\alpha D}{\lambda_1} = 2,418 \cdot 10^{-9} \left(\frac{c_p \mu_1}{\lambda_1} \right)^{0,425} \left(\frac{\Delta T \varrho_1^2 D^2 \lambda_1}{\varrho_{\text{voda}}^2 \mu_1^3} \right)^{2,39} \left(\frac{\varrho_{\text{voda}} \mu_1^2}{\varrho_1 D \sigma} \right)^{1,65} \quad (1.1)$$

D je vnější průměr trubky, na které dochází k varu, ϱ_{voda} je hustota vody při podmínkách, za kterých vše daná kapalina – v původní korelaci totiž vystupuje relativní tíha (*specific gravity*). Jelikož stanovení povrchového napětí při vyšších teplotách je v případě některých kapalin problematické, uvádějí autoři v práci kromě korelace (1.1) také jinou korelaci, ve které se povrchové napětí σ nevyskytuje. Tato korelace má však podle autorů omezenější použitelnost a je v porovnání s (1.1) „méně exaktní“. V menší míře byl zkoumán vliv natočení trubky do vertikální polohy na velikost α , přičemž podle autorů dochází v korelaci (1.1) k navýšení exponentu 2,39 na vyšší hodnotu.

Cryder a Finalborgo (1937)

V práci se stanovují součinitele přestupu tepla pro osm kapalin (voda, metanol, tetrachlormetan, n-butanol, 26 % hm. roztok glycerolu, kerosin, 10 % hm. roztok síranu sodného, 24 % hm. roztok chloridu sodného) nad a pod atmosférickým tlakem za použití elektricky ohřívané mosazné trubky s vnějším průměrem 15 cm a délkou 40 cm. Výsledky měření jsou zaznamenány v tabulce, ze které lze stanovit rozsah tlaků, při kterém se měřilo – např pro vodu se teploty kapaliny při varu T_{sat} pohybovaly v rozsahu $28 \text{ }^\circ\text{C} < T_{\text{sat}} < 112 \text{ }^\circ\text{C}$, čemuž odpovídají tlaky asi $4 \text{ kPa} < p < 153 \text{ kPa}$. Z dat je patrné, jak se s klesajícími tlaky snižuje součinitel přestupu tepla a zároveň roste přehřátí u stěny při zachování hustoty tepelného toku q . Autoři hledají korelaci naměřených údajů v obecném tvaru $\alpha = f_1(\Delta T) f_2(T_{\text{sat}})$, kde f_1 a f_2 jsou obecné funkce přehřátí a saturační teploty.

Pro funkci f_1 stanovili autoři závislost $f_1 = C_1 \Delta T^{2,5}$, která ovšem nemusí platit pro příliš vysoká nebo malá přehřátí. Tvar hledané funkce f_2 byl analýzou dat stanoven na $f_2 = C_2 B^{T_{\text{sat}}}$, tzn. celkový hledaný vztah je $\alpha = C \Delta T^{2,5} B^{T_{\text{sat}}}$, z čehož vyplývá

$$\log \alpha = C' + 2,5 \log \Delta T + B' T_{\text{sat}} \quad (1.2)$$

Ze vztahu (1.2) lze úpravou obdržet $\log(\alpha/\alpha_0) = B'(T_{\text{sat}} - T_{\text{sat},0})$, kde veličiny s indexem „0“ značí zvolené referenční hodnoty. Autory zjištěné hodnoty C' , B' a z nich vypočítané hodnoty C , B

⁵Korelace jsem se v práci rozhodl prezentovat pokud možno v co nejpodobnějším tvaru, v jakém je uvádějí příslušné citované vědecké publikace. Rozměrové korelace v jiném jednotkovém systému než SI jsem převedl do SI systému. Značení veličin jsem přizpůsobil seznamu použitých symbolů na str. 6.

udává Tab. 1.1, ze které autoři vyvozují, že parametr C' je zřejmě závislý na uspořádání a vlastnostech povrchu, zatímco B' je parametr závislejší na vroucím médiu, jehož hodnota se pohybuje okolo 0,025.

Tab. 1.1. Hodnoty parametrů C' , B' , C , B
podle Cryder a Finalborgo (1937)

Kapalina	C'	B'	C	B
Voda	-0,210	0,025	0,617	1,060
Metanol	-0,358	0,027	0,439	1,064
Tetrachlormetan	-0,794	0,022	0,161	1,051
N-butanol	-2,220	0,025	0,006	1,060
Roztok glycerolu	-0,778	0,027	0,167	1,064
Kerosin	-3,374	0,022	0,0004	1,051
Roztok síranu sodného	-0,716	0,029	0,192	1,069
Roztok chloridu sodného	-1,674	0,031	0,021	1,073

Rohsenow (1952)

Rohsenow (1952) pro vyvinutý bublinový var uvádí korelaci, která je i v současnosti více než 60 let po svém vzniku zřejmě vůbec nejpoužívanější korelací pro bublinový var. Korelace má tvar

$$\frac{c_{p,l} \Delta T}{\Delta h_{lg}} = C_{sf} \left(\frac{q}{\mu_l \Delta h_{lg}} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)}} \right)^{1/3} \left(\frac{c_{p,l} \mu_l}{\lambda_l} \right)^m \quad (1.3)$$

C_{sf} je konstanta, jejíž velikost závisí na kombinaci materiálu výhřevné plochy a na vroucí kapalině. Velikost C_{sf} mimo jiné postihuje změny kontaktního úhlu mezi mezifázovým rozhraním kapalina-pára a výhřevným povrchem. Exponent m má podle Rohsenow (1952) pro čisté povrchy hodnotu 1,7; jinak se pohybuje mezi 0,8 až 2. Vybrané hodnoty konstanty C_{sf} a exponentu m ukazuje Tab. 1.2.

Tab. 1.2. Vybrané hodnoty C_{sf} a m
podle Rohsenow a Choi (1961), převzato z van Stralen a Cole (1979)

Kapalina – materiál povrchu	C_{sf}	m
Voda–nikl	0,006	1,0
Voda–platina	0,013	1,0
Voda–měď	0,013	1,0
Voda–mosaz	0,006	1,0
Tetrachlormetan–měď	0,013	1,7
Benzen–chrom	0,010	1,7
Pentan–chrom	0,015	1,7
Etanol–chrom	0,0027	1,7
Isopropanol–měď	0,0025	1,7
Butanol–měď	0,003	1,7

Při odvozování vztahu (1.3) byly využity závěry z práce Fritz (1935), která mimo jiné uvádí velmi často používaný vztah pro průměr bubliny, která se odpoutává od povrchu, založený na silové bilanci vztakových sil a sil povrchového napětí

$$D_b = C_d \beta \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)}}, \quad (1.4)$$

kde C_d je konstanta, jejíž hodnota se podle empirických výsledků nejčastěji uvažuje $C_d = 0,0208$ a β je kontaktní úhel mezifázového rozhraní kapalina-pára a výhřevné plochy měřeno skrze kapalinu

ve stupních. Výraz pod odmocninou bývá někdy nazýván Laplaceův průměr bubliny D_L , nebo charakteristický rozměr varu, a vyjadřuje rovnováhu sil povrchového napětí a vztakových sil. Dále byl při sestavování vztahu (1.3) využit poznatek z práce Jakob a Erk (1932), že součin $f \cdot D_b = \text{konst.}$, kde f je nukleační frekvence vzniku bublin a D_b je průměr bubliny. Velikost konstanty je podle Zuber (1963a) pro vodu a tetrachlormetan rovna $7,7 \text{ cm s}^{-1}$. V souladu s Jakob (1941) je předpokládáno, že hustota tepelného toku přestupujícího ze zdroje tepla do vznikajících bublin q_b je pro daný tlak přímo úměrná hustotě tepelného toku odvedeného z výhřevného povrchu, tzn. $q = (q_b/C_g)$, kde dělitel C_g je funkcí tlaku. Vztah (1.3) byl původně odvozen regresí experimentálních dat, které byly získány pro vyvinutý bublinový var odplynované destilované vody při tlacích 101 kPa až 17 MPa, avšak byl úspěšně testován i mimo tento rozsah tlaků. McGillis et al. (1991b) uvádí spodní mez platnosti Rohsenowovy korelace 16 kPa. Korelace je odvozena z předpokládané závislosti

$$\text{Nu}_b = f(\text{Re}_b, \text{Pr}_l), \quad (1.5)$$

kde f je obecná funkce Reynoldsova čísla bubliny a Prandtlova čísla kapaliny. Velmi mnoho novějších korelací je rovněž postaveno na tomto funkčním předpisu. Předpoklad závislosti na Pr_l je v Rohsenow (1952) potvrzen za použití experimentálních dat z práce Addoms (1948). Člen Nu_b ve vztahu (1.5)

$$\text{Nu}_b = \frac{\alpha D_b}{\lambda_l} \quad (1.6)$$

je Nusseltovo číslo bubliny a člen

$$\text{Re}_b = \frac{\dot{m}_b D_b}{\mu_l} \quad (1.7)$$

je Reynoldsovo číslo bubliny, které reprezentuje všechny bubliny vystupující z aktivních nukleačních míst výhřevné plochy. Re_b je zároveň měřítkem intenzity promíchávání vroucí kapaliny. Veličina \dot{m}_b je hustota hmotnostního toku vznikajících bublin a platí pro ni

$$\dot{m}_b = \frac{\pi}{6} D_b^3 \rho_g f n = \frac{q}{\Delta h_{lg}}, \quad (1.8)$$

ve kterém je D_b je průměr bublin při odpoutání od výhřevného povrchu, f je nukleační frekvence vznikajících bublin a n je hustota aktivních nukleačních míst.

Pr_l v předpisu (1.5) je standardně definované Prandtlovo číslo stanoveno v kapalině, jelikož je předpokládáno, že většina tepla přechází ze stěny přímo do kapaliny a nikoliv ve formě vázaného tepla do vznikajících bublin. Termodynamické vlastnosti v korelaci mají být uvažovány při teplotě T_{sat} . Po dosažení definic bezrozměrných kritérií lze korelaci (1.3) přepsat do tvaru

$$\text{Nu}_b = \frac{1}{C_{sf}} \text{Re}_b^{2/3} \text{Pr}_l^{m-1}, \quad (1.9)$$

Při vytváření korelací (1.9) a (1.3) byla mimo jiné zanedbána závislost průměru bublin D_b na součinu $C_d \beta$, který vystupuje v korelaci Fritz (1935), viz vztah (1.4). Důvodem je nedostatek empirických údajů pro vystihnoutí změny kontaktního úhlu β s měnícím se tlakem. Případný vliv kontaktního úhlu β je tak zahrnut pouze ve velikosti empirické konstanty C_{sf} . Při aplikování vztahu (1.9) to znamená, že do definic Nu_b , viz vztah (1.6), a Re_b , viz vztah (1.7), je nutné za průměr bubliny D_b dosadit Laplaceův průměr bubliny $D_L = \sqrt{\sigma/(g(\rho_l - \rho_g))}$.

Rohsenowovu korelaci je možno použít pro var s přirozenou i nucenou konvekcí. Je tomu tak proto, že byla odvozena za předpokladu, že při bublinovém varu od jisté chvíle (prakticky je-li var vyvinutý)

nezáleží na rychlosti kapaliny nad výhřevnou plochou, jelikož dominantní úlohu z hlediska přestupu tepla přebírá „pumpovací efekt“ nukleujících bublin, nikoliv efekt zvýšení α při nucené konvekci. Korelaci je možné použít pro nasycený i nenasycený var. Značné množství prací se zabývá ověřením a doplněním nebo zpřesňováním koeficientů korelace uvedených v Tab. 1.2 – např. Rohsenow a Choi (1961), Vachon et al. (1968), Sauer et al. (1975), Pioro (1999), Jabardo et al. (2004) a další.

McNelly (1953)

Autor prezentuje vlastní korelaci, která je založena na předpokladu, že přestup tepla nejvýznamněji ovlivňuje tepelný odpor v úzké vrstvičce kapaliny, která se nachází v blízkosti výhřevného povrchu a která zároveň podléhá turbulencím vlivem vznikajících bublin. Autor zmiňuje, že ačkoliv je vliv promíchávání kapaliny stoupajícími bublinami významný, je z hlediska přestupu tepla podstatnější vliv počátečního (explozivního) vzniku nové bubliny na počátku nukleačního cyklu doprovázeného dynamickým účinkem v již zmíněné úzké vrstvičce. Dále uvádí seznam parametrů, které v souladu s výsledky experimentů považuje za primárně ovlivňující spolu s parametry, které z dalších úvah vyjímá – např. velikost a orientaci výhřevného povrchu. Na základě tohoto rozdělení parametrů, předpokládané mocninné závislosti součinitele přestupu tepla α na primárně ovlivňujících parametrech a rozměrové analýze této závislosti spolu s experimentálními daty jiných autorů má výsledná korelace tvar

$$\text{Nu} = 0,225 \text{Pr}^{0,69} \text{Re}^{0,69} \left(\frac{pL}{\sigma} \right)^{0,31} \left(\frac{\varrho_l}{\varrho_g} - 1 \right)^{0,33}. \quad (1.10)$$

Po dosažení za bezrozměrná kritériální čísla pak

$$\frac{\alpha L}{\lambda_l} = 0,225 \left(\frac{c_{p,l} \mu_l}{\lambda_l} \right)^{0,69} \left(\frac{qL}{\Delta h_{lg} \mu_l} \right)^{0,69} \left(\frac{pL}{\sigma} \right)^{0,31} \left(\frac{\varrho_l}{\varrho_g} - 1 \right)^{0,33}, \quad (1.11)$$

kde L je charakteristický rozměr výhřevného povrchu, který je však v rovnici (1.11) možno zkrátit. Autor rovněž uvádí zjednodušený tvar korelace (1.11) s „malou ztrátou přesnosti“

$$\frac{\alpha L}{\lambda_l} = 0,225 \left(\frac{c_{p,l} q L}{\lambda_l \Delta h_{lg}} \right)^{0,69} \left(\frac{pL}{\sigma} \frac{\varrho_l}{\varrho_g} \right)^{0,31}, \quad (1.12)$$

nicméně doporučuje používat korelaci (1.11).

Forster a Zuber (1955)

Při zkoumání přestupu tepla vychází autoři z rovnice $\text{Nu} = C \text{Re}^i \text{Pr}^j$, kde C je konstanta. Pro stanovení Re je nutno zvolit charakteristický rozměr a rychlost, přičemž mnoho autorů volí průměr bubliny při odpoutání a tento průměr násoben frekvencí nukleace potom používají coby charakteristickou rychlost, což je však podle autorů přípustné pouze v oblastech malých tepelných toků a malé intenzity konvekce nad výhřevným povrchem. Pro větší toky a intenzivnější konvekci je třeba použít okamžitý poloměr bubliny R a radiální rychlost jejího růstu \dot{R} , jelikož síly vyvolané rychlým růstem bubliny mají dominantní dynamické účinky na celý objem kapaliny. Pro vyřešení problému se stanovením \dot{R} a tomu příslušného R autoři úpravou Rayleighovy diferenciální rovnice růstu bublin, o které pojednává Rayleigh (1917), odvodili vztah

$$2 R \dot{R} = \left(\frac{\Delta T c_{p,l} \varrho_l \sqrt{\pi a}}{L \varrho_g} \right)^2 \rightarrow \text{Re} = \frac{\varrho_l}{\mu_l} \left(\frac{\Delta T c_{p,l} \varrho_l \sqrt{\pi a}}{\Delta h_{lg} \varrho_g} \right)^2. \quad (1.13)$$

Součin $2 R \dot{R}$ je ve vztahu (1.13) dosazen do Reynoldsova čísla za součin rychlosti a charakteristického rozměru. Pro vyjádření Nusseltova čísla je za charakteristický rozměr dosazen poloměr bubliny vyjádřený z dynamiky bubliny

$$\text{Nu} = \frac{\alpha R}{\lambda_l} = \frac{q}{(T_w - T_l) \lambda_l} \frac{\Delta T c_{p,l} \rho_l \sqrt{\pi a}}{\Delta h_{lg} \rho_g} \sqrt{\frac{2\sigma}{\Delta p}} \sqrt[4]{\frac{\rho_l}{\Delta p}}. \quad (1.14)$$

Δp je rozdíl tlaků v parní a kapalně fázi, který odpovídá danému přehřátí ΔT .

Výsledná korelace má tudíž tvar:

$$\frac{q}{(T_w - T_l) \lambda_l} \left(\frac{\Delta T c_{p,l} \rho_l \sqrt{\pi a}}{\Delta h_{lg} \rho_g} \sqrt{\frac{2\sigma}{\Delta p}} \sqrt[4]{\frac{\rho_l}{\Delta p}} \right) = C \left[\frac{\rho_l}{\mu_l} \left(\frac{\Delta T c_{p,l} \rho_l \sqrt{\pi a}}{\Delta h_{lg} \rho_g} \right)^2 \right]^i \left[\frac{\mu_l c_{p,l}}{\lambda_l} \right]^j. \quad (1.15)$$

Pro získání konstanty C a exponentů i, j byla využita experimentální data pro n-pentan, benzen, etanol a vodu v rozsazích redukovaných tlaků od 0,015 do 0,8 (což pro vodu odpovídá asi 331 kPa až 17,6 MPa). Autoři uvádí výslednou závislost

$$\text{Nu} = 0,0015 \text{Re}^{0,62} \text{Pr}^{0,33}, \quad (1.16)$$

kde Re a Nu jsou definovány vztahy uvedenými výše a Pr je standardně definované Prandtlovo číslo kapaliny.

Korelace (1.15) bývá často uváděna v rozměrovém tvaru s lehce pozměněnou číselnou hodnotou konstanty C , viz např. Hewitt (1998),

$$\alpha = \frac{0,00122 \Delta T^{0,24} \Delta p^{0,75} c_{p,l}^{0,45} \rho_l^{0,49} \lambda_l^{0,79}}{\sigma^{0,5} \Delta h_{lg}^{0,24} \mu_l^{0,29} \rho_g^{0,24}}. \quad (1.17)$$

Ze vztahu (1.15), popř. (1.17) je patrné, že Forsterova–Zuberova korelace neuvažuje vliv kombinace vroucí kapalina – výhřevný povrch na přestup tepla při varu.

Chang (1957)

Prezentuje teorii přirozené konvekce a varu založenou na difuzi izotermních vírů a teorii šíření izotermních vln v kapalině. Šíření vln je zapříčiněno vlivem rozdílů hustot kapaliny v blízkosti výhřevného povrchu a kapaliny ve zbytku objemu. Korelace pro stanovení součinitele přestupu tepla α při varu má tvar

$$\alpha = 0,146 \lambda \left[1 + \text{Pr} \left\{ C_1 \left(\frac{q \nu_l}{\sigma \Delta h_{lg}} \frac{\rho_l}{\rho_g} \frac{1}{\beta^2} \right)^m - 1 \right\} \right]^{2/3} \left[\text{Pr} \frac{g \rho_l^2 \beta_o \Delta T_{\text{sat}}}{\mu_l^2} \right]^{1/3}, \quad (1.18)$$

kde součinitel $C_1 = 9$ pro vodu na horizontálním hladkém povrchu; exponent $m = 0,8$. β je kontaktní úhel mezifázového rozhraní s výhřevným povrchem měřeno skrz kapalinu ve stupních; β_o značí součinitel objemové teplotní roztažnosti. Vztah (1.18) je možné přepsat do bezrozměrného tvaru $\text{Nu} = 0,146 [1 + \text{Pr} (C_1 B^m - 1)]^{2/3} (\text{Pr Gr})^{1/3}$, kde B je tzv. „číslo varu“ (*boiling number*), které odpovídá výrazu s exponentem m ve vztahu (1.18). Ačkoliv byl vztah (1.18) odvozen pro bublinový var, lze jej použít i pro oblast přirozené konvekce, ve které bude součin $C_1 B = 1$. Je tomu tak proto, že jsou v obou oblastech předpokládány stejné výpočtové vztahy pro vystihnutí šíření izotermních vln.

Gilmour (1958)

Zmiňuje, že výpočtové vztahy pro var jsou příliš složité pro návrh zařízení a snaží se vytvořit zjednodušený vztah vhodný pro inženýrský návrh zařízení

$$\left(\frac{\alpha}{c_{p,l} \rho_l u}\right)^{m_1} \left(\frac{c_{p,l} \mu_l}{\lambda}\right)^{m_2} \left(\frac{\rho_l \sigma}{p^2}\right)^{m_3} \left(\frac{D u \rho_l}{\mu_l}\right)^{m_4} = C, \quad (1.19)$$

kde m_1, m_2, m_3, m_4 jsou hledané exponenty a C je hledaná konstanta úměrnosti. V mnoha vztazích vychází exponent Stantonova čísla $m_1 = 1$, což je uvažováno i zde. V případech obecného ohřevu kapaliny bývá exponent Prandtlova čísla nejčastěji $m_2 = 0,6$, což je předpokládáno i pro var. Pro stanovení zbylých exponentů je vyjádřena hustota hmotnostního toku kapaliny $\dot{m}_l = (u \rho_l) = (\dot{m}_g/A) (\rho_l/\rho_g)$, kde \dot{m}_g je hustota hmotnostního toku parní fáze v bublinách a následným porovnáním s empirickými daty jsou stanoveny hodnoty $m_3 = 0,425$ a $m_4 = 0,3$. Konstantu úměrnosti je nutno volit s ohledem na materiál výhřevného povrchu: $C = 1 \cdot 10^{-3}$ pro měď a ocel; $5,9 \cdot 10^{-4}$ pro nerez a slitiny chromu a niklu nebo $4 \cdot 10^{-4}$ pro obecné leštěné povrchy.

Forster a Greif (1959)

Práce uvádí, že při varu jsou dynamické účinky v kapalině vyvolané růstem bublin podstatně intenzivnější, v porovnání s účinky vyvolanými prouděním při nucené konvekci kapaliny u teplosměnného povrchu. Za dominantní mechanismus přestupu tepla při varu nelze pokládat skupenskou fázovou změnu kapalina–pára, ani konvekci, protože z empirických údajů je patrné, že součinitele přestupu tepla jsou příliš vysoké. Proto je zavedeno bezrozměrné číslo

$$Ja_{*} = \frac{c_{p,l} \rho_l \Delta T_{\text{mean}}}{\Delta h_{lg} \rho_g}, \quad (1.20)$$

kteřé se často v jiných pracích nazývá modifikované Jakobovo číslo (někdy však také pouze Jakobovo číslo⁶), přičemž ΔT_{mean} je průměrný teplotní rozdíl mezi teplotou výhřevného povrchu T_w a teplotou kapaliny v objemu T_l . Parametrem Ja_{*} porovnávají autoři vliv vázaného skupenského tepla oproti vlivu ohřevu kapaliny, která byla:

1. Odtlačena vznikající bublinou dále od výhřevné plochy do chladnějších míst vroucí kapaliny.
2. Přivedena k výhřevnému povrchu po odpoutání, nebo implozi bubliny.
3. Ohřívá disipací kinetické energie při brzdění kapaliny, která zaplňuje objem uvolněný po bublině.

Hodnoty čísla Ja_{*} přitom bývají velmi vysoké. V článku je z empirických dat stanoveno $Ja_{*} = 160$, tzn. vliv ohřevu kapaliny je 160násobný oproti vlivu skupenské přeměny. Takto vysoké hodnoty jsou podle autorů způsobeny tím, že bubliny se chovají jako „miniaturní pístové pumpy“, které pumpují chladnou kapalinu z objemu k povrchu a teplejší kapalinu od povrchu do objemu. Tento mechanismus je přitom 10 až 100krát intenzivnější, než přirozená konvekce.

Při sestavování korelace byl zanedbán vliv povrchu, jelikož jsou podle autorů veškeré experimenty s varem prováděny na hladkých površích a to i ty, jenž mají sloužit pro inženýrské návrhy zařízení, ve kterých dochází k varu. Dále bylo využito poznatku z Bonilla a Perry (1941), že při konstantní hustotě tepelného toku platí pro různé tekutiny, že

$$\left[\frac{d(\log \Delta T)}{d(\log p)}\right]_{q=\text{konst.}} = -\frac{1}{4}. \quad (1.21)$$

⁶Přikláním se k používání spojení „modifikované Jakobovo číslo“ značeno Ja_{*} . Standardní Jakobovo číslo Ja potom bude definováno vztahem $Ja = (c_{p,l} \Delta T)/(\Delta h_{lg})$.

Z Rayleighovy diferenciální rovnice byl polynomiálními aproximacemi poloměru bubliny a tlakové difference, za předpokladu závislosti tepelného toku na $Pr^{1/3}$ a aplikací Clausiovy–Clapeyronovy rovnice odvozen vztah

$$q = C_1 \frac{\lambda_l}{2\sigma} \Delta p \Delta T \left(\frac{\rho_l}{\mu_l} C_2^2 \right)^{1/5} \left(\frac{\mu_l c_{p,l}}{\lambda_l} \right)^{1/3}, \quad (1.22)$$

kde parametr $C_2 = \frac{c_{p,l} \rho_l (\pi a_l)^{1/2} T_{\text{sat}}}{(\Delta h_{lg} \rho_g)^2} \Delta p$, přičemž Δp je rozdíl tlaků sytých par odpovídající přehřátí ΔT , který lze stanovit z Clausiovy–Clapeyronovy rovnice. C_1 je součinitel, který však závisí na vroucím médiu (byť velmi mírně) a navíc je jeho velikost nutno stanovit z měření při atmosférickém tlaku. Po zjištění velikosti C_1 lze stanovit tepelný tok při jakémkoliv tlaku.

Vzhledem ke komplikaci s konstantou C_1 je po použití lehce odlišných bezrozměrných parametrů vyplývajících z bezrozměrné analýzy sestavena druhá univerzálnější korelace pro různé látky

$$q = 1,2 \cdot 10^{-3} \frac{a_l c_{p,l} \rho_l T_{\text{sat}}}{\Delta h_{lg} \rho_g \sigma^{1/2}} \left(\frac{c_{p,l} T_{\text{sat}} a_l^{1/2}}{(\Delta h_{lg} \rho_g)^2} \right)^{1/4} \left(\frac{\rho_l}{\mu_l} \right)^{5/8} \left(\frac{\mu_l c_{p,l}}{\lambda_l} \right)^{1/3} \Delta p^2. \quad (1.23)$$

Korelace (1.23) platí pro libovolnou konzistentní soustavu jednotek a byla experimentálně ověřována při varu vody v rozsahu tlaků od 101 kPa do 5 MPa, n-butanolu při 345 kPa, anilinu při 240 kPa a rtuti při 101 a 300 kPa.

Levy (1959)

Předpokládá, že pro průměr bubliny a růst bubliny v čase platí vztahy uvedené v Forster a Zuber (1955) a veškeré teplo z výhřevného povrchu je odváděno mezifázovým povrchem bubliny, tzn. skupenskou změnou kapalina–pára. Z toho je vyvozen vztah

$$q = \frac{\lambda_l c_{p,l} \rho_l^2}{\sigma T_{\text{sat}} (\rho_l - \rho_g)} \frac{1}{B} (\Delta T)^3 = \frac{1}{B} \frac{\dot{Q}_b}{A_b}, \quad (1.24)$$

kde T_{sat} je nutno dosazovat ve stupních Rankinea, $\frac{1}{B} = \frac{\pi}{2} \left(\frac{R_s}{R_i} \right)^3 \frac{A_{b,i}}{A}$. Přitom R_s je poloměr bubliny na okraji přehřáté vrstvy kapaliny, R_i je poloměr bubliny v okamžiku jejího vzniku, A je povrch výhřevné plochy, $A_{b,i}$ povrch fázového rozhraní bubliny v okamžiku jejího vzniku. Vzhledem k tomu, že podle Rohsenow a Clark (1951) nebo Forster a Zuber (1955) je (\dot{Q}/A) přímo úměrné (\dot{Q}_b/A_b) , je parametr B pro dané podmínky konstantní. Porovnáním s experimentálními daty za měněního se tlaku je v článku uveden graf, kdy součinu $(\rho_g \Delta h_{lg})$ odpovídá příslušná hodnota B .

Korelace je dále lehce modifikována pro případ dvoufázového toku s určitým podílem parní fáze a pro podchlazený var. Následně je ověřována na experimentálních datech jiných autorů pro různé tekutiny při tlacích v rozsahu přibližně 50 kPa až 15 MPa.

1.2 Korelace mezi lety 1960–1970

Chang a Snyder (1960)

Práce pokračuje v přístupu z Chang (1957), viz str. 24, tzn. snaží se postihnout teplotní difuzivitu rovnicemi pro šíření izotermních vln, neboli spojnic bodů v kapalině o určité teplotě, a nahradit tak komplexní problematiku varu jednoduchým konvektivním modelem s uvažováním vzniku vírů vyvolaných mícháním kapaliny bublinami vznikajícími při varu. Pro takovou náhradu hledá ekvivalentní součinitel teplotní vodivosti. Největší úskalí při tomto postupu je zřejmě ve stanovení difuzního

součinitele vznikajících vírů. Pro vyjádření tohoto součinitele je využito rovnice energie, hybnosti a Rayleighova diferenciální rovnice růstu bublin, ze kterých jsou stanoveny veličiny, na kterých tento součinitel závisí. Za charakteristický rozměr se předpokládá průměr bubliny při odpoutání, stanovený podle vztahu uvedeného v Jakob (1949). Následně je využito obecně přijímaných a prověřených poznatků učiněných v jiných pracích, např. v Rohsenow (1952) nebo Forster (1957), pro vzájemné relace mezi jednotlivými parametry. Výsledná korelace pro bublinový var má tvar

$$\alpha = 0,146 \lambda_l \left[1 + C \frac{q}{\Delta T} \left(\frac{\Delta p}{c_{p,l} \mu_l \lambda_l \sigma} \right)^{1/2} \left(\frac{c_{p,l} T_{\text{sat}} (\rho_l - \rho_g) \Delta p}{(\Delta h_{lg} \rho_g)^2} \right)^{1/5} \cdot \left(\frac{\nu_l^2}{g \beta_o \Delta T} \right)^{1/2} \right]^{2/3} \left[\frac{g \beta_o \Delta T \nu_l}{\nu_l^2 a_l} \right]^{1/3}, \quad (1.25)$$

kde $C = 0,363$ je konstanta stanovená empiricky z dat pro var vody na horizontálním povrchu, Δp je tlakový rozdíl příslušící danému přehřátí ΔT dopočitatelný z Clausiovy–Clapeyronovy rovnice, β_o je součinitel objemové teplotní roztažnosti. Korelace je použitelná v oblasti $q < 0,8 q_{kr}$. Ze vztahu (1.25) lze stanovit velikost α i pro ne zcela vyvinutý bublinový var, tzn. pro var v blízkosti přechodu mezi režimem přirozené konvekce a bublinovým režimem varu. Pro vyvinutý var lze podle autorů použít jednodušší vztah vyplývající z (1.25), který zanedbává vliv přirozené konvekce

$$\alpha = 0,386 \frac{\lambda_l \Delta p^{1,4}}{(\rho_g \Delta h_{lg})^{0,8} \sigma} [c_{p,l} (\rho_l - \rho_g) (2,684 \cdot 10^{-5} T_{\text{sat}} + 4,7714 \cdot 10^{-4})]^{0,4}. \quad (1.26)$$

Do (1.26) je nutno dosadit T_{sat} ve °C. Podle autorů nezávisí přestup tepla při bublinovém varu na průměru bublin, které se odpoutávají od výhřevného povrchu.

Kurihara a Myers (1960)

Zkoumá vliv drsnosti povrchu na součinitel přestupu tepla α . Drsnější povrchy neovlivňují pouze hodnotu α , ale současně i strmost křivky bublinového varu. Vylepšování součinitele přestupu tepla s rostoucí drsností klesá a od určité mezní drsnosti nemá její další navyšování na přestup tepla vliv. Byla předpokládána stejná výchozí závislost jako v Rohsenow (1952) nebo Forster a Zuber (1955), tzn. $Nu = C Re^i Pr^j$, kde C je konstanta a i, j hledané exponenty. Z experimentálních dat a vykreslených křivek α v závislosti na počtu nukleačních zárodků n platí přibližně $\alpha \sim n^{1/3}$. Jelikož součin (ρu) v Reynoldsově čísle je úměrný počtu vznikajících bublin n , je předpokládáno $i = n = 1/3$. Exponent j byl z vhodné závislosti vykreslené za konstantního n stanoven na $-0,89$. Celá korelace má tvar

$$\frac{\alpha}{\lambda_l} = 36 \left(\frac{\rho_{g,\text{sat}}}{\mu_l} \right)^{1/3} n^{1/3} Pr^{-0,89}. \quad (1.27)$$

Pro zahrnutí vlivu drsnosti hledají autoři závislost mezi n , ΔT a drsností povrchu. K tomu využívají teorie tepelných fluktuací molekul pro zformování parních zárodků, Maxwellovo–Boltzmanovo rozdělení nukleačních zárodků podle energetické bariéry potřebné k zformování zárodků a integrální rovnice pro navýšení počtu nukleačních zárodků s růstem kritického poloměru (způsobeným větším přehřátím). Výsledkem je integrální rovnice, ze které je možno při znalosti termofyzikálních vlastností vroucí látky, znalosti konstanty materiálu v práci značené C_3 (kterou nutno stanovit grafickou integrací) a empiricky zjištěného jednoho počtu aktivních nukleačních zárodků při jednom libovolném přehřátí dopočítat počet aktivních nukleačních míst a tudíž i tepelné parametry za libovolného přehřátí. Vliv rozdílných povrchů se projeví ve velikosti konstanty C_3 .

Kutateladze a Borishanski (1962)

Uvádí, že hodnotu součinitele přestupu tepla lze stanovit ze základního vztahu $\alpha = C q^m$, kde C je konstanta úměrnosti a exponent m má pro nové čisté povrchy z mědi, mosazi, nerez a pro chromované povrchy hodnotu 0,7. U povrchů s delší dobou provozu $m = 0,6$. Autoři uvádějí, že zoxidovaný a jinak degradovaný povrch zvyšuje sice svůj tepelný odpor, ale zároveň obsahuje větší množství kavit a tudíž i aktivních nukleačních míst. Přestup tepla je v takovém případě vyšší při malých velikostech q , ale nižší při větších q . Pro výpočet součinitele přestupu tepla α je v Kutateladze a Borishanski (1962) uvedena výpočtová korelace, kterou zde prezentuji v obecnějším tvaru tak, jak ji uvádí např. práce Cooper (1982) nebo Liu a Liao (2006)

$$\frac{\alpha}{\lambda_l} \left(\frac{\sigma}{(\varrho_l - \varrho_g) g} \right)^{0,5} = \frac{7}{10^4} \left[\frac{q}{a_l \varrho_g \Delta h_{lg}} \left(\frac{\sigma}{(\varrho_l - \varrho_g) g} \right)^{0,5} \right]^{0,7} \left[\frac{p}{\sigma} \left(\frac{\sigma}{(\varrho_l - \varrho_g) g} \right)^{0,5} \right]^{0,7} \text{Pr}^{-0,35}. \quad (1.28)$$

Korelace (1.28) bývá často zapisována ve zjednodušeném tvaru, viz např. Piore et al. (2004),

$$\text{Nu} = 0,44 K_*^{0,7} \text{Pr}^{0,35} \rightarrow \frac{\alpha D_L}{\lambda} = 0,44 \left(\frac{1 \cdot 10^{-4} q p}{g \Delta h_{lg} \varrho_g \mu_l} \frac{\varrho_l}{\varrho_l - \varrho_g} \right)^{0,7} \text{Pr}^{-0,35}, \quad (1.29)$$

kde K_* je komplex termofyzikálních vlastností a D_L je Laplaceův průměr bubliny.

Korelace (1.28) byla vytvořena na základě empirických dat nasyceného varu vody na čistých površích v intervalu tlaků 101 kPa až 22,8 MPa a testována i pro jiné kapaliny. Mimo to uvádí Kutateladze a Borishanski (1962) také seznam experimentálně zjišťovaných závislostí mezi veličinami α , p , q pro různé kapaliny a různé povrchy. Např. jednodušší empirická korelace pro var vody ve standardních ocelových trubkách se zoxidovaným povrchem

$$\alpha = \frac{1}{3,185 p^{0,2} q^{0,7} + 4,3 \cdot 10^{-5}}. \quad (1.30)$$

Tien (1962)

Prezentuje vlastní model, ve kterém předpokládá tloušťku hydrodynamické mezní vrstvy v laminární oblasti $\delta = 2,44 (\nu_l / C_{st})^{1/2}$, kde C_{st} (s^{-1}) je rozměrová konstanta pro stagnantní tok. Pro tloušťku teplotní mezní vrstvy δ_t je pak užito podobnosti $\delta / \delta_t = \text{Pr}^{1/3}$. Diskrétní nukleující bubliny byly nahrazeny představou spojitých parních sloupců, což podle autora zřejmě způsobuje chyby v predikci při porovnávání s experimentálními daty vůči korelaci Kurihara a Myers (1960), viz str. 27, která těmto datům odpovídala přesněji. Oblast ovlivnění okolí stoupající bublinou byla uvažována jako dvojnásobek průměru bublin. V souladu s Buckinghamovým π -teorem je při odvozování korelace vytvořen komplex termofyzikálních vlastností $X = C_{st} / (n \nu_l)$, který je nutno stanovit z experimentálních dat – např. pro vodu $X = 2150$. Výsledná korelace má tvar

$$\alpha = 61,3 \text{Pr}^{1/3} \lambda_l n^{1/2} \rightarrow q = 61,3 \text{Pr}^{1/3} \lambda_l n^{1/2} \Delta T. \quad (1.31)$$

Součinitel přestupu tepla α je podle empirických dat úměrný hustotě aktivních nukleačních míst $\alpha \sim n^j$, kde exponent j leží v intervalu od 0,3 do 0,5. Hodnoty exponentu j blízké 0,3 odpovídají oblastem s vyšším podílem přirozené konvekce na celkovém tepelném toku. Takové oblasti korelace podle autorů nevystihuje přesně, jelikož předpokládá $j = 0,5$. Přirozená konvekce převládá např. v situacích, kdy je počet aktivních nukleačních míst velmi malý. V takových případech je někdy podle autorů dokonce $\alpha \sim n^0$. Korelace poměrně špatně předvídá var některých organických látek jako např. n-hexanu, či tetrachlormetanu.

Lienhard (1963)

Lienhard (1963) prezentuje vlastní korelaci založenou na Tien (1962)

$$q = C \lambda \text{Pr}^{1/3} \frac{\sqrt{[\sigma g (\rho_g - \rho_l) / \rho_l^2]_{\text{interest}}}}{\sqrt{[\sigma g (\rho_g - \rho_l) / \rho_l^2]_{\text{voda}}}} \Delta T^{5/4} n^{1/3}. \quad (1.32)$$

Index „interest“ značí vlastnosti látky, ve které dochází k varu, index „voda“ vlastnosti referenční kapaliny – v tomto případě vody. Člen $C = 189,3 \text{ m}^{-1/3} \text{ }^\circ\text{C}^{-1/4}$ je empirická konstanta získána regresí naměřených experimentálních dat. Vztah (1.32) je oproti vztahu (1.31) v Tien (1962) upraven tak, aby zahrnoval tyto empirické poznatky:

1. Hustota tepelného toku q závisí spíše na $\Delta T^{5/4}$, než na ΔT .
2. Hustota tepelného toku q závisí spíše na $n^{1/3}$, než $n^{1/2}$.
3. Při sestavování vztahu (1.32) byl uvažován „pumpovací efekt“ bublin. Bubliny způsobují přísun čerstvé kapaliny ke stěně.

Zuber (1963a)

Rozlišuje dvě oblasti bublinového varu – „izolovaný bublinový“ var a „interferenční“ var, ve kterém dochází ke vzájemnému ovlivňování vznikajících bublin. Interferenční var nastává tehdy, když je rozestup mezi dvěma bublinami menší, než dva průměry bublin. Celkový tepelný tok v této oblasti není již tolik způsoben mícháním kapaliny vznikajícími bublinami, jako spíše skupenskou přeměnou a spotřebou vázaného tepla v úpatí parních sloupců. Izolovaný bublinový var se dále dělí na laminární a turbulentní. V laminární oblasti varu je kapalina v dostatečné vzdálenosti před a za stoupající bublinou zcela v klidu.

Práce uvádí výpočtové vztahy pro průměry stoupajících bublin, rychlost stoupajících bublin, nebo parní fáze v laminárních i turbulentních oblastech v závislosti na zádrži parní fáze v kapalině. Zabývá se výpočtovými vztahy pro průměrný rozestup dvou bublin $\Delta L = (A/n)^{1/2}$, podmínkou pro průměrný rozestup při maximální zádrži v laminární oblasti varu $\Delta L = (2\pi/3)^{1/2}$ a podmínkou spojování bublin do větších celků $(n D_b^2/A) = 1$, kde A je plocha výhřevného povrchu.

Dále je uvedena obecná korelace

$$\text{Nu} = 0,31 \left[\frac{g L^3}{\nu_l a_l} \left(\beta_o \Delta T + \frac{N}{A} \frac{\pi}{6} D_b^2 \frac{\rho_l - \rho_g}{\rho_{l,\infty}} \right) \right]^{1/3}, \quad (1.33)$$

kde N/A je hustota nukleačních zárodků, D_b je průměr bubliny při rovnováze vztlakových a adhézních sil daný vztahem z Fritz (1935), viz vztah (1.4), a_l značí teplotní vodivost kapalné fáze, L charakteristický rozměr, ν_l kinematickou viskozitu kapalné fáze, β_o je součinitel objemové teplotní roztažnosti, ΔT přehřátí a $\rho_{l,\infty}$ označuje hustotu kapaliny v dostatečné vzdálenosti od výhřevné plochy. Z korelace (1.33) lze užitím dalších vztahů uvedených v práci při zanedbání objemové teplotní roztažnosti odvodit vztahy pro:

- Součinitel přestupu tepla

$$\alpha = 0,31 \lambda_l \left(\frac{g}{\nu_l a_l} \varphi_g \frac{\rho_l - \rho_g}{\rho_{l,\infty}} \right)^{1/3}, \quad (1.34)$$

kde φ_g je objemový podíl páry – pro laminární tok je v práci uvažován $\varphi_g = 0,5$ a pro turbulentní tok $\varphi_g = (\pi/6 + \pi) = 0,344$.

- Hustotu tepelného toku, kdy laminární bublinový var přechází v turbulentní bublinový var

$$q = \rho_g \Delta h_{lg} \frac{1,53}{4} \left[\frac{\sigma g (\rho_l - \rho_g)}{\rho_l^2} \right]^{1/4}. \quad (1.35)$$

- Hustotu tepelného toku, kdy turbulentní bublinový var přechází v interferenční var

$$q = \rho_g \Delta h_{lg} \frac{1,53 \pi}{6} \left[\frac{\sigma g (\rho_l - \rho_g)}{\rho_l^2} \right]^{1/4}. \quad (1.36)$$

- Hustotu tepelného toku, kdy interferenční var přechází ve filmový var, neboli kritickou hustotu tepelného toku q_{kr}

$$q_{kr} = \rho_g \Delta h_{lg} \frac{\pi}{24} 1,53 \left[\frac{\sigma g (\rho_l - \rho_g)}{\rho_g^2} \right]^{1/4}. \quad (1.37)$$

Raben et al. (1965)

Zmiňuje, že existuje velmi malé množství prací zabývajících se varem za snížených tlaků. Předpokládá, že celkový tepelný tok je dán součtem konvektivního toku a toku tepla do bubliny, tj. $\dot{Q} = \dot{Q}_c + \dot{Q}_b$. Pro konvektivní tok platí $\dot{Q}_c = \alpha A_c \Delta T$, a dochází k němu na ploše $A_c = A - \pi D_b^2 N/4$, tzn. na ploše, která není pokryta bublinami. Součinitel $\alpha = \lambda_l / \delta$. Pro tloušťku mezní vrstvy používá vztah $\delta = \lambda_l A_c \Delta T / \dot{Q}_c$. Tok tepla do bubliny $\dot{Q}_b = (q_{gl} + q_{ev}) N f$, kde složka q_{gl} je transportní tok tepla na rozhraní pára–kapalina vztažený na jednu bublinu. Jeho velikost závisí na objemu kapaliny vytlačené z mezní vrstvy. Práce uvádí vztah pro stanovení tohoto objemu je-li průměr bubliny D_b větší oproti tloušťce mezní vrstvy δ . Složka q_{ev} je tok tepla fázové změny vztažený na jednu bublinu. Výsledná korelace má tvar

$$\dot{Q} = \frac{\lambda_l}{\delta} A_c \Delta T + \left[\frac{\pi}{6} D_b^3 \rho_g \Delta h_{lg} + \frac{\pi}{3} \left(\frac{3}{2} D_b - \delta \right) (\rho_l - \rho_g) c_{p,l} \frac{\Delta T}{2} \right] N f, \quad (1.38)$$

kde $(\Delta T/2)$ je uvažované průměrné přehřátí mezní vrstvy. Činitel $(\rho_l - \rho_g)$ započítává vliv té části parní fáze, která zůstává v mezní vrstvě. Všechny termofyzikální vlastnosti by měly být vyčísleny pro průměrnou teplotu mezní vrstvy. Korelaci je možné použít pro bublinový var s diskretní tvorbou bublin a pro Rayleighova čísla $Ra < Ra_{kr}$ za tlaků 1 až 101 kPa. Je nutné naměřit, nebo vypočítat hodnoty N , f a D_b . Nižší tlak způsobuje pokles aktivních nukleačních míst, pokles konvektivního tepelného toku a pokles hustoty parní fáze. Díky tomu jsou hodnoty součinitele přestupu tepla α obecně nižší a vůči normálním tlakům je potřeba větších přehřátí pro zachování stejných \dot{Q} .

Mikic a Rohsenow (1968)

Autoři prezentují z pohledu novějších prací významný mechanistický model. Zpočátku uvažují tyto dominantní mechanismy přestupu tepla:

1. Nestacionární vedení způsobené přívodem chladné kapaliny z objemu k výhřevné ploše.
2. Výpar v mikrovrstvě pod vznikající bublinou.
3. Cirkulaci kapaliny v blízkosti fázového rozhraní pára–kapalina vlivem termokapilarity.

Třetí mechanismus je zanedbán z důvodu nedostatku experimentálních údajů o jeho významnosti. Druhý mechanismus je rovněž zanedbán (přestože mikrovrstva byla experimentálně prokázána), jelikož modely založené na rovnoměrném přehřátí mezní vrstvy predikují podle autorů dostatečně přesné

výsledky. Pro vyjádření průměrné hustoty tepelného toku prvně zmíněného mechanismu pro určitou frekvenci odpoutávání bublin je užit vztah

$$\bar{q} = f \int_0^{1/f} q dt = f \int_0^{1/f} \frac{\lambda \Delta T}{\sqrt{\pi a t}} dt = 2 \frac{\lambda \Delta T}{\sqrt{\pi a}} \sqrt{f}. \quad (1.39)$$

Pro průměrnou hustotu tepelného toku do bubliny platí za předpokladu, že se dvě sousední bubliny neovlivňují $\bar{q}_b = \pi D_b n \bar{q} = 2 \sqrt{\pi} \sqrt{\lambda_l \varrho_l c_{p,l}} \sqrt{f} D_b^2 n \Delta T$. Vzhledem k uvedenému předpokladu je však vztah, potažmo celý model, nepoužitelný v oblastech vyšších tepelných toků, kde dochází ke vzájemnému ovlivňování sousedících aktivních nukleačních míst. Při dalším odvozování korelace je předpokládán průměr ovlivnění kapaliny $D_{\text{inf}} = 2 D_b$, kde D_b je průměr bubliny při odpoutání od povrchu. Dále jsou využity závěry z jiných prací pro stanovení:

1. Hustot aktivních nukleačních míst. Z práce Brown (1967) je převzat vztah: $n = C_1 (r_s/r)^m$, kde r_s je takový průměr aktivního nukleačního místa, pro který je $n = 1$. Následným užitím Clausiovy–Clapeyronovy rovnice a dosazením do vztahu pro \bar{q}_b vznikne

$$\bar{q}_b = C_1 \frac{r_s^m}{\sqrt{\pi} 2^{m-1}} (\lambda_l \varrho_l c_{p,l})^{1/2} \left(\frac{\Delta h_{lg} \varrho_g}{T_{\text{sat}} \sigma} \right)^m \sqrt{f} D_b^2 \Delta T^{m+1}. \quad (1.40)$$

2. Průměru bublin při odpoutání z Cole a Rohsenow (1969)

$$D_b = C_2 \left[\frac{\sigma}{g(\varrho_l - \varrho_g)} \right]^{1/2} \text{Ja}_*^{5/4}. \quad (1.41)$$

Součinitel $C_2 = 1,5 \cdot 10^{-4}$ pro vodu a $4,65 \cdot 10^{-4}$ pro ostatní kapaliny. Vztah (1.41) přestává platit v oblastech větších tlaků ($p > 5 \text{MPa}$), kdy jsou Ja_* malá. Vztah (1.41) byl v novější práci Cole a Rohsenow (1969) odvozen z kritériální rovnice

$$\text{Eo}^{1/2} = \frac{10^3}{p}. \quad (1.42)$$

Vliv tlaku byl v pozdějších letech nahrazen změnou modifikovaného Jakobova čísla Ja_* vztahem

$$\text{Eo}^{1/2} = 4 \cdot 10^{-2} \text{Ja}_*, \quad (1.43)$$

kde modifikované Jakobovo číslo $\text{Ja}_* = \frac{\varrho_l c_{p,l} (T_w - T_{\text{sat}})}{\varrho_g \Delta h_{lg}}$

a Eötvösovo číslo $\text{Eo} = \frac{g(\varrho_l - \varrho_g) D_b^2}{\sigma}$.

3. Průměrnou nukleační frekvenci f nad celým povrchem z prací Zuber (1959) a Cole (1967)

$$f D_b = C_3 \left[\frac{\sigma g (\varrho_l - \varrho_g)}{\varrho_l^2} \right]^{1/4}. \quad (1.44)$$

Součinitel $C_3 = 0,6$ je v Cole (1967) stanoven podle výsledků experimentálních měření.

Celková navrhovaná korelace má potom tvar

$$\bar{q}_b = C_1 \frac{C_2 C_3^{1/2} r_s^m}{\sqrt{\pi} 2^{m-1}} (\lambda_1 \varrho_l c_{p,1})^{1/2} \left(\frac{\Delta h_{lg} \varrho_g}{T_{sat} \sigma} \right)^m \left[\frac{\sigma g (\varrho_l - \varrho_g)}{\varrho_l^2} \right]^{1/8} \cdot \left[\frac{\sigma}{g (\varrho_l - \varrho_g)} \right]^{3/4} (Ja_*)^{15/8} \Delta T^{m+1}. \quad (1.45)$$

Tento vztah může být dále převeden do bezrozměrné formy

$$\frac{\bar{q}_b \sqrt{\frac{\sigma}{g (\varrho_l - \varrho_g)}}}{\nu_l \Delta h_{lg}} = B (X \Delta T)^{m+1}, \quad (1.46)$$

kde $X^{m+1} = \frac{\lambda_1^{1/2} \varrho_l^{17/8} c_{p,1}^{19/8} \Delta h_{lg}^{(m-23/8)} \varrho_g^{(m-15/8)}}{\nu_l [(\varrho_l - \varrho_g)]^{9/8} \sigma^{(m-11/8)} T_{sat}^{(m-15/8)}}$ je komplex termofyzikálních vlastností

a $B = \left(\frac{r_s}{2} \right)^m \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{g^{9/8}} C_1 C_2^{5/3} C_3^{1/2}$ je komplex vlastností povrchu a tíhového zrychlení.

Při stanovení hodnoty exponentu m byla využita experimentální data z jiných prací. Pro var vody na platinovém drátu v rozsahu tlaků od 101 kPa do 13,6 MPa bylo stanoveno $m = 2,5$. Pro var n-pentanu, etanolu a benzenu ve stejném rozmezí tlaků bylo stanoveno $m = 3$. Zajímavé je porovnání korelace s výsledky v Gaertner a Westwater (1960), kde je uveden graf n jako funkce ΔT , ze kterého aplikací korelace vychází $m = 6,5$. V práci Gaertner a Westwater (1960) je rovněž k dispozici graf závislosti q jako funkce ΔT . Po znázornění $q \sim \Delta T^{m+1} = \Delta T^{7,5}$ dochází k velmi dobré shodě výsledků.

Pro průměrnou hustotu tepelného toku nad celou výhřevnou plochou platí $q = (A_{nc}/A) q_{nc} + \bar{q}_b$, kde A_{nc} je plocha, nad kterou probíhá přirozená konvekce – dopočitatelná z výhřevné plochy, oblasti ovlivnění D_{inf} a počtu aktivních nukleačních míst $N = n A$. Složka q_{nc} je tepelný tok přirozené konvekce dopočitatelný z korelací v Han a Griffith (1965) a Fishenden a Saunders (1950) podle velikosti Rayleighova čísla Ra:

- Pro laminární oblast $10^5 < Ra < 2 \cdot 10^7$

$$q_{nc} = 0,54 \varrho_l c_{p,1} \left[\frac{\beta_o g \Delta T^5 a_1^3}{\sqrt{A} \nu_l} \right]^{1/4}. \quad (1.47)$$

- Pro turbulentní oblast $2 \cdot 10^5 < Ra < 3 \cdot 10^{10}$

$$q_{nc} = 0,14 \varrho_l c_{p,1} \left[\frac{\beta_o g \Delta T^4 a_1^2}{\nu_l} \right]^{1/3}. \quad (1.48)$$

Borishanski (1969)

Prezentuje obecný postup odvození korelací pro var, který je založený na teorému korespondujících stavů a termodynamické podobnosti. Každou termofyzikální veličinu lze vyjádřit vztahem $\gamma/\gamma_0 = f_i(p/p_{kr})$, kde γ je příslušná veličina a f_i je funkce redukovaného tlaku příslušící této veličině. Veličina s indexem „0“ je zde tzv. „škálovací veličina“ vyčíslená pro „škálovací referenční redukovaný tlak“ (p_0/p_{kr}) – může však být vyčíslena pro libovolný redukovaný tlak a na referenční hodnotu následně přepočítána. Pro součinitel přestupu tepla α při obecném tlaku p (značeno α_p) lze předpokládat úměrnost $\alpha_p \sim q^m u^{m_1} L^{m_2} \mu_p^{m_3} \sigma_p^{m_4} \lambda_p^{m_5} \dots$, kde u je obecná rychlost popisující určitou kinematickou závislost a L je obecný charakteristický rozměr. Ve vztahu mohou vystupovat další explicitně nezmíněné termofyzikální veličiny. Pro α_p je přitom použit funkční předpis ve tvaru součinu veličin umocněných na exponenty m, m_1, m_2 , atd., jelikož mocninné funkce se podle autora spolehlivě osvědčily pro reprezentaci funkčních vztahů mezi bezrozměrnými komplexy, přičemž je

nějaký vztah mezi bezrozměrnými komplexy předpokládán i v případě varu. Pro referenční součinitel přestupu tepla α_{p_0} platí totožná úměrnost: $\alpha_{p_0} \sim q^m u^{m_1} L^{m_2} \mu_{p_0}^{m_3} \sigma_{p_0}^{m_4} \lambda_{p_0}^{m_5} \dots$, přičemž jsou termofyzikální veličiny vyčísleny při referenčním tlaku p_0 . Přeskupením členů v obou uvedených úměrnostech lze získat

$$\frac{\left(\frac{\alpha}{q^m u^{m_1} L^{m_2}}\right)_p}{\left(\frac{\alpha}{q^m u^{m_1} L^{m_2}}\right)_{p_0}} \sim \left(\frac{\mu_p}{\mu_{p_0}}\right)^{m_3} \left(\frac{\sigma_p}{\sigma_{p_0}}\right)^{m_4} \left(\frac{\lambda_p}{\lambda_{p_0}}\right)^{m_5} \dots = F\left(\frac{p}{p_{kr}}\right), \quad (1.49)$$

přičemž bylo využito výše zmíněného předpokladu, že termofyzikální veličiny jsou funkcí redukovaného tlaku. Podle autora nasvědčují výsledky experimentů nezávislosti součinitele přestupu tepla α při plně vyvinutém bublinovém varu na lineárním rozměru výhřevného povrchu – proto pokládá ve vztahu (1.49) exponent $m_2 = 0$. Kinematická závislost je podle autora v případě varu dobře postihnuteľná velikostí hustoty tepelného toku q , proto rovněž $m_1 = 0$. Výsledný vztah pro plně vyvinutý bublinový var má proto tvar

$$\frac{\alpha_p^*}{\alpha_{p_0}^*} = \frac{\left(\frac{\alpha}{q^m}\right)_p}{\left(\frac{\alpha}{q^m}\right)_{p_0}} = F\left(\frac{p}{p_{kr}}\right). \quad (1.50)$$

Veličinu α_p^* , definovanou jakožto podíl (α/q^m) , pak autor nazývá relativní součinitel přestupu tepla při tlaku p . Vztah (1.50) lze přepsat tak, aby byl jmenovatel levé strany vztážen k jinému (např. atmosférickému) tlaku použitím jiné funkce redukovaného tlaku (značené např. F'). Použitím vztahu (1.50) lze odhadnout součinitel přestupu tepla různých kapalin, za předpokladu znalosti referenčního relativního součinitele přestupu tepla $\alpha_{p_0}^*$, kritického tlaku vroucího média p_{kr} a funkce F , kterou je pro vybrané kapaliny možno stanovit z nomogramů vykreslených v práci. Je-li známá hodnota součinitele přestupu tepla při jiném, než referenčním tlaku, pro který by neplatil známý funkční předpis F , lze takovou hodnotu s využitím jiných nomogramů přepočítat na referenční.

Autor rovněž uvádí, že směrnice podílu $(\alpha_p^*/\alpha_{p_0}^*)$ je pro každou kapalinu jiná. Proto se autor domnívá, že v korelacích s funkčním předpisem $\alpha \sim q^i p^j$, kde i a j jsou hledané exponenty, bude exponent j závislý jak na absolutní hodnotě tlaku, tak na termofyzikálních vlastnostech vroucí kapaliny. Proto podle autora nelze korelovat α pro více kapalin při neměnném tlaku korelací s konstantním exponentem j . Práce také obsahuje několik nomogramů sloužících k odhadu funkčních přepisů pro různé termofyzikální vlastnosti několika kapalin.

Borishanski et al. (1969)

Zabývá se varem vody v objemu v oblastech vysokých tlaků (1 kPa až 19,6 MPa) na trubkách z nerezové oceli a mosazi s elektrickým odporovým ohřevem. Byla sestavena korelace

$$\alpha = 0,628 (p^{0,14} + 9,51 \cdot 10^{-14} p^2) q^{0,7}, \quad (1.51)$$

kteřá popisuje závislost součinitele přestupu tepla na tlaku a korelace

$$\alpha = \frac{10,463}{3,3 - 0,0113 (T_{sat} - 100)} q^{0,7}, \quad (1.52)$$

kteřá popisuje závislost součinitele přestupu tepla na saturační teplotě vroucí vody, přičemž se T_{sat} dosazuje ve °C. Dále uvádí autoři závěr, že relativní přírůstek součinitele přestupu tepla při varu

v objemu s růstem tlaku je stejný jako pro var vody v trubkách s nucenou konvekcí (při jednofázovém toku v blízkosti stěny). S dostatečnou přesností tak platí, že součinitel přestupu tepla v trubce $\alpha_{\text{trubka}} = C \alpha_{\text{pool}}$, kde α_{pool} je součinitel přestupu tepla při varu v objemu a součinitel C leží v rozmezí od 0,7 do 0,9.

Je také uváděno, že při sestavování bezrozměrných korelací pro přestup tepla jsou parametry a jejich vzájemné závislosti v podstatě odhadovány. Bezrozměrné korelace navíc závisí na termofyzikálních vlastnostech látek, které nemusí být při určitých podmínkách vůbec známy. Proto je v mnoha případech lepší vycházet z teorému korespondujících stavů, jelikož je přitom zapotřebí pouze kritických veličin, které jsou však poměrně přesně katalogizovány, ale bohužel také referenční hodnoty součinitele přestupu tepla α_0 . Z toho důvodu je pro sadu deseti tekutin sestavena semiempirická korelace vycházející z teorému korespondujících stavů použitelná pro $p_r < 0,9$, ve které je navíc referenční hodnota α_0 vyjádřena součinem kritických veličin tekutiny umocněných příslušnými exponenty. Exponenty použité v závěrečné korelaci byly odvozeny z rozměrové analýzy. Výsledná korelace má tvar

$$\alpha = 4,12 \cdot 10^{-3} \frac{p_{\text{kr}}^{1/3}}{T_{\text{kr}}^{5/6} M_{\text{m}}^{1/6}} p_r^{0,1} [1 + 4,64 p_r^{1,16}] q^{2/3}. \quad (1.53)$$

Do vztahu (1.53) je nutno za T_{kr} dosazovat v Kelvinech.

Styushin a Elinzon (1969)

Zabývá se varem vody a etanolu (96 % obj.) ve velkém objemu v atmosférických a snížených tlacích na horizontálních mosazných trubkách s průměrem 8 mm, tloušťkou stěny 0,6 mm a délkou 250 mm. Testovaly se dva povrchy – leštěný a poniklovaný. Tlaky se pohybovaly od 10 do 100 kPa. Autoři uvádí, že vliv povrchu se projevuje vždy pouze do určité mezní hodnoty hustoty tepelného toku q . V případě vody za atmosférického tlaku se jedná o oblast hustot tepelných toků $q \leq 1,16 \cdot 10^5 \text{ W m}^{-2}$, přičemž pro součinitel přestupu tepla platí $\alpha \sim q^{0,95}$. Pro větší hodnoty q již nemá povrch takový vliv a dochází k méně strmému nárůstu q s rostoucím ΔT . Při nižších tlacích docházelo k patrné hysterezi. Autory navrhovaná korelace, ve které vystupuje modifikované Nusseltovo číslo Nu_* , modifikované Reynoldsovo číslo Re_* , tlakový parametr K_p a standardní Prandtlovo číslo kapaliny Pr , má tvar

$$\text{Nu}_* = 5,6 \cdot 10^{-4} (\text{Re}_* K_p)^{0,73} \text{Pr}^{0,5}, \quad (1.54)$$

$$\text{kde } \text{Nu}_* = \frac{\alpha}{\lambda_f} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)}}, \text{Re}_* = \frac{q}{\Delta h_{\text{lg}} g \rho_g \nu} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)}}, K_p = p \sqrt{\frac{1}{\sigma g(\rho_l - \rho_g)}}.$$

Autoři uvádí, že při nižších tlacích dochází ke snižování frekvence vzniku bublin a k uvolňování velkých bublin nepravidelných tvarů, které se při stoupání vzhůru rozpadají na menší. Teprve při větších tepelných tocích se charakter tvorby bublin blíží povaze nukleace při standardních tlacích.

1.3 Korelace mezi lety 1970–1980

Nishikawa et al. (1970)

Předmětem zájmu práce je var vody na platinovém drátu v poměrně širokém rozsahu tlaků 5,5 kPa až 4 MPa. Autoři vidí nedostatky ve výzkumu varu za měnících se tlaků. Přisuzují to velikým obtížím při rozdělení vlivu samotné změny tlaku od kombinace několika dalších vlivů – zejména změn kvality povrchu, jelikož samotná kontaminace povrchu je totiž pravděpodobně závislá na tlaku.

Při varu za snížených tlaku bylo v porovnání s varem za atmosférického tlaku pozorováno:

1. Je potřeba větších tepelných toků a přehřátí pro iniciaci bublinového varu.

2. Od povrchu se odpoutávají větší bubliny.
3. Dochází k podstatnému snížení počtu aktivních nukleačních míst. Nukleace probíhá pouze na několika málo nukleačních místech. Lokální tepelný tok a lokální součinitele přestupu tepla jsou díky tomu nerovnoměrněji rozdělené a vznikají teplotní a jiné fluktuační.
4. Ke spojování bublin do větších celků je potřeba větších přehřátí.

Mimo to je zmiňován rozdíl v rychlosti růstu a celkové dynamice bublin a efekt tzv. stěhujících se aktivních nukleačních míst. V jiných pracích často používaná rovnice pro průměr bubliny při odpoutání, uvedená ve Fritz (1935), viz vztah (1.4), je podle autorů platná pouze v oblastech okolo standardního tlaku a je autory nahrazena upraveným vztahem

$$\bar{d}_b = 0,092 \text{ Ja}_*^{0,65} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)}}, \quad (1.55)$$

kde \bar{d}_b je průměrný průměr bublin při odpoutání od výhřevného povrchu a Ja_* je modifikované Jakobovo číslo.

Při změnách tlaku nebyla pozorována změna velikosti součinu $(d_b f)$, který byl považován za konstantní. Pro součinitel přestupu tepla je prezentována korelace

$$\text{Nu} = 8,0 \left(f_c^{1/2} f_p X \right)^{2/3}, \quad (1.56)$$

kde komplex $X = \left(\frac{1}{M^2 C} \frac{c_{p,l} g \rho_l^2}{\lambda_l \sigma \Delta h_{lg} \rho_g} L^3 q^2 \right)^{1/2}$, přičemž písmeno L značí reprezentativní rozměr výhřevného povrchu, $M = 900 \text{ m}^{-1}$ empirickou rozměrovou konstantu stejně jako $C = 1,9759 \text{ W}$, $f_p = p/p_{\text{atm}}$ je tlakový faktor a f_c je faktor pěnovitosti, pro který je v práci uveden empirický graf zobrazující f_c pro čisté a kontaminované povrchy v závislosti na tlaku.

Danilova (1970)

Uvádí korelaci pro var freonů F-12, F-22, F-142, F-113, F-13, F-11, F-21 a FC-318 s přirozenou konvekcí v trubce při tlaku 1kPa až 1,4 MPa a q od 0,5 do 50 kW m^{-2} . Vychází ze závislosti $\text{Nu} = C (\text{Gr Pr})^m = C \text{Ra}^m$. Z naměřených dat pak $\text{Nu} = 0,21 \text{ Ra}^{1/3}$, kde Ra je Rayleighovo číslo. Jako charakteristický rozměr trubky je uvažován průměr a charakteristická teplota je T_{sat} . Součinitel přestupu tepla je prakticky nezávislý na vnějším průměru trubky, který se pohyboval v rozsahu 2 až 30 mm a je slabě závislý na stavu povrchu. Var freonů reaguje na změnu tlaku citlivěji než voda. Výsledná korelace má tvar

$$\alpha = C_0 q^{0,75} \left(\frac{Rz}{Rz_0} \right)^{0,2} (0,14 + 2,2 p_r), \quad (1.57)$$

kde C_0 je korekční faktor stanovený z kritické teploty a tlaku: $C_0 = 550 p_{\text{kr}}^{1/4} T_{\text{kr}}^{-7/8} m^{-1/8}$, kde m je součinitel závislý na tlaku a za T_{kr} nutno dosadit v Kelvinech. Parametr drsnosti Rz je maximální výška nerovností výhřevného povrchu a referenční hodnota Rz_0 je rovna kritickému průměru bubliny, který lze pro příslušné přehřátí stanovit vyjádřením r ze vztahu (3) na str. 12.

1.4 Korelace mezi lety 1980–1990

Stephan a Abdelsalam (1980)

Zabývá se oblastí konvektivního varu a obsahuje významné korelace pro bublinový var získané neotřelým způsobem. Metoda odvození vztahu je založena na regresní analýze souboru experimentálních dat. Autoři odmítají vylepšování existujících modelů, nebo jejich doplňování, používají čistě

matematické postupy – zejména statistiku. Pro vyhodnocení byl použit soubor experimentálních dat ze 72 prací obsahující cca 5 000 bodů.

Autoři předpokládají závislosti tepelného toku na:

- sedmi proměnných: q , T_{sat} , $(T_w - T_{\text{sat}})$, f , g , Rp (střední drsnost podle normy DIN), d (rovnovážný průměr), kdy $d = 0,146 \beta D_L$; kde β ($^\circ$) je kontaktní úhel a Laplaceův průměr $D_L = \sqrt{2\sigma / (g(\rho_l - \rho_g))}$,
- sedmi termofyzikálních vlastnostech kapalně a plynné fáze: λ_l , ρ_l , $c_{p,l}$, ρ_g , Δh_{lg} , μ_l , σ ,
- třech vlastnostech materiálu výhřevného bloku: ρ_s , $c_{p,s}$, λ_s ,
- třech vlastnostech svrchní vrstvy výhřevného bloku (pokud nějakou má): ρ_c , $c_{p,c}$, λ_c .

Mnohá data, u kterých nebyly příslušné parametry zmíněny, byla doplněna předpokládanými hodnotami – např. kontaktní úhel vody $\beta = 45^\circ$, uhlovodíků $\beta = 35^\circ$ nebo třeba předpokládaná drsnost povrchu 1 μm . Výsledné korelace (každá pro určitou látku) mají tvar

$$\text{Nu} = C \prod_i X_i^{m_i}, \quad (1.58)$$

ve kterých je konstanta C násobena součinem komplexů X_i umocněných exponenty m_i . Tyto komplexy sdružují jednotlivé proměnné a termofyzikální vlastnosti. V práci je uveden seznam třinácti takových komplexů. Pro každou látku je také stanoven interval tlaků, ve kterém je příslušná korelace použitelná a průměrná absolutní odchylka vůči použitým experimentálním údajům (od 10,5 % do 22,3 %). Pro vyšší použitelnost jsou z rovnice (1.58) vyvozeny funkční závislosti $\alpha = \alpha(q)$, které obsahují empirické konstanty odečitatelné z nomogramů uvedených v práci. Např. pro vodu je v oblasti redukovaných tlaků $10^{-4} \leq p_r \leq 0,886$ při předpokládaném kontaktním úhlu $\beta = 45^\circ$ uvedena korelace

$$\text{Nu} = 0,246 \cdot 10^7 X_1^{0,673} X_3^{1,26} X_4^{-1,58} X_{13}^{5,22}, \quad (1.59)$$

$$\text{kde } X_1 = \frac{q d}{\lambda_l T_{\text{sat}}}; X_3 = \frac{c_{p,l} T_{\text{sat}} d^2}{a_l^2}; X_4 = \frac{\Delta h_{lg} d^2}{a_l^2}; X_{13} = \frac{\rho_l - \rho_g}{\rho_l}.$$

Cooper (1982)

Podle autora má většina korelací obecný tvar $\alpha/q^m = C \prod_i (\text{vlastnost})_i^{m_i}$, kde C je konstanta. Prakticky každou termofyzikální vlastnost a tudíž i celou korelaci lze v oblastech pod kritickým bodem poměrně přesně (chyba $\pm 5\%$) nahradit rovnicí $\alpha/q^m = p_r^{m_1} T_r^{m_2} (1 - T_r)^{m_3} 10^{m_5}$, kde index „r“ značí redukované veličiny a m_1, m_2, m_3, m_5 jsou hledané exponenty. Tento vztah může být za cenu růstu chyby a omezenější oblasti použití dále zjednodušen na: $\alpha/q^m = p_r^{m_1} (-\log p_r)^{m_4} 10^{m_5}$. Tyto rovnice jsou použity pro náhradu deseti známých a používaných korelací – např. Rohsenow (1952), Forster a Zuber (1955) nebo Stephan a Abdelsalam (1980). Je ukázáno, že přínos jednoduchého zápisu v redukovaných veličinách převyšuje tímto vzniklou chybovost, která se pohybuje v řádech jednotek procent. Kupříkladu pro var vody na horizontálním válci je uvedena korelace

$$\frac{\alpha}{q^{0,74}} = C_1 p_r^{0,156} (1 - T_r)^{-0,53}, \quad (1.60)$$

kde se hodnota konstanty C_1 nejčastěji pohybuje mezi 2 až 3 a závisí na velikosti redukovaného tlaku a na průměru válce – např. pro redukovaný tlak $2,3 \cdot 10^{-4}$ až $9,1 \cdot 10^{-3}$ (což pro vodu odpovídá asi 5 až 200 kPa) při průměru válce 12 mm je $C_1 = 3,6$. Pro var různých kapalin na horizontálním válci je uvedena korelace

$$\frac{\alpha}{q^{0,69}} = C_2 p_r^{0,126} (1 - T_r)^{-0,70}, \quad (1.61)$$

z níž vychází korelace, která je použitelná i bez znalosti saturační teploty T_{sat} potřebné pro výpočet redukované teploty T_r

$$\frac{\alpha}{q^{0,69}} = C_3 p_r^{0,056} (\log p_r)^{-0,70}. \quad (1.62)$$

Práce udává hodnoty konstant C_2 a C_3 pro vybrané kapaliny v daném rozsahu redukovaných tlaků, které vřou na válcích daného průměru. Rovněž je uvedena střední absolutní odchylka výsledků korelace za těchto podmínek v porovnání s dostupnými experimentálními údaji.

Cooper (1984)

Pokračuje v postupu prezentovaném v Cooper (1982) založeném na teorému korespondujících stavů. Je využito předpisu $\alpha/q^m = C p_r^{m_1} T_r^{m_2} (1 - T_r)^{m_3}$, kde C je konstanta, ze kterého dále vypouští člen $T_r^{m_2}$, jelikož se mění v poměru se zbývajícími členy výrazně méně a člen $(1 - T_r)$ nahrazuje funkcí $(-\log p_r)$, což vyplývá z Clausiovy–Clapeyronovy rovnice. Předpis je však dále rozšířen do tvaru

$$\frac{\alpha}{q^m} = C p_r^{m_1+m_2 \log Rp} (-\log p_r)^{m_4} M_m^{-0,5}, \quad (1.63)$$

ve kterém je C konstanta. Vztah zahrnuje vliv drsnosti povrchu Rp (μm), který je markantní pro menší redukované tlaky p_r a s vyššími tlaky se zmenšuje. Pro drsnost Rp (Glättungstiefe dle DIN 4762) platí přibližný vztah $Ra \cong 0,4 Rp$. Korelace (1.63) rovněž nepřímou zahrnuje vliv teplotní vodivosti vroucího média, která bývá menší pro větší molekuly charakterizované většími molárními hmotnostmi M_m (kg kmol^{-1}). Podle práce Kang (2000) je korelace (1.63) první, která uvažuje přímý vliv drsnosti povrchu na přestup tepla při varu. Byla hledána nejlepší shoda vztahu (1.63) se souborem 6 000 experimentálních dat z více než 100 prací. Výsledná korelace má tvar

$$\frac{\alpha}{q^{0,67}} = 55 p_r^{0,12-0,2 \log Rp} (-\log p_r)^{-0,55} M_m^{-0,5}, \quad (1.64)$$

Chybovost korelace není vyšší, než v případě běžných korelací, zatímco výsledný tvar je podstatně jednodušší.

1.5 Korelace mezi lety 1990–2000

Leiner a Gorenflo (1992)

Je zvolen stejný přístup jako v pozdější práci Leiner (1994), viz níže. Korelují se experimentální data pro 42 kapalin. Předpokládá se ideálně vodivý (prakticky izotermní) materiál výhřevného bloku a vliv povrchu je charakterizován jedinou veličinou – drsností Rp podle DIN 4762, přičemž platí přibližná rovnost $Ra \cong 0,4 Rp$. Stejně jako v Leiner (1994) se hledá závislost pro kritický kompresibilitní součinitel z_{kr} , normovanou měrnou tepelnou kapacitu C_p a parametr K , který může být vyčíslen při znalosti acentrického faktoru vroucího média ω vztahem $K = 5,37 (1 + \omega)$. Průměrné hodnoty těchto parametrů $z_{\text{kr}} = 2,8$; $K = 6$; $C_p = 15$ jsou v práci stanoveny z experimentálních dat. Pro parametr z_{kr} je regresní analýzou empirických dat stanovena závislost na zbylých dvou parametrech: $z_{\text{kr}} = 1,06 C_p^{0,119} K^{-0,879}$. Výsledná korelace má pak tvar

$$\alpha_* = 0,376 C_p^{0,077} K^{0,85} F q_*^m Ra_*^{0,133}, \quad (1.65)$$

kde veličiny s indexem „*“ jsou zde relativní podíly vůči tzv. škálovacím veličinám. Škálovací veličiny lze přitom stanovit výpočtem. Bezrozměrná funkce $F = 1,2 p_r^{0,27} + 2,5 p_r + p_r/(1 - p_r)$ a exponent $m = 0,9 - 0,3 p_r^{0,3}$. Výsledná korelace nebyla ověřována pro vodu a helium, pro které je nutné použít jiné vztahy pro F a m , viz Gorenflo a Kenning (2010) na str. 43. Pro soubor experimentálních dat, ve kterých bylo použito 42 kapalin dosahovala průměrná chybovost 13,8 %.

Gorenflo (1993)

Jedná se o korelaci stejného tvaru jako v Gorenflo a Kenning (2010), viz str. 43, s méně aktuálními vztahy pro výpočet hodnoty exponentu m a funkce F v oblastech $p_r < 0,8$. Pro vodu exponent $m = 0,9 - 0,3 p_r^{0,15}$; funkce $F = 1,73 p_r^{0,27} + 6,1 p_r^2 + 0,68 p_r^2/(1 - p_r)$. Pro jiné kapaliny exponent $m = 0,9 - 0,3 p_r^{0,3}$; funkce $F = 1,2 p_r^{0,27} + 2,5 p_r + p_r/(1 - p_r)$.

Cornwell a Houston (1994)

Hledá bezrozměrnou korelaci pro var vody, chladiv a organických kapalin v oblasti redukovaných tlaků $0,001 < p_r < 0,8$ (pro vodu odpovídá asi 22 kPa až 17,6 MPa) na horizontální trubce s průměry mezi 8 až 50 mm v závislosti na toku generované páry, který způsobuje konvekci kapaliny v okolí a fázovou změnu v úzké vrstvičce, po které parní bubliny kloužou. Hustota hmotnostního toku vznikající páry \dot{m}_g je dosazena a nahrazena v Reynoldsovu čísle bubliny $Re_b = \dot{m}_g D/\mu_l = (q D)/(\mu_l \Delta h_{lg})$. Je hledána korelace ve tvaru $Nu = C Re_b^i Pr^j$. Po regresi souboru experimentálních dat má výsledná korelace tvar

$$Nu = C F(p) Re_b^{0,67} Pr^{0,4}, \quad (1.66)$$

kde $C = 9,7 p_{kr}^{0,5}$, p_{kr} nutno dosadit v barech. Pro bezrozměrnou funkci $F(p)$ je využito vztahu z Mostinski (1963) $F(p) = 1,8 p_r^{0,17} + 4 p_r^{1,2} + 10 p_r^{10}$.

Leiner (1994)

Práce uvádí, že v mnoha korelacích se hustota tepelného toku popisuje rovnicemi tvaru: $q = C_1 \Delta T^i$, kde exponent i leží v intervalu $2,5 \leq i \leq 6$. Podobně se součinitel přestupu tepla popisuje vztahy: $\alpha = C_2 q^j$, kde $j = 1 - 1/i$, tzn. $0,6 \leq j \leq 0,83$. Koeficienty C_1 , i , C_2 , j jsou funkcemi tlaku vroucí kapaliny, jelikož prakticky veškeré termofyzikální veličiny látky jsou v blízkosti bodu varu s dostatečnou přesností nahraditelné funkcemi samotného tlaku.

Práce se snaží nalézt univerzální korelaci za použití teoremu korespondujících stavů pro různé jednosložkové látky, vycházející z Gorenflo (1993), pro kterou ale nebude třeba znalost empirické referenční hodnoty součinitele přestupu tepla α_0 . Uvažuje vliv tří parametrů, které nelze odvodit ze stavu látky a sice kritický kompresibilitní součinitel $z_{kr} = p_{kr} V_{kr}/(n_m R_m T_{kr})$, normovanou měrnou tepelnou kapacitu: $C_p = c_{p,l} M_m/R_m$ a parametr K charakterizující jak derivaci rovnovážné křivky $p-T$ tak měrné skupenské výparné teplo: $K = [(\Delta h_{lg} M_m)/(R_m T_{kr})]_{p_r \ll 1}$. Tyto parametry jsou sdruženy v bezrozměrném komplexu X , který souhrnně vystihuje vlastnosti vroucí látky.

Jsou uvedeny tři korelace a to podle toho zda byly pro vyjádření komplexu X použity všechny tři parametry: z_{kr} , C_p a K ; nebo dva: C_p a K ; nebo pouze jeden: C_p . Zároveň je pro každou ze tří korelací uvedena příslušná střední kvadratická odchylka od střední hodnoty.

- Pro tři parametry $\alpha_* = 0,4368 C_p^{0,2113} K^{-0,0521} z_{kr}^{-0,9166} F' q_*^m Ra_*^{0,133}$ s odchylkou $\pm 13,6$ %.
- Pro dva parametry $\alpha_* = 0,6161 C_p^{0,1512} K^{-0,4894} F' q_*^m Ra_*^{0,133}$ s odchylkou $\pm 14,2$ %.
- Pro jeden parametr $\alpha_* = 1,2063 C_p^{0,2437} F' q_*^m Ra_*^{0,133}$ s odchylkou $\pm 14,6$ %.

Pro funkci F' a exponent m jsou uvedeny další empirické vztahy. Veličiny s indexem „*“ jsou relativní podíly vůči tzv. specifickým „škálovacím“ veličinám (např. $\alpha_* = \alpha/\alpha_0$). Tyto „škálovací“

veličiny lze však poměrně jednoduše analyticky vypočítat. V korelacích založených na podobném principu se škálovací veličiny zpravidla musí dohledávat v empirických katalogích, není-li katalogizováno, pak nutno naměřit a popř. užít jiných korelací pro jejich stanovení, což je poměrně značná komplikace. Kupříkladu v práci uvedený vztah pro specifický škálovací součinitel přestupu tepla $\alpha_0 = p_{kr} [R_m / (M_m T_{kr})]^{1/2}$.

Benjamin a Balakrishnan (1996)

Prezentuje mechanistický model ze kterého se snaží stanovit celkový tepelný tok. Předpokládá rozdělení povrchu na oblast ovlivněnou a neovlivněnou vznikajícími bublinami, tudíž oblast s přirozenou kovekcí a oblast s nestacionárním vedením tepla. Do úvahy je brán vznik bublin až při dostatečné šířce mezní vrstvy. Při růstu bubliny autoři mimo jiné uvažují také výpar v mikrovrstvě. Oblast ovlivnění při odpoutání bubliny je brána jako dvojnásobek průměru bubliny při odpoutání. Pro celkovou hustotu tepelného toku je předpokládán vztah

$$q = \frac{q_{me} t_g + q_r t_w}{t_g + t_w} + q_{nc}, \quad (1.67)$$

kde q_{me} je hustota tepelného toku potřebná na výpar mikrovrstvy, t_g je doba růstu bubliny, q_r je hustota tepelného toku spotřebovaná na znovuvytvoření mezní vrstvy, t_w je čekací doba potřebná pro ustavení narušené teplotní mezní vrstvy a q_{nc} je hustota tepelného toku, která je předána do kapaliny v důsledku přirozené konvekce. Je předpokládáno, že čekací doba je trojnásobkem doby růstu $t_w = 3 t_g$. Frekvence vzniku bublin je tudíž $f = 1/(t_w + t_g) = 1/(4 t_g)$, přičemž pro odhad f doporučují autoři Malenkovovu korelaci zmiňovanou např. v Stephan a Green (1992). Dále jsou na základě závěru z jiných prací a vlastních odvození vyjádřeny výpočtové vztahy pro jednotlivé dílčí hustoty tepelných toků. Významný a v jiných pracích často používaný je vztah odvozený pro okamžitou tloušťku mikrovrstvy a z toho vyplývající objem páry vypařený v mikrovrstvě. Vztahy pro hustoty tepelných toků pro jednotlivé mechanismy mají tvar:

1. Hustota tepelného toku spotřebovaná pro výpar mikrovrstvy

$$q_{me} = \frac{K_{sf} C_A \sqrt{\pi}}{10} B^2 Ar^{0,27} Ja_*^{3/2} \sqrt{t_g} \rho_l \Delta h_{lg} \frac{N}{A}, \quad (1.68)$$

kde parametr $K_{sf} = \sqrt{\lambda_w \rho_w c_{p,w} / (\lambda_l \rho_l c_{p,l})}$. Vlastnosti s indexem „w“ odpovídají výhřevnému povrchu a s indexem „l“ kapalině. Dále C_A je koeficient snížení plochy, který zaujímá bublina nad výhřevným povrchem vůči ploše bubliny definované průměrem ($\pi D^2/4$), B je empirická konstanta (pro vodu $B = 1,55$), Ar je Archimédovo číslo, Ja_* je modifikované Jakobovo číslo a N/A je hustota aktivních nukleárních zárodků. Výsledný tvar vztahu (1.68) mimo jiné vychází z empirické korelace pro časovou závislost průměru bubliny

$$D(t) = B Ar^{0,135} (Ja a_l t)^{1/2}, \quad (1.69)$$

kde a_l je součinitel teplotní vodivosti kapaliny.

2. Hustota tepelného toku potřebná pro reformaci teplotní mezní vrstvy

$$q_r = 2 \sqrt{\frac{\lambda_l \rho_l c_{p,l}}{\pi t_w}} \left(\frac{N}{A} A_b \right) (T_w - T_{sat}), \quad (1.70)$$

kde A_b je uvažovaná plocha vlivu bubliny, která je dána výše zmíněným předpokladem ovlivnění oblasti o velikosti dvojnásobného průměru bubliny v okamžiku jejího odpoutání od povrchu.

3. Hustota tepelného toku předaná kapalině přirozenou konvekcí

$$q_{nc} = \alpha \left[1 - \left(\frac{N}{A} \right) \pi D_b^2 \right] (T_w - T_{sat}), \quad (1.71)$$

kde výraz v hranaté závorce odpovídá relativní ploše, která je neovlivněna vznikajícími bublinami. Pro stanovení α je použita korelace pro turbulentní přirozenou konvekci, viz vztah (5) nebo (6) na str. 15,

$$\alpha = \frac{0,14 \lambda_l}{L} (\text{Gr Pr})^{1/3}. \quad (1.72)$$

Pro výpočet hustoty aktivních nukleačních míst N/A používají vlastní korelaci často uváděnou i v jiných pracích

$$\frac{N}{A} = 218,8 \text{Pr}_l^{1,63} \frac{1}{K_{sf}} K_{Ra}^{-0,4} (\Delta T)^3, \quad (1.73)$$

ve které opět vystupuje parametr K_{sf} uváděn již ve vztahu (1.68) a parametr drsnosti povrchu K_{Ra} lze vypočítat ze vztahu

$$K_{Ra} = 14,5 - 4,5 \left(\frac{Ra p}{\sigma} \right) + 0,4 \left(\frac{Ra p}{\sigma} \right)^2. \quad (1.74)$$

Práce uvádí doporučené hodnoty drsnosti Ra , které do vztahu (1.74) dosadit podle materiálu povrchu a čísla zrnitosti brusného papíru použitého pro povrchovou úpravu. Oblasti použití vztahu (1.73) jsou podle autorů: $1,7 < \text{Pr}_l < 5$; $4,7 < K_{sf} < 93$; $0,02 \mu\text{m} < Ra < 1,17 \mu\text{m}$; $5^\circ\text{C} < \Delta T < 25^\circ\text{C}$; $13 \cdot 10^{-3} \text{N m}^{-1} < \sigma < 59 \cdot 10^{-3} \text{N m}^{-1}$; $2,2 < K_{Ra} < 14$.

Agrawal et al. (1997)

Jedná se o korelaci vycházející z modelu Mikic a Rohsenow (1968) na str. 30 využívající relativního poměru mezi v práci definovaným parametrem K a referenční hodnotou tohoto parametru K_0 . Tyto parametry v sobě obsahují prakticky všechny empirické a materiálové veličiny – spolu s vlastnostmi výhřevného povrchu také třeba zlomky celkového tepelného toku, které odpovídají nestacionárnímu tepelnému toku a tepelnému toku fázové změny kapalina–pára. Velikost součinitele při jiných, než referenčních podmínkách byla stanovena jako $(K/K_0) = (p/p_0)^{-0,589}$. Pro přehřátí byl sestaven vztah

$$\Delta T = K \varrho_l^{-0,525} c_{p,l}^{-0,675} \lambda_l^{-0,3} T_{sat}^{0,024} \Delta h_{lg}^{0,276} \varrho_g^{0,276} \sigma^{0,249} q^{0,3}, \quad (1.75)$$

přičemž T_{sat} nutno dosadit v Kelvinech. Pokud se rovnice pro přehřátí vztáhne k referenčnímu přehřátí, tzn. vydělí se ΔT_0 , obdrží se s využitím rovnice $(K/K_0) = (p/p_0)^{-0,589}$ korelace, ve které jsou vyloučeny veškeré vlastnosti povrchu – ovšem za cenu nutné znalosti referenčního přehřátí ΔT_0 , referenčního tepelného toku q_0 a referenčních termofyzikálních vlastností. Při sestavování korelace byly využity tyto empirické závislosti:

1. Hustota aktivních nukleačních míst z Brown (1967) $\frac{N}{A} = C_0 \left(\frac{r_r}{r} \right)^m$, kde r je poloměr kavity a r_r takový poloměr kavity, pro který je $N/A = 1$.
2. Nukleační frekvence z Hatton a Hall (1966) $f = \frac{3}{\pi a} \left[\frac{16 \lambda_l \sigma T_{sat}}{(\Delta h_{lg} \varrho_g)^2 D_b D_c} \right]^2$.

3. Průměr bubliny při odpoutání z Cole a Rohsenow (1969) $D_b = C Ja_*^{5/4} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)}}$, kde konstanta $C = 1,5 \cdot 10^{-4}$ pro organické kapaliny a $4,6 \cdot 10^{-4}$ pro destilovanou vodu.

Korelace byla ověřována na experimentálních datech pro destilovanou vodu, metanol, etanol, isopropanol, benzen, toluen, tetrachlormetan v oblasti tlaků od 6,7 kPa do 101 kPa.

1.6 Korelace mezi lety 2000–2010

Ribatski a Jabardo (2003)

Byl zkoumán var halogenderivátů či freonů R-11, R-123, R-12, R-134a, R-22 na válcových površích při redukováných tlacích 0,008 až 0,260 (což je např. pro R-12 asi 33 kPa až 1 MPa) a středních drsnostech měděných, mosazných a nerezových povrchu 0,02 až 3,3 μm . S využitím teoremu korespondujících stavů byl korelován soubor asi 2 600 bodů při $q > 4 \text{ kW m}^{-2}$. Naměřená data byla v relativně dobré shodě s korelacemi Stephan a Abdelsalam (1980) a Cooper (1984) s absolutními průměrnými odchylkami $\pm 20 \%$. Výsledná korelace autorů má tvar

$$\frac{\alpha}{q^m} = C_w p_r^{0,45} (-\log p_r)^{-0,8} Ra^{0,2} M_m^{-0,5}, \quad (1.76)$$

kde exponent $m = 0,9 - 0,3 p_r^{0,2}$, C_w je konstanta výhřevného povrchu, jejíž hodnota závisí na materiálu povrchu: $C_w = 100$ pro měď; $C_w = 110$ pro mosaz a $C_w = 85$ pro nerezovou ocel. Ra je střední drsnost povrchu v μm a M_m je molární hmotnost vroucí látky v kg kmol^{-1} . Průměrné absolutní odchylky se pro všechny materiály pohybují okolo 10 %. Korelace byla s chybovostí $\pm 20 \%$ ověřena na experimentálních datech ze dvou dalších prací.

Jung et al. (2003)

Pojednává o varu halogenderivátů HCFC123, CFC11, HCFC142b, HFC134a, CFC12, HCFC22, HFC125, HFC32 používaných v chladicí technice na horizontální hladké trubce s vnějším průměrem 19 mm při teplotě kapaliny 7 °C (typická teplota chladiva v komerčních výparnicích) a hustotách tepelných toků q klesajících od 80 do 10 kW m^{-2} . Naměřená data byla porovnána s korelací Stephan a Abdelsalam (1980), která podhodnocovala součinitel přestupu tepla v průměru o 17,5 % a s korelací Cooper (1984), která je naopak nadhodnocovala v průměru o 15,1 %. Autoři sestavili vlastní korelaci s chybou méně než 7 % pro všechny testované kapaliny ve tvaru

$$\alpha = 10 \frac{\lambda_l}{D_b} \left(\frac{q D_b}{\lambda_l T_{\text{sat}}} \right)^m p_r^{0,1} (1 - T_r)^{-1,4} \left(\frac{\nu_l}{a_l} \right)^{-0,25}, \quad (1.77)$$

kde $m = 0,866 \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0,309} p_r^{-0,437}$, D_b se stanoví korelací Fritz (1935), viz vztah (1.4), a uvažovaný kontaktní úhel $\beta = 35^\circ$ stejně jako v Stephan a Abdelsalam (1980).

Jung et al. (2004)

Zabývá se varem hořlavých látek: propylenu (R1270), propanu (R290), isobutanu (R600a), butanu (R600) a dimetylexeru (RE170). Var probíhá na horizontální hladké trubce s vnějším průměrem 19 mm při teplotě kapaliny 7 °C a hustotách tepelných toků klesajících od 80 do 10 kW m^{-2} . Naměřená data byla porovnána s korelací Stephan a Abdelsalam (1980), která podhodnocovala součinitel přestupu tepla až o 80 % a s korelací Cooper (1984), která je naopak nadhodnocovala až o 70 %. Proto autoři sestavili vlastní korelaci s maximální chybou 5,3 % pro všechny zkoumané kapaliny ve tvaru

$$\alpha = 41,4 \frac{\lambda_l}{D_b} \left(\frac{q D_b}{\lambda_l T_{\text{sat}}} \right)^j (-\log p_r)^{-1,52} \left(1 - \frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0,53}, \quad (1.78)$$

kde $j = 0,835 (1 - p_r)^{1,33}$, D_b se stanoví korelací Fritz (1935), viz vztah (1.4), a uvažovaný kontaktní úhel $\beta = 35^\circ$ stejně jako v Stephan a Abdelsalam (1980).

Gorenflo et al. (2004)

Prezentuje výsledky a korelaci z měření na jedné horizontální pískované měděné trubce o vnějším průměru 8 mm s chladivý R32, R125, R134a, R143a, R152a, R227ea, propanem a i-butanem. Soubor experimentálních dat v širokém rozsahu redukovaných tlaků p_r od asi 0,03 do 0,9 byl porovnán s korelací v Gorenflo (1993)

$$\frac{\alpha}{\alpha_0} = F \left(\frac{q}{q_0} \right)^m \left(\frac{Ra}{Ra_0} \right)^{2/15}, \quad (1.79)$$

kde exponent $m = 0,9 - 0,3 p_r^{0,3}$, $q_0 = 20 \text{ kW m}^{-2}$, $Ra_0 = 0,4 \mu\text{m}$ pro měď a bezrozměrná funkce $F = 1,2 p_r^{0,27} + 2,5 p_r + p_r/(1 - p_r)$. Hodnota referenčního součinitele přestupu tepla α_0 je tabelována. Porovnání ukazuje, že relativní chybovost korelace je pro naměřená data asi 10 %, přitom korelace predikuje nižší hodnoty α . Podle autorů se při experimentálním měření potvrdilo, že relativní vliv termofyzikálních vlastností měřených chladiv na přestup tepla při varu lze s dostatečnou přesností považovat za stejný pro všechna chladiva, což je potvrzení oprávněnosti užití teoremu korespondujících stavů.

Choon et al. (2006)

Zkoumá var vody na měděné pění při velmi nízkých tlacích. Pro sestavení vlastní korelace je využito korelace Rohsenow (1952) doplněné o korekci na tlak a smáčený povrch

$$\Delta T = \frac{C_{\text{sf}} \Delta h_{\text{lg}} Pr_1^m}{c_{p,l}} \left[\frac{q}{\nu_l \Delta h_{\text{lg}}} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)}} \right]^{m_1} \left(\frac{p}{p_{\text{atm}}} \right)^{m_2} \left(\frac{A_w}{A} \right)^{m_3}, \quad (1.80)$$

kde C_{sf} závisí na kombinaci povrch – vroucí médium. Pro vodu je uveden exponent $m = 1$ a exponent $m_1 = 0,33$. Tyto hodnoty tudíž zůstávají stejné jako v původní korelaci Rohsenow (1952). Exponenty $m_2 = 0,293$ a $m_3 = -0,0984$ byly zjištěny empiricky pro rozsah tlaků 1,8 kPa až 10 kPa. A_w je smočená plocha měděné pěny, pro rovinné povrchy $A_w \rightarrow A$. Ze vztahu (1.80) je patrné, že Rohsenowova korelace bez korekce na tlak predikovala vyšší přehřátí ΔT , než odpovídalo autory naměřeným experimentálním údajům. Korelace (1.80) však pro vodu v definičním rozsahu tlaků predikuje trend růstu přehřátí s klesajícím tlakem, což je způsobeno změnou termofyzikálních veličin vystupujících v (1.80) při změně tlaku.

Shekriladze (2008)

Autor ve svém přehledu rozlišuje několik přístupů k varu. Přístup MTA (*model of theatre of actors*) spojuje tepelné parametry varu s intenzitou určitého chladicího mechanismu, nebo s kombinací více takových mechanismů. Přístup MTD (*model of theatre of director*) se snaží vytvořit model varu s jednoparametrickou charakteristikou výhřevného povrchu, přičemž předpokládá identická a stejně stabilní aktivní nukleární místa a neměnnou velikost přehřátí ΔT . Autor zmiňuje omezení a problémy jednotlivých přístupů a prezentuje vlastní korelaci pro výpočet součinitele přestupu tepla při varu sestavenou na základě přístupu MTD a založenou na vedení tepla v poloneomezeném prostředí a průměrování přehřátí výhřevného povrchu. Výsledná korelace má tvar

$$\text{Nu} = 1,22 \cdot 10^{-2} K^{0,7} \text{Re}_*^{0,25}, \quad (1.81)$$

kde $\text{Nu} = \frac{\alpha r_{\text{ef}}}{\lambda_l}$; $K = \frac{q r_{\text{ef}}^2 \Delta h_{\text{lg}} \rho_g}{\sigma \lambda_l T_{\text{sat}}}$; $\text{Re}_* = \frac{\sqrt{p(\rho_g^{-1} - \rho_l^{-1})} \sigma c_{p,l} \rho_l^2 T_{\text{sat}}}{\Delta h_{\text{lg}}^2 \rho_g^2 \mu_l}$. Člen r_{ef} značí efektivní poloměr kavity. Autor doporučuje v případě, že hodnota r_{ef} není známa či stanovitelná použít hrubý odhad $r_{\text{ef}} = 5 \mu\text{m}$, který by měl přibližně odpovídat varu vody na běžných měděných površích (pro var tekutých kovů je však běžně $r_{\text{ef}} \approx 50 \mu\text{m}$).

Yagov (2009a)

Autor prezentuje zjednodušenou teorii, neboli aproximativní model, bublinového varu, jelikož vysoce komplexní problematika varu podle něj vylučuje používání hluboce rozpracovaných a mnohdy i numerickými simulacemi potvrzených hypotéz v běžných aplikacích. Autor rovněž upozorňuje, že bezrozměrné korelace pro součinitel přestupu tepla nejsou postaveny na dostatečně pevných matematicko-fyzikálních teoretických základech a proto podle něj nemohou obsáhnout proces varu ve vší jeho komplexnosti. Zjednodušené teorie varu jsou sice založeny na zjednodušujících předpokladech, např. že var je řízen vnitřními mechanizmy a není závislý na vnějších hydrodynamických vlivech, ale přesto mají teoretickou podstatu. Je uvažováno, že růst parních bublin lze nahradit tzv. „průměrnou pulzační rychlostí“ \bar{u}_p , kdy kinetická energie kapaliny s rychlostí \bar{u}_p je stejná, jako kinetická energie způsobená růstem nebo pohybem bublin. Na základě teorie suchých míst (*dry spots*) na výhřevném povrchu, které jsou důsledkem nukleačních zárodků při malých hustotách aktivních nukleačních míst nebo při vzniku parního filmu, dále na základě vztahu pro tloušťku kapalného filmu v oblasti intenzivní fázové změny kapalina–pára δ_l , hypotézy lineární závislosti tloušťky filmu na radiální souřadnici a na základě předpokladu, že celková hustota tepelného toku se skládá z hustoty tepelného toku nad suchými místy a „konvektivní“ složky hustoty tepelného toku prezentuje autor korelaci

$$q = 3,43 \cdot 10^{-4} \frac{\lambda^2 \Delta T^3 \rho_l}{\mu_l \sigma T_{\text{sat}}} \left(1 + \frac{\Delta h_{\text{lg}} \Delta T}{2 R_m T_{\text{sat}}^2} \right) \left(1 + \sqrt{1 + 800 B + 400 B} \right), \quad (1.82)$$

kde $B = \frac{\Delta h_{\text{lg}} (\rho_g \nu_l)^{3/2}}{\sigma (\lambda_l T_{\text{sat}}^{1/2})}$, R_m je univerzální plynová konstanta a T_{sat} nutno dosazovat v Kelvinech.

Korelace byla vytvořena s použitím souboru experimentálních dat (asi 3 000 bodů) pro vodu, etanol, metan, etan, etén, dusík, benzen a pět různých chladiv.

Gorenflo a Kenning (2010)

Jedná se o korelaci využívající teorém korespondujících stavů. Základním výchozím vztahem, pro který se hledají koeficienty je: $\alpha/\alpha_0 = F_q F_p F_l F_w$. V tomto vztahu je α_0 referenční stav, který odpovídá součiniteli přestupu tepla pro danou kapalinu za definovaných podmínek $q_0 = 20 \text{ kW m}^{-2}$ a $p_r = 0,1$. Bezrozměrné funkce F_q , F_p , F_l , F_w reprezentují relativní vliv tepelného toku, tlaku, vlastností kapaliny a vlastností materiálu výhřevného povrchu na velikost α . Za referenční je brán měděný povrch s drsností $Ra_0 = 0,4 \mu\text{m}$. Po aplikování regrese na experimentální data má výsledná rovnice tvar

$$\frac{\alpha}{\alpha_0} = \left(\frac{q}{q_0} \right)^m F \left(\frac{P_l}{P_{l,\text{ref}}} \right)^{0,6} \left(\frac{Ra}{Ra_0} \right)^{2/15} \left(\frac{\lambda_w \rho_w c_{p,w}}{\lambda_{\text{Cu}} \rho_{\text{Cu}} c_{p,\text{Cu}}} \right)^{1/4}. \quad (1.83)$$

Exponent m a funkce F jsou funkcí pouze redukovaného tlaku p_r a vypočítají se empirickými vztahy pro danou kapalinu – např. pro vodu: $m = 0,9 - 0,3 p_r^{0,15}$, $F = 1,73 p_r^{0,27} + 6,1 p_r^2 + 0,68 p_r^2 / (1 - p_r^2)$, pro organické kapaliny: $m = 0,95 - 0,3 p_r^{0,3}$, $F = 0,7 p_r^{0,2} + 4 p_r + 1,4 p_r / (1 - p_r)$. Tyto rovnice

mají rozsah platnosti $p_r < 0,9$. Veličina P_1 s jednotkou ($\mu\text{m}^{-1} \text{K}^{-1}$) je definována vztahem $P_1 = (dp/dT)_{\text{sat}}/\sigma$ (vše za tlaku $p_r = 0,1$). Jedná se o tzv. „poměr vlastností kapaliny“ (*property ratio*) a je tabelizována. Indexem „w“ jsou pak označeny charakteristiky výhřevného povrchu a indexem „Cu“ charakteristiky referenčního měděného povrchu. Je zřejmé, že nevýhodou korelace je nutnost znalosti součinitele přestupu tepla pro danou kapalinu v referenčním stavu α_0 . V ideálním případě je tato hodnota tabelizována, v tom neideálním je ji nutno stanovit experimentálně. Pro komplikovanější konfigurace (jako např. žebra s umělými kavitami) se použijí jiné výpočtové vztahy.

1.7 Korelace bez původních zdrojů

V této kapitole předkládám některé korelace, ke kterým se mi nepodařilo sehnat původní nebo jiné relevantní zdroje, v nichž jsou tyto korelace uvedeny. Jedná se zejména o korelace ruských autorů. Kromě původní literatury, ve které by měly být tyto korelace uvedeny, přidávám také zdroje, ve nichž jsem na tyto korelace v příslušném tvaru narazil.

1. Korelace Kruzhilin (1947) uvedená v Das et al. (2016)

$$\alpha = 0,082 \frac{\lambda_l}{D_L} \left(\frac{\Delta h_{lg} q}{g T_{\text{sat}} \lambda_l} \frac{\rho_g}{\rho_l - \rho_g} \right)^{0,7} \left(\frac{T_{\text{sat}} c_{p,l} \sigma \rho_l}{(\Delta h_{lg})^2 \rho_g^2 D_L} \right)^{0,33} \text{Pr}^{-0,45}. \quad (1.84)$$

Teplotu T_{sat} je nutno dosadit v Kelvinech. Laplaceův průměr $D_L = \sqrt{\sigma/(g(\rho_l - \rho_g))}$.

2. Korelace publikovaná v Balajka a Sýkora (1959), případně v Schlunder (1981) uvedená v Šesták a Rieger (2004)

$$\alpha = 0,495 p_{\text{kr}}^{0,69} q^{0,7} F, \quad (1.85)$$

kde bezrozměrná funkce $F = 1,8 p_r^{0,17} + 4 p_r^{1/2} + 10 p_r^{10}$. Pro var chladiv je podle Šesták a Rieger (2004) vhodnější položit $F = 0,7 + 8 p_r + 2 p_r/(1 - p_r)$.

3. Korelace Mostinski (1963) uvedená v Collier a Thome (1994)

$$\alpha = K q^{0,7} F(p), \quad (1.86)$$

kde parametr $K = 0,1011 p_{\text{kr}}^{0,69}$ a $F(p) = 1,8 p_r^{0,17} + 4 p_r^{1,2} + 10 p_r^{10}$. Kritický tlak je přitom zřejmě nutno dosadit v kPa.

4. Korelace Borishanski a Minchenko (1963) uvedená v Kosky a Lyon (1968) nebo Cooper (1982)

$$\frac{\alpha}{\lambda_l} \left(\frac{\sigma}{(\rho_l - \rho_g) g} \right)^{0,5} = \frac{8,7}{10^4} \left[\frac{q}{a_1 \rho_g \Delta h_{lg}} \left(\frac{\sigma}{(\rho_l - \rho_g) g} \right)^{0,5} \right]^{0,7} \left[\frac{p}{\sigma} \left(\frac{\sigma}{(\rho_l - \rho_g) g} \right)^{0,5} \right]^{0,7}. \quad (1.87)$$

Při porovnání korelace (1.87) s korelací (1.28) na str. 28 je patrná jistá podobnost obou vztahů. V knize Frost (2013) nebo např. v práci Borishanski et al. (1969) je uveden obecný vztah, který používají zejména ruští autoři při sestavování korelací

$$\text{Nu}_* = C \text{Pr}^{m_1} \text{Pe}_*^{m_2} K_p^{m_3} K_T^{m_4} \text{Ar}_*^{m_5}, \quad (1.88)$$

kde C je součinitel, jehož velikost závisí na kombinaci kapalina – výhřevný povrch, Pr je standardně definované Prandtlovo číslo kapaliny, modifikovaná bezrozměrná čísla (Nusseltovo, Péceletovo, Archimédovo) jsou definována vztahy

$$\text{Nu}_* = \frac{\alpha}{\lambda_l} \left[\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)} \right]^{1/2}, \quad (1.89)$$

$$Pe_{\star} = \frac{q}{a_l \varrho_g \Delta h_{lg}}, \quad (1.90)$$

$$Ar_{\star} = \frac{g}{\nu^2} \left[\frac{\sigma}{g (\varrho_l - \varrho_g)} \right]^{3/2} \left[1 - \frac{\varrho_g}{\varrho_l} \right]. \quad (1.91)$$

Tlakový a teplotní parametr K_p a K_T jsou definovány vztahy

$$K_p = \frac{p}{[g \sigma (\varrho_l - \varrho_g)]^{1/2}}, \quad (1.92)$$

$$K_T = \frac{(\varrho_g \Delta h_{lg})^2}{c_{p,l} T_{sat} \varrho_l [g \sigma (\varrho_l - \varrho_g)]^{1/2}}. \quad (1.93)$$

Písmeny m_1 až m_5 jsou v rovnici (1.88) značeny číselné exponenty vystupující v dané korelaci. Do vztahu (1.93) je nutno dosadit T_{sat} v Kelvinech. Standardně používané sady součinitele C a jednotlivých exponentů pro různé korelace, které uvádí Frost (2013) jsou v Tab. 1.3.

Tab. 1.3. Hodnoty exponentů a součinitele C pro vybrané korelace tvaru (1.88) převzato z Frost (2013)

Korelace	C	m_1	m_2	m_3	m_4	m_5
Kichigin a Tobilevich (1955)	$1,04 \cdot 10^{-4}$	0	0,7	0,7	0	0,125
Kutateladze a Borishanski (1962)	$7,0 \cdot 10^{-4}$	-0,35	0,7	0,7	0	0
Borishanski a Minchenko (1963)	$8,7 \cdot 10^{-4}$	0	0,7	0,7	0	0
Averin a Kruzhilin (1955)	0,082	-0,5	0,7	0	0,377	0
Labuntsov (1963)	0,125	-0,32	0,65	0	0,35	0

5. Korelace Labuntsov (1973) uvedená v Piro et al. (2004)

$$\alpha = 0,075 \left[1 + 10 \left(\frac{\varrho_g}{\varrho_l - \varrho_g} \right)^{0,67} \right] \left[\frac{\lambda_1^2}{\nu_l \sigma T_{sat}} \right]^{0,33} q^{0,67}. \quad (1.94)$$

Teplotu T_{sat} je nutno dosadit v Kelvinech. Podle práce Yagov (2009a) je vztah (1.94) první významnou teoreticky založenou korelací, která opouští od snahy o vytvoření bezrozměrné empiricky podložené korelace vystihující přestup tepla při varu. Korelace byla vytvořena na základě aproximativního modelu, který byl úspěšně použit pro vytvoření teorie přestupu tepla při varu kryogenních kapalin.

6. „Novější Kutateladzeho korelace“ publikovaná v Kutateladze (1990) uvedená v Piro et al. (2004)

$$Nu = 3,37 \cdot 10^{-9} K_1^{-2} K_2^{-4}, \quad (1.95)$$

$$\text{kde } Nu = \frac{\alpha D_L}{\lambda_l}; K_1 = \frac{\Delta h_{lg} \alpha}{c_{p,l} q}; K_2^{-4} = \left(\frac{p}{\varrho_g} \right)^2 \left(\frac{\sigma g}{\varrho_l - \varrho_g} \right)^{-1}; D_L = \sqrt{\frac{\sigma}{g (\varrho_l - \varrho_g)}}.$$

Korelaci (1.95) lze převést do výpočtového tvaru

$$\alpha = \left[3,37 \cdot 10^{-9} \frac{\lambda_l}{D_L} \left(\frac{\Delta h_{lg}}{c_{p,l} q} \right)^{-2} \left(\frac{p}{\varrho_g} \right)^2 \left(\frac{\sigma g}{\varrho_l - \varrho_g} \right)^{-1} \right]^{1/3}. \quad (1.96)$$

7. Rozměrově upravená korelace Nishikawa et al. (1982) uvedená v Leiner (1990)

$$\alpha = 12,7 \left(\frac{p_{kr}^2 R_m T_{kr}}{M_m} \right)^{1/10} q^{4/5} F \left(\frac{Rp}{Rp_0} \right)^{(1-p_r)/5}, \quad (1.97)$$

kde bezrozměrná funkce $F = p_r^{0,23} (1 - 0,99 p_r)^{0,9}$. Referenční drsnost $Rp_0 = 1 \mu\text{m}$.

2 Vliv nejdůležitějších parametrů na přestup tepla při varu v objemu

V úvodu této práce, viz str. 9, jsem zmínil některé z mnohých parametrů, které ovlivňují přestup tepla při varu. V této kapitole jsou uvedeny závěry vybraných prací, které se zabývají popisem nebo stanovením vlivu nejdůležitějších parametrů na přestup tepla při varu – zejména pak tlaku a výhřevného povrchu.

2.1 Vliv tlaku

Braunlich (1941) popisuje var destilované vody na chromem plátované měděné trubce vyhřívané parou při tlacích 8,8 až 101 kPa. Přestože byla použita destilovaná voda, vznikaly na povrchu úsady, které zvyšovaly tepelný tok až o 40 % v porovnání s čistým povrchem. Hustota tepelného toku byla v oblasti bublinového varu úměrná ΔT^m , kde $2,0 < m < 2,5$; tzn., že součinitel přestupu tepla α byl úměrný ΔT^{m-1} . Hodnota exponentu m závisela na saturační teplotě vroucí kapaliny. Kritická hustota tepelného toku byla stanovena jako exponenciální funkce saturační teploty kapaliny

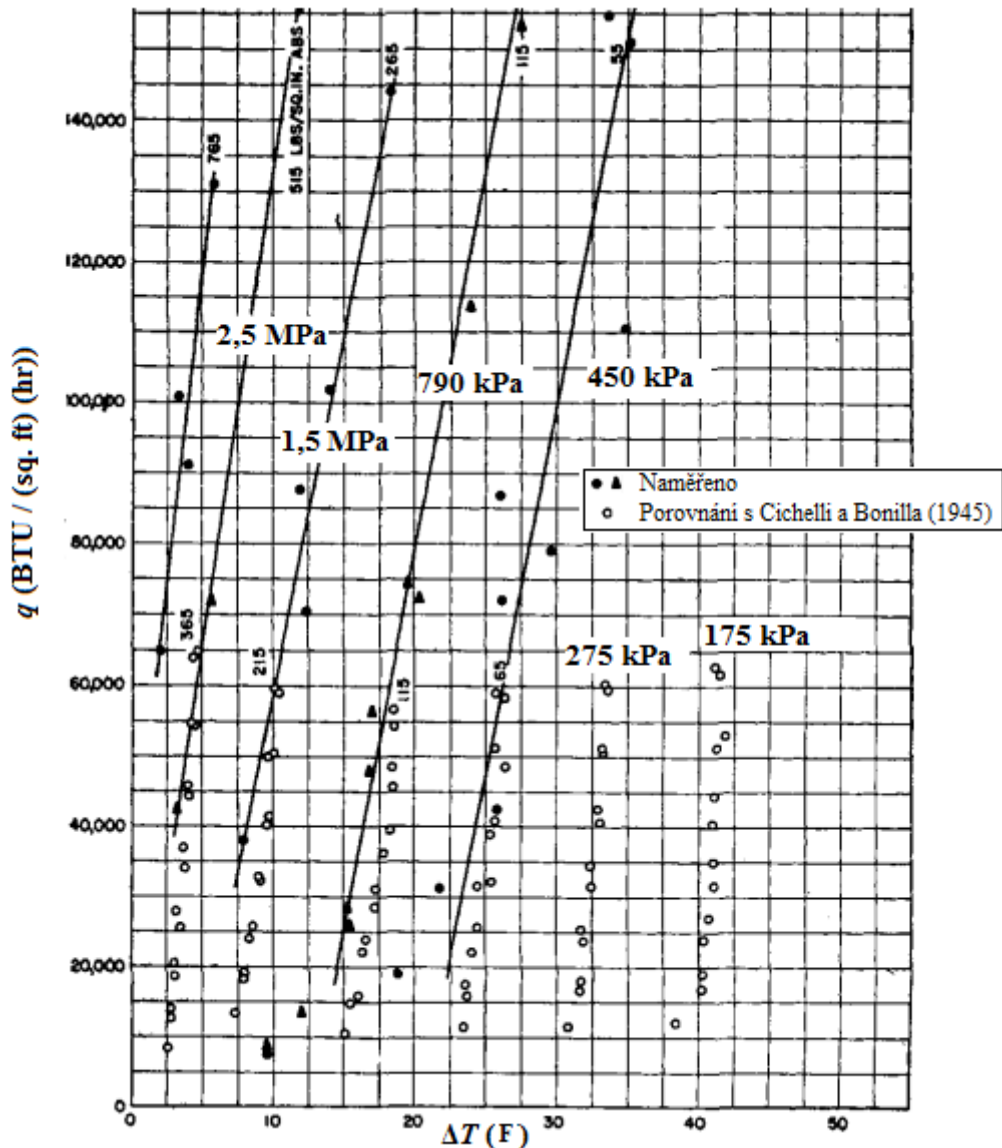
$$\log q_{kr} = 0,0068 T_{sat} - 4,14. \quad (2.1)$$

V Cichelli a Bonilla (1945) je měřena závislost přehřátí na tepelném toku pro vodu, etanol, benzen, propan, n-pentan, n-heptan, 50 % mol. roztok vody s etanolem, 33 % mol. a 67 % mol. roztok propanu s pentanem v rozsazích tlaků od atmosférického až do blízkosti kritických tlaků vroucích látek. Byl použit měděný blok s plátovaným chromovým povrchem. V práci je uvedený rozsáhlý soubor naměřených údajů. Bylo pozorováno, že kritický tepelný tok q_{kr} je funkcí tlaku s lokálním maximem, které nastává přibližně při velikosti redukováného tlaku $p_r = (1/3)$, což lze vypočítat i z Obr. 3.2 na str. 74. Testované binární roztoky bylo nutno oproti jednosložkovým látkám několikanásobně přehřát pro dosažení stejných tepelných toků. Z naměřených dat a vykreslených závislostí je patrné, že při vyšších tlacích je potřeba nižších přehřátí pro dosažení požadovaných velikostí hustoty tepelného toku. Práce se mimo jiné stala významným zdrojem experimentálních dat, které byly použity při sestavování mnoha korelací – např. Rohsenow (1952).

Mesler a Banchero (1958) uvádí, že ze všech zkoumaných parametrů má tlak na tepelné parametry varu největší vliv, přičemž se však tento vliv ve většině prací (dost možná neoprávněně) uvažuje jakožto druhotný – předpokládá se totiž, že citlivost tepelných parametrů varu na tlak je způsobena změnou termofyzikálních vlastností vroucího média, které jsou změnou tlaku vyvolány. Důvod, proč je tento názor uznáván, spatřují autoři v počátcích výzkumu varu – starší práce se totiž zpravidla zabývaly varem za neměnného (povětšinou atmosférického) tlaku. V případě bezrozměrných korelací je pak podle autorů ke tlaku přistupováno „povrchně“, případně je vliv tlaku zahrnut nepřímou v termofyzikálních veličinách uvedených v korelacích. Nehledě na vroucí kapalinu je však vliv tlaku tím významnější, čím je tento tlak vyšší, jelikož směrnice křivky tlaku sytých par v závislosti na teplotě $p'' = f(T)$ je v takových oblastech strmá a pro vyrovnání interního tlaku uvnitř bublin a externího tlaku vně bublin je zapotřebí podstatně nižších přehřátí. Autoři zmiňují některé indikátory, nasvědčující tomu, že tlak je prvotně ovlivňujícím faktorem – např. že většina korelací počítá se saturační teplotou T_{sat} a nikoliv se skutečnou teplotou kapaliny; nebo třeba fakt, že při varu látek s vysokou hustotou (jako má kupříkladu rtuť) průběh varu významně závisí na výšce hladiny nad výhřevným povrchem. V práci je zároveň zmíněno výjimečné chování vody v porovnání s organickými kapalinami – směrnice funkce $p'' = f(T)$ jsou v případě vody nižší, kritický tok při varu vody je asi třikrát až pětkrát vyšší a přehřátí při bublinovém varu je přitom zhruba poloviční, než pro var organických kapalin. V další části práce je provedena série experimentů varu acetonu, benzenu, etanolu a freonu 113 za atmosférického tlaku a absolutních přetlaků asi 170, 275, 450, 790, 1 830 a 3 550 kPa na horizontální nerezové trubce o průměru 1,6 mm s elektrickým vytápěním, která byla umístěna v nerezové tlakové nádobě. Práce uvádí detailní popis způsobu měření. Z výsledků měření vyplývá, že se při vyšších tlacích utlumují lokální fluktuace teplot výhřevného povrchu (kvůli přílišným fluktuacím neměřili autoři var při podtlacích), docházelo k nukleaci bublin s menšími průměry, nukleace

probíhala po celém obvodu trubky (zatímco při atmosférickém tlaku pouze ze vzhůru orientované části trubky). Vyšší tlak posouvá části křivek varu příslušející bublinovému varu doleva. Části křivek varu příslušející bublinovému varu lze uspokojivě aproximovat přímkami v lineárním či logaritmickém grafu q v závislosti na ΔT , což potvrzuje také např. Bier et al. (1977) nebo Obr. 2.5 z práce Nishikawa et al. (1976), ve kterém jsou však zobrazené křivky částmi paraboly. Směrnice takových přímek se podle autorů s tlakem prakticky nemění, jak ukazuje Obr. 2.1, který zobrazuje křivky varu etanolu při různých tlacích v imperiální jednotkové soustavě. Autoři se snažili porovnat naměřená data s korelacemi Rohsenow (1952), Forster a Zuber (1955) a McNelly (1953). Nejlepší shoda byly dosažena s Rohsenowovou korelací s hodnotou součinitele C_{sf} , která byla v Rohsenow (1952) navržena pro data z práce Cichelli a Bonilla (1945), což by pro benzen mělo odpovídat hodnotě 0,010 a pro etanol 0,0027.

Obr. 2.1. Závislost q na ΔT při varu etanolu za různých tlaků
převzato z Mesler a Banchemo (1958)



V Raben et al. (1965) se autoři kromě sestavení korelace uvedené na str. 30 věnují i experimentům

s varem odplynované destilované vody a stanovení veličin q , ΔT , N , f , D_b při tlacích 1,3; 2,7; 6,7; 26,7 a 101 kPa na měděném povrchu za použití vysokorychlostních kamer. S klesajícím tlakem docházelo k poklesu součinitele přestupu tepla, což je podle autorů zapříčiněno poklesem počtu aktivních nukleačních zárodků N , hustoty parní fáze ρ_g a konvektivní složky celkového tepelného toku. Nebyla pozorována silnější závislost frekvence odpoutávání bublin f na tlaku. Při nižších tlacích bylo pozorováno, že pro iniciaci varu je potřeba větších teplot výhřevného povrchu, než pro udržení již probíhajícího varu, což se projevuje nespojitostí některých v práci uvedených křivek varu – jednu z nich ukazuje Obr. 2.2.

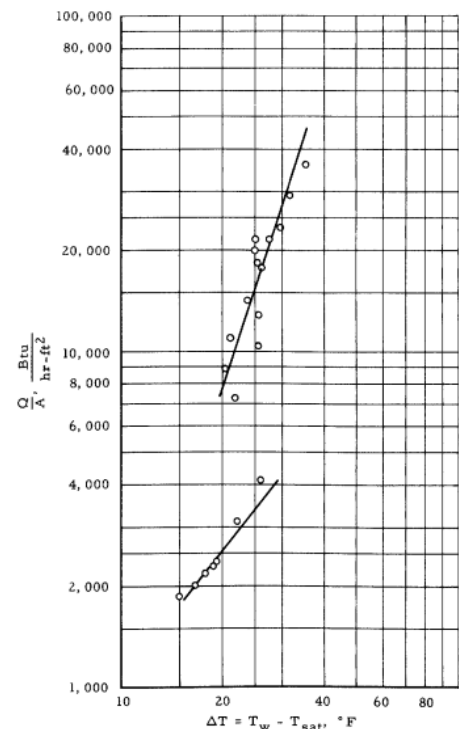
Práce Kosky a Lyon (1968) se zabývá varem kryogenních kapalin, konkrétně dusíku, kyslíku, argonu, metanu a tetrachlormetanu (čistota všech látek vyšší, než 98,5 %) na horizontálním platinou plátovaném disku v rozsahu tlaků mezi atmosférickým a kritickým tlakem. Cílem bylo stanovit charakteristiky varu v závislosti na termofyzikálních vlastnostech použitých látek a současně s co možná nejmenšími vlivy výhřevného povrchu. Zejména u dusíku a kyslíku byla pozorována značná hystereze při měření za zvyšujícího a snižujícího se tepelného toku. Při opakovaných pokusech s metanem byly obdrženy různé výsledky – podle autorů to souvisí s tím, že nukleační zárodky v kavitách mají příliš malé poloměry křivosti. Autoři odmítli porovnání svých dat s takovými existujícími korelacemi, které obsahují počet nebo hustotu aktivních nukleačních míst, jelikož tyto veličiny nebyli schopni experimentálně stanovit. Z autorů zvolených šesti korelací byla dosažena nejlepší shoda při použití korelace Borishanski (1969) a McNelly (1953).

Ve van Stralen et al. (1975) jsou uvedeny závěry z pozorování nukleace bublin při tlacích 2 až 27 kPa vysokorychlostními kamerami a z následné analýzy záběrů. Při snižování tlaku dochází ke zvyšování času potřebného pro odpoutání bubliny od povrchu (měřeno od zahájení růstu bubliny z nukleačního zárodku). Rostou rovněž průměry bublin a je potřeba vyšších přehřátí pro iniciaci nukleace. Nukleační frekvence jsou při tlacích 20 až 27 kPa asi 1 až 10 Hz, významně však klesají při dalším snižování tlaku. Pro tlaky 2 až 4 kPa se čekací doby pohybují v intervalu 10 až 100 sekund, což autoři přisuzují významnému lokálnímu ochlazení výhřevného povrchu vlivem přísunu chladnější kapaliny z chladnějších míst vroucího objemu, kdy dochází k lokálním poklesům teploty prakticky až na saturační teplotu vroucí kapaliny.

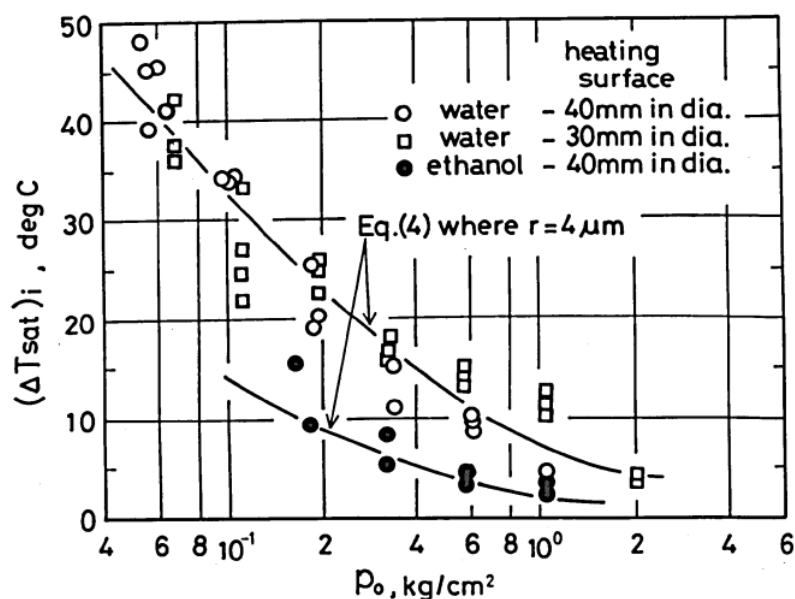
Nishikawa et al. (1976) se zabývá varem vody a etanolu na měděném leštěném horizontálním povrchu vyhříváném průchodem elektrického proudu nikl–chromovým drátem v rozsahu tlaků pro vodu 6 až 196 kPa a pro etanol 19 až 98 kPa. Tlak byl regulován průtokem vody v zabudovaném kondenzátoru. Z měření teplotního profilu v kapalině při nízkých tlacích bylo pozorováno, že kapalina v objemu zůstávala podchlazená. K přehřátí potřebnému pro vznik parních bublin docházelo pouze ve velice úzké vrstvě kapaliny v blízkosti výhřevného povrchu. Podle autorů lze podobné chování pozorovat také při varu v silných gravitačních polích, nebo při varu látek s vysokou hustotou (např. tekutých kovů). K tomuto jevu dochází tehdy, když při varu začíná hrát důležitou roli hydrostatický tlak kapalného sloupce nad výhřevným povrchem a když je směrnice tečny funkce $p'' = f(T)$ malá. S klesajícím tlakem roste přehřátí potřebné k iniciaci bublinového varu, jak zobrazuje Obr. 2.3.

Při nízkých tlacích ($p < 20$ kPa) dále dochází k vývinu značně velikých bublin tvaru blízkého kulovému vrchlíku a jejich velmi rychlému růstu doprovázenému značnými dynamickými účinky. Snižuje

Obr. 2.2. Křivka varu pro $p = 2,7$ kPa převzato z Raben et al. (1965)



Obr. 2.3. Iniciační přehřátí v závislosti na tlaku
převzato z Nishikawa et al. (1976)



se počet aktivních nukleačních míst a nukleace se stává nestabilnější. Mohou vznikat tzv. „pohyblivá nukleační místa“, kdy k nukleaci bublin dochází na několika málo aktivních nukleačních místech, typicky na takových kavitách, kde se zachytilo nejvíce parní fáze v okamžiku odpoutání předchozí bubliny, přičemž tato místa mohou po čase měnit svoji polohu na výhřevném povrchu (stává se to však poměrně vzácně). Čekací doba je značná, což způsobuje vznik markantních fluktuací teploty povrchu, a var je přerušovaný, jak ukazuje Obr. 2.4, ve kterém je znázorněn vztah mezi čekací dobou, hustotou tepelného toku q a tlakem p (plné čáry odpovídají výpočtovému vztahu uvedenému v práci vycházejícího z teorie nestacionární kondukce).

Pro velikost bubliny při odpoutání se podle autorů osvědčila korelace uváděná v Cole a Shulman (1966)

$$D_b = \frac{133\,370}{p} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)}} \quad (2.2)$$

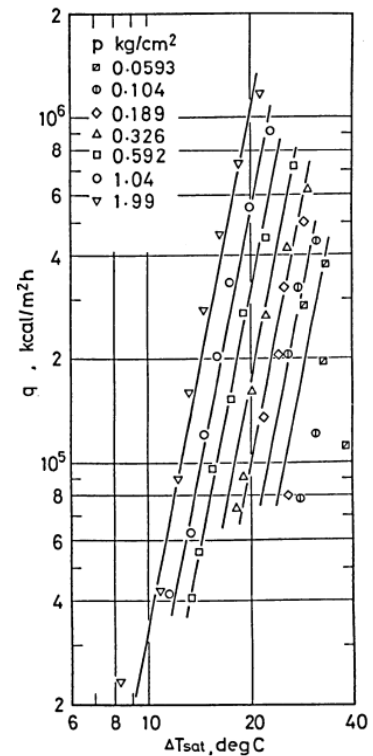
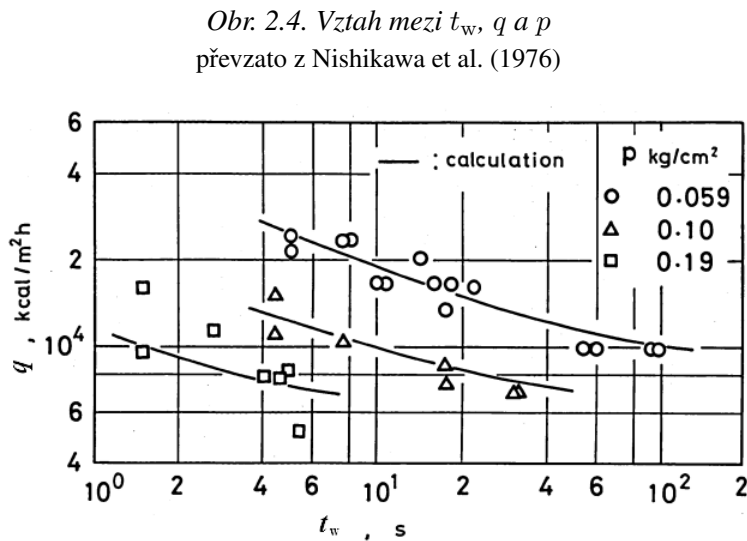
Pro velikost součinitele přestupu tepla v celém rozsahu tlaků byly sestaveny jednoduché vztahy:

1. Pro vodu: $\alpha = 7,14 \cdot 10^{-2} p^{0,2} q^{0,8}$.
2. Pro etanol: $\alpha = 1,28 \cdot 10^{-2} p^{0,3} q^{0,8}$.

Křivky varu pro vodu korelované předposledně uvedenou rovnicí zobrazuje Obr. 2.5.

Bier et al. (1977) v úvodu zmiňuje závěry jiných prací, naznačující lineární zvyšování součinitele přestupu tepla α s tlakem v rozsahu tlaků od atmosférického do $p_r = 0,5$. Zároveň upozorňuje na značně omezené množství prací, které se zabývá varem v oblasti $p_r > 0,5$ a na neověřené závěry z těchto prací, naznačující silnější závislost α na tlaku v této oblasti. Menší počet prací může podle autorů souviset s obtížně měřitelnými rozdíly mezi teplotou povrchu a kapaliny, jelikož přehřátí s rostoucím tlakem klesá natolik, že se vzhledem k chybovosti měření teploty stává velice obtížně měřitelným – v oblastech $p_r > 0,9$ uvádí autoři přehřátí 0,02 až 0,4 °C. V další části práce jsou uvedeny výsledky experimentálního měření varu chladiv R12, R131B1, R115, RC318 v oblasti tlaků $0,1 < p_r < 0,98$ a v rozsahu tepelných toků od iniciace bublinového varu do kritického tepelného toku q_{kr} za extrémní přesnosti měření teplotního rozdílu $\pm 0,005$ °C.

Obr. 2.5. Křivky varu při různých p
převzato z Nishikawa et al. (1976)



Niro a Beretta (1990) zkoumají režimy varu v dvoufázových termosifonech, jelikož při jejich návrhu je žádoucí vyhnout se oblastem s nestabilním režimem varu. Podle nukleačních frekvencí dělí autoři var na:

1. Oblast přerušovaného varu, při které je nukleační frekvence $f < 0,1$ Hz. Po poměrně dlouhé čekací době dochází k velmi rychlému (skoro až explozivnímu) vývinu parních bublin doprovázenému fluktuacemi tepelných parametrů. Čekací doba t_w je přitom větší, než doba růstu bublin t_g .
2. Přechodovou oblast mezi přerušovaným a vyvinutým varem s intervalem nukleačních frekvencí $0,1 < f < 10$ Hz. V této oblasti se při frekvencích asi 1 Hz nachází tzv. „pístová podoblast“, při které mají stoupající bubliny víceméně totožný poloměr, jako termosifon.
3. Oblast vyvinutého varu s frekvencemi $f > 10$ Hz, ve které dochází ke kontinuálnímu vývinu silných parních sloupců zpravidla tvořených diskrétními malými bublinami. Platí, že $t_w < t_g$.

Práce mimo jiné uvádí vztahy pro stanovení t_w , t_g nebo vztah pro tepelný tok potřebný pro přechod do oblasti plně vyvinutého varu. Pro zkoumání výše uvedených režimů byla provedena experimentální měření varu vody a acetonu v termosifonech s vnitřními průměry 12 a 30 mm při redukováných tlacích 10^{-4} až 10^{-2} (pro vodu cca 2 až 221 kPa). V oblastech nízkých tlaků dochází ke vzniku velkých bublin při dlouhých čekacích dobách, což je podle autorů způsobeno závislostí (dp/dT) fázového rozhraní kapalina–pára, která vystupuje v Clausiově–Clapeyronově rovnici. Var je kvůli tomu při nízkých tlacích více nestabilní v porovnání s varem při standardních tlacích.

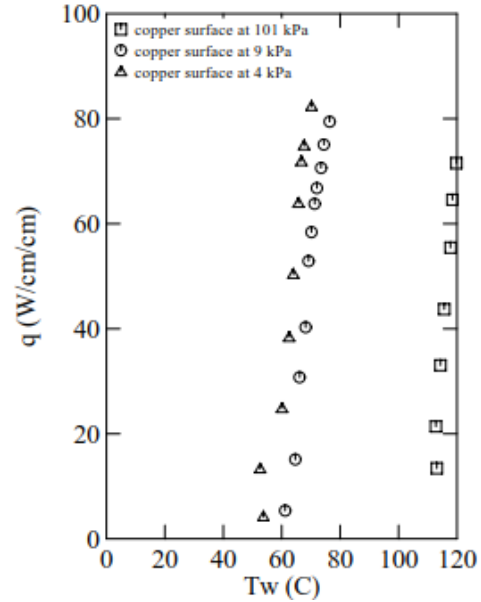
V McGillis et al. (1991a) je pro zkoumání varu vody použit horizontální povrch $12,7 \times 12,7$ mm s modifikacemi pro intenzifikaci přestupu tepla – žebry na povrchu, povrchovými úpravami, nebo fluidizovaným ložem nesmáčivých částic. Experimentální měření probíhalo při tlacích v rozmezí od 4 do 9 kPa (T_{sat} mezi 29 až 43,6 °C). Hustoty tepelných toků se pohybovaly do 1 MW m^{-2} při bublinovém varu a $2,3 \text{ MW m}^{-2}$ pro výzkum kritického toku. Při bublinovém varu vznikaly velké

bublíny, viz Obr. 2.6, s dlouhou čekací dobou. Režimy a oblasti varu při použitých modifikacích byly v zásadě stejné, jako při varu na standardních výhřevných plochách. Pro určitý tepelný tok je za nižších tlaků potřeba nižších teplot stěny T_w , viz Obr. 2.7, ale vyšších přehřátí ΔT . Zbytek práce se zabývá stanovením optimálních parametrů zkoumaných modifikací z hlediska přestupu tepla při varu (např. rozteč a délka žeber).

Obr. 2.6. Fotografie vznikající bubliny
převzato z McGillis et al. (1991a)



Obr. 2.7. q pro teploty stěny
převzato z McGillis et al. (1991a)



McGillis et al. (1991b) se zabývá varem na měděném čtvercovém $12,7 \times 12,7$ mm a kruhovém povrchu $D = 9,8$ mm, při tlacích 2 až 110 kPa s maximálními hustotami tepelných toků $1,6 \text{ MW m}^{-2}$. Za nízkých tlaků byla pozorována tvorba bublin z několika málo kavit – typicky z jedné až dvou. Čekací doba se s rostoucím tlakem zkracovala – byla stanovena experimentálně ze skokového nárůstu teploty v kondenzátoru parní fáze. Pro přehřátí potřebné k iniciaci varu je použit vztah

$$\Delta T_{\text{sat},i} = \frac{1,6 \sigma T_{\text{sat}}}{R_c \rho_g \Delta h_{lg}}, \quad (2.3)$$

kde R_c je průměr kavity, pro který byl použit vztah z práce Hsu (1962) $R_c = 0,8 r_{kr}$, kde r_{kr} je kritický příp. rovnovážný poloměr bubliny, který lze pro příslušné přehřátí stanovit vyjádřením r ze vztahu (3) na str. 12. Pro vyjádření čekací doby je použit vztah rovněž uvedený v práci Hsu (1962)

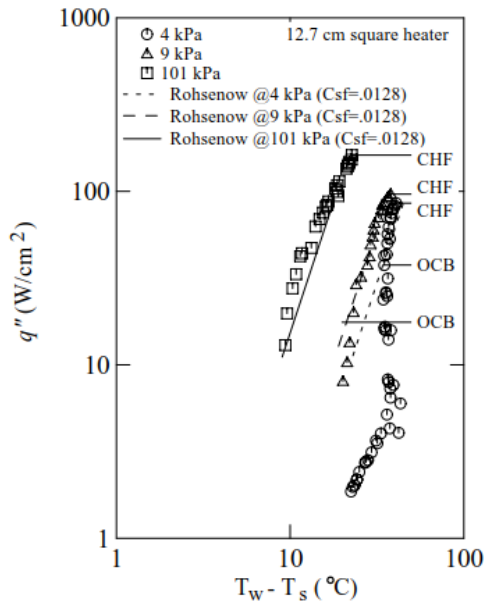
$$t_w = \frac{\pi \lambda_l \rho_l c_{p,l}}{4 q} \left(\frac{1,6 \sigma T_{\text{sat}}}{R_c \rho_g \Delta h_{lg}} + \frac{R_c q}{\lambda_l} \right)^2. \quad (2.4)$$

Zejména pro nižší tlaky však byly čekací doby podstatně vyšší, než podle vztahu (2.4), nicméně s odpovídajícím trendem. V práci se rozlišují dvě oblasti varu – var přerušovaný, při kterém je čekací doba t_w vyšší než doba růstu bubliny do odpoutání t_d a var kontinuální. Při přerušovaném varu může docházet k významným fluktuacím – zejména teploty výhřevného povrchu. Doba růstu bubliny do odpoutání od výhřevného povrchu byla stanovena jako $t_d = 13,179 p^{-0,565}$. Pro hustotu tepelného toku potřebnou k zahájení kontinuálního varu q' byla užitím podmínky $t_w = t_d$ sestavena rovnice

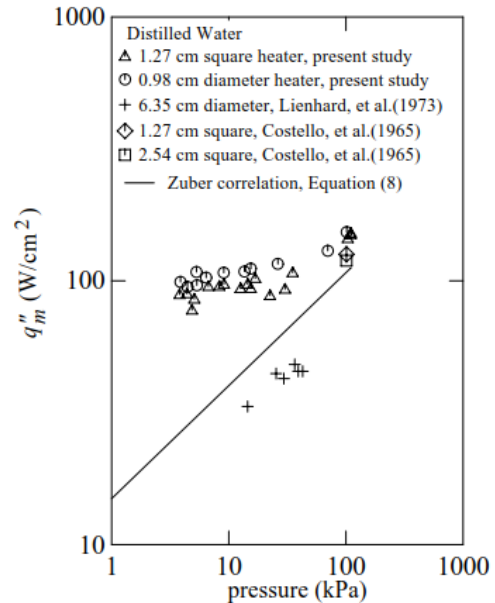
$$q' = \frac{0,219 \sigma T_{\text{sat}} p^{0,283}}{R_c \rho_g \Delta h_{lg}} \sqrt{\pi \lambda_l \rho_l c_{p,l}}. \quad (2.5)$$

V oblastech $q > q'$ byla naměřená data porovnána s korelací Rohsenow (1952), viz Obr. 2.8, a to i mimo oblast jejího použití ($p < 16,9$ kPa). Korelace (pro autory poměrně překvapivě) dobře odpovídala naměřeným hodnotám. Hodnoty naměřeného kritického tepelného toku spolu s hodnotami z jiných prací byly porovnány s korelací Zuber (1959), viz Obr. 2.9. Pro tlaky nižší, než atmosférický tlak se korelace neosvědčila, jelikož naměřené q_{kr} byly i třikrát vyšší. Možnou příčinu spatřují autoři v podstatné změně hustoty parní fáze s měnícím se tlakem, kterou Zuberova korelace nevystihuje.

Obr. 2.8. Závislost $q(\Delta T)$
Experiment vs Rohsenow (1952)
převzato z McGillis et al. (1991b)



Obr. 2.9. Závislost $q_{kr}(p)$
Experiment vs Zuber (1959)
převzato z McGillis et al. (1991b)



Schroder et al. (1996) uvádí, že při tlacích okolo 10 kPa byl pozorován vznik velkých bublin s průměry okolo 1 cm, které poměrně rychle implodovaly, avšak přesto zvýšily tepelné parametry varu, tzn. že bylo potřeba menších přehřátí u stěny. Pro snížení potřebného přehřátí je ovšem nutné zajistit rovnoměrnou nukleaci po celém výhřevném povrchu, což je v mnoha případech velice nesnadné.

Bhaumik et al. (2004) pojednává o varu na horizontální nerezové 150 mm dlouhé trubce s vnitřním průměrem 18 mm a vnějším průměrem 32 mm s leštěným povrchem. Trubka je elektricky vyhřívána. Tlak byl měněn v intervalu 20 až 97 kPa v šesti krocích. Testovanými látkami byla destilovaná voda, benzen a toluen. Bylo pozorováno, že teplota povrchu trubky se měnila podle obvodové polohy – byla minimální v nejnižším bodě a maximální v nejvyšším bodě. Podobný trend byl pozorován i v jiných pracích – např. v Kang (2000). Díky tomu se s obvodovou polohou mění i lokální hustota tepelného toku a součinitel přestupu tepla, pro který byla sestavena závislost $\alpha = C_1 q^{0,7} p^{0,32}$, kde konstanta C_1 závisí na obvodové poloze a vroucí kapalině (pro vodu se pohybuje od 0,537 v nejnižším bodě trubky do 0,427 pro bod nejvyšší).

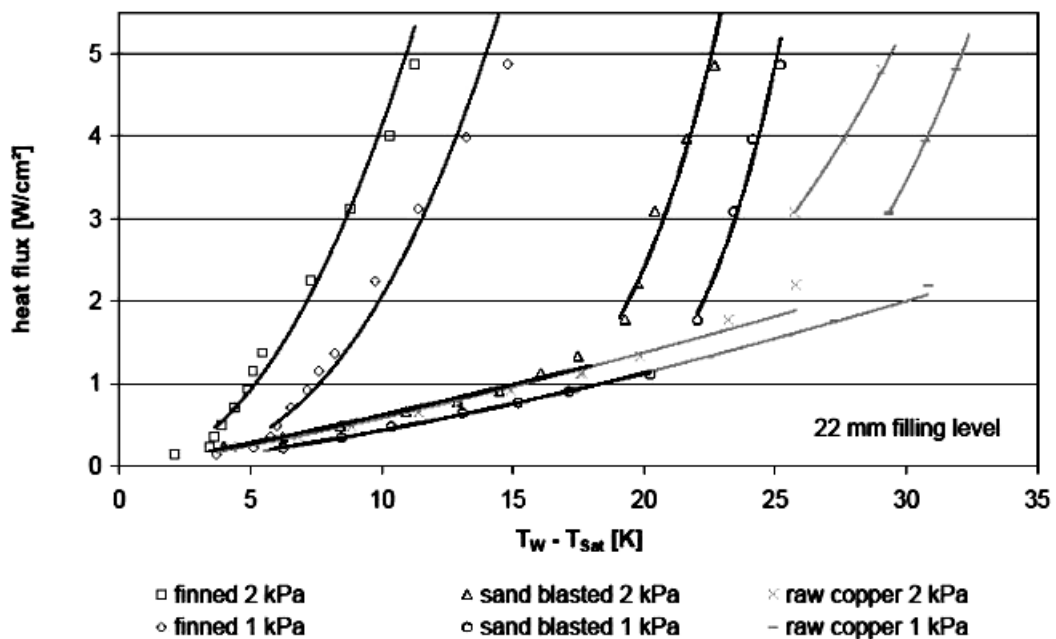
Liu a Liao (2006) uvádí, že ve většině odparek lze dosáhnout varu na vyhříváných trubkách i při nízkých tepelných tocích snížením prostoru mezi trubkami a umístěním trubek do řad (*inline*) nebo do trojúhelníkového (*staggered*) uspořádání, což je přínosné tam, kde nelze provádět zásadnější úpravy povrchu – např. tam, kde je zvýšená koroze nebo vyšší míra ulpívání nečistot na povrchu. Optimální mezera mezi vnějšími stěnami dvou sousedících trubek by měla podle autorů být 2 mm. Autoři na svazku trubek měřili tepelný tok při tlacích 20, 50 a 101 kPa. Při vyhodnocování byla poměrně úspěšně použita korelace Kutateladze a Borishanski (1962), viz vztah (1.28) na str. 28.

V Schnabel et al. (2008) se zkoumá var vody na hladkém a pískovaném měděném povrchu, ale také na žebrovaném bloku. Pro predikci výsledků je použita korelace Gorenflo a Kenning (2010)

$$\frac{\alpha}{\alpha_0} = \left(\frac{Ra}{Ra_0} \right)^m \left(\frac{\lambda_l \rho_l c_{p,l}}{\lambda_{l,0} \rho_{l,0} c_{p,l,0}} \right)^{0,25} F \left(\frac{q}{q_0} \right), \quad (2.6)$$

kde $F = 1,73 p_r^{0,27} + 6,1 p_r^2 + 0,68 p_r^2 / (1 - p_r^2)$. Pro oblast přirozené konvekce je aplikována tamtéž uváděná korelace: $Nu = 0,6 (Gr Pr)^{1/4}$. Měření probíhalo při tlacích 1 a 2 kPa nad hladinou a výšce hladiny 10, 20 a 22 mm. Bubliny při experimentech měly maximální pozorované průměry mezi 40 až 60 mm a tvořily se pouze na jedné až dvou kavitách. Vliv tlaku a povrchu je dobře patrný z Obr. 2.10. Je vidět, že k iniciaci bublinového varu dochází pro nižší tlaky při vyšších přehřátích. Autoři usuzují, že korelace Gorenflo a Kenning (2010) poměrně dobře kopíruje experimentální data s chybovostí 5 až 10 %.

Obr. 2.10. Křivky varu pro různé tlaky a povrchy
převzato ze Schnabel et al. (2008)

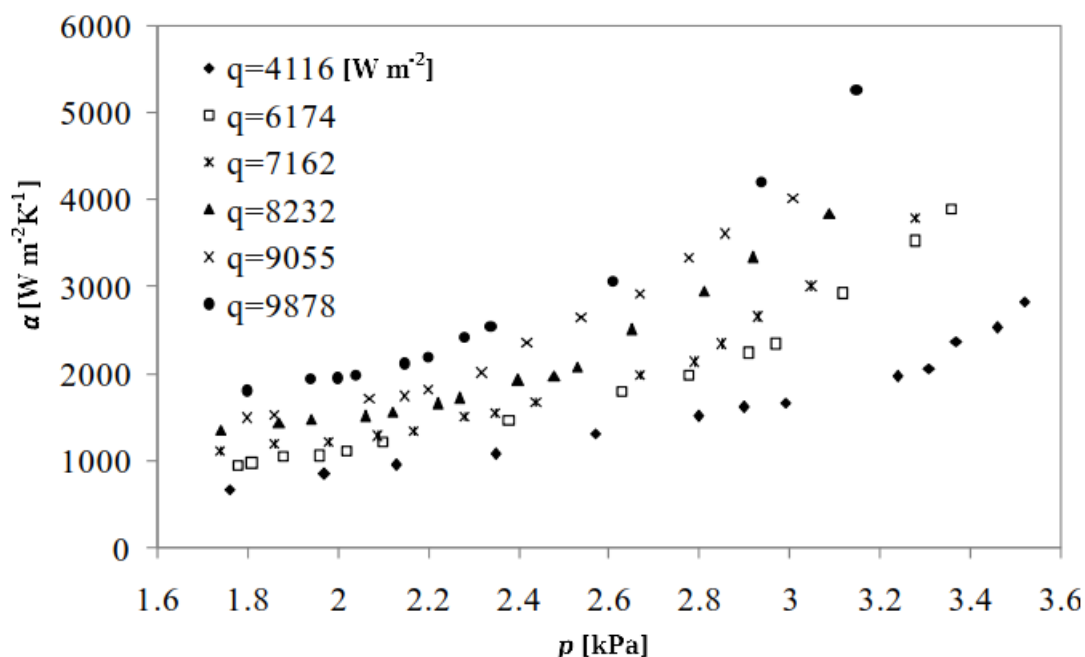


Práce Sloan et al. (2009) spolu s prací Laca a Wirtz (2009) pojednávají o varu na površích s vláknitou strukturou (*screen laminate surface*). Práce potvrzují, že s klesajícím tlakem dochází při zachování určité hodnoty přehřátí k poklesu součinitele přestupu tepla a tepelného toku.

Kalani a Kandlikar (2013) zkoumá var etanolu na několika měděných elementech $20 \times 20 \times 3$ mm s mikrokanály při snižujících se tlacích od 101 kPa do 16,7 kPa (odpovídá saturačním teplotám 78,3 až 38,2 °C). Všechny elementy vykazovaly stejné chování. Při klesajícím tlaku docházelo k iniciaci varu při vyšších přehřátích. Kritický tepelný tok (stanovený jako takový tepelný tok, jehož velikost neroste s rostoucím přehřátím) činil při atmosférickém tlaku 490 kW m⁻² (přitom bylo naměřeno přehřátí 22 °C), zatímco při tlaku 16,7 kPa pouze 320 kW m⁻² (naměřené přehřátí 42 °C).

Yu et al. (2015) zmiňuje využití vody (R718) jako chladiva. V takových aplikacích často dochází k varu vody za podtlaků. Práce se zabývá varem vody na měděných trubkách s vnějším průměrem 20,8 mm a elektrickým ohřevem při tepelných tocích 4 až 10 kW m⁻² a tlacích 1,8 až 3,3 kPa, kterým odpovídají saturační teploty 15,8 až 25,6 °C. Výsledky měření potvrzují obecně uznávaný poznatek, že rostoucí tlak zvyšuje součinitel přestupu tepla při zachování hustoty tepelného toku q , jak ukazuje Obr. 2.11, ze kterého je patrné, že trend růstu součinitele přestupu tepla α je v oblastech velmi nízkých tlaků menší, než při vyšších tlacích, což může být podle autorů způsobeno postupným převládáním určitého mechanismu přestupu tepla na úkor přirozené konvekce. Naměřená data byla

Obr. 2.11. Závislost α na p
převzato z Yu et al. (2015)



korelována vztahy: $Nu = C Gr^{-0,891} Pr^{0,578}$, kde součinitel $C = 0,226 p^{1,497} q^{1,023}$, přičemž tlak p je nutno dosadit v kPa. Z porovnání experimentálních výsledků s korelací Cooper (1984) je podle autorů patrné, že Cooperova korelace je pro predikci dat zcela nevhodná.

2.2 Vliv podchlazení

V práci Judd et al. (1991) jsou v úvodu shrnuty poznatky jiných prací, zabývajících se vlivem podchlazení objemu vroucí kapaliny na velikost přehřátí $\Delta T = T_w - T_{sat}$ u plochého výhřevného povrchu, které ovlivňuje součinitel přestupu tepla α . Autoři se snaží aplikovat dříve vytvořený mechanistický model vysvětlující pozorovaný trend. Model je založen na nestacionárním vedení tepla, přirozené konvekci a výparu v mikrovrstvě vznikajících bublin. Experimentální měření prováděná při tíhových i jiných zrychleních nasvědčují tomu, že při malých podchlazeních se přehřátí zvyšuje a při větších podchlazeních dochází k pozvolnému poklesu přehřátí vlivem zintenzivnění přirozené konvekce. Situaci pro různé tepelné toky při tíhovém zrychlení zobrazuje Obr. 2.12. S rostoucím tíhovým zrychlením byl pozorován stejný průběh se strmějším poklesem přehřátí při vyšších podchlazeních. Mimo to bylo pozorováno, že čekací doba se se zvyšujícím podchlazením rovněž zprvu zvyšuje a poté snižuje. Autoři prezentují vlastní mechanistický model, který vystihuje výše uvedené trendy. Jejich postup je založený na vyjádření citlivosti hustoty aktivních nukleačních míst a citlivosti nukleační frekvence na změnu podchlazení při stavu blízkém stavu nasycení. Využívají přitom modelu Hsu (1962) a empirické korelace pro tloušťku mezní vrstvy při malých podchlazeních: $\delta = 0,0175 \alpha^{-1/2}$ a při velkých podchlazeních: $\delta = 1,5 \alpha^{-1}$, kde α je součinitel přestupu tepla. S jejich pomocí ukazují, že při nízkých podchlazeních se sice zvyšuje průměrná tloušťka teplotní mezní vrstvy nad výhřevným povrchem, ale zároveň klesá počet aktivních nukleačních míst. Po vyjádření obou citlivostí se autorům daří sestavit teoretický model, který predikuje experimentálně zjištěný trend i když zanedbává nezávislost směrnice derivace přehřátí podle podchlazení na velikosti tepelného toku. Podchlazení, při kterém se přirozená konvekce stává dominantním mechanismem, je nezávislé na kombinaci vroucí kapalina – výhřevný povrch.

2.3 Vliv materiálových vlastností výhřevné plochy

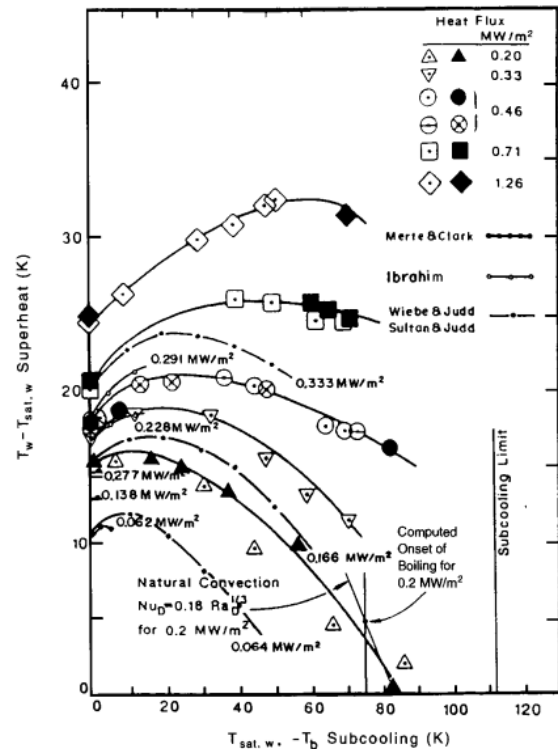
Kurihara a Myers (1960) vyšetřuje závislost parametrů varu vody, acetonu, n-hexanu, tetrachlormetanu a sirouhlíku na leštěném kruhovém měděném povrchu o průměru 76,2 mm. Pro leštění bylo použito šesti brusných papírů. Bylo leštěno opakovaním deseti tahů v jednom směru a deseti tahů kolmých k tomuto směru. Parametry povrchu se s výjimkou vody neměnily v průběhu měření. Závěrem práce je, že parametry varu byly přímo úměrné $n^{1/3}$, kde n je hustota aktivních nukleačních míst, která je vyšší pro drsnější povrchy. Povrchy s takovými povrchovými úpravami, díky kterým vzniká velmi úzké spektrum velikostí kavit, jsou velmi citlivé na změny přehřátí ΔT a mají tudíž strmou křivku varu.

Berenson (1962) popisuje var n-pentanu při atmosférických tlacích v závislosti na drsnosti povrchu, materiálu a čistotě, jejichž variacemi bylo možno dosáhnout až 600 % nárůstu součinitele přestupu tepla. Autor zmiňuje, že střední drsnost povrchu zřejmě není vhodným ukazatelem pro predikci tepelných parametrů varu, jelikož např. lapované povrchy, byť hladší, než povrchy broušené brusným papírem, mají vhodnější předpoklady pro nukleaci, jelikož povrch je při lapování v kontaktu se suspenzí oleje a malých tvrdých částic, díky kterým vznikne na lapovaném povrchu větší počet kavit, které slouží jakožto potenciální nukleační místa. Byly zkoumány i jiné oblasti, než oblast bublinového varu. Stablní filmový var podle naměřených údajů nezávisí na drsnosti, čistotě a materiálu výhřevné plochy, zatímco bublinový var i var v nestablní filmové oblasti ano.

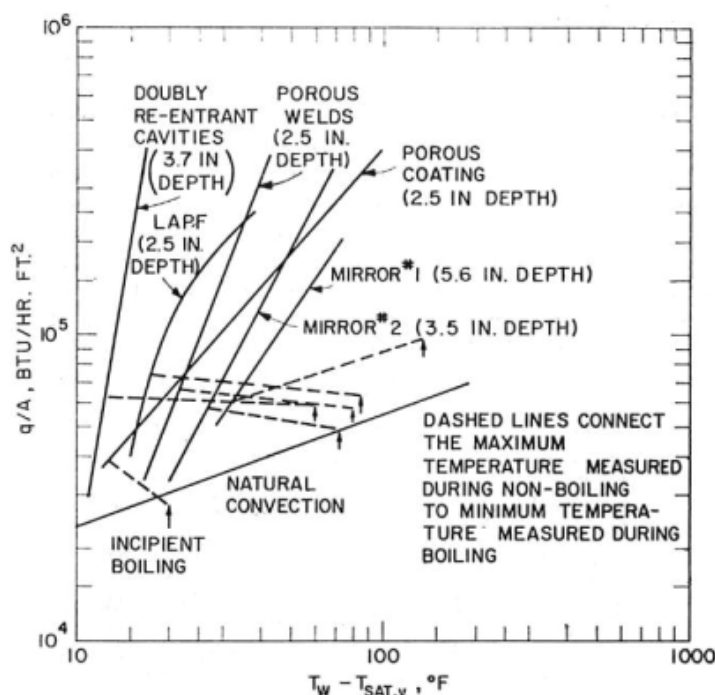
Marto a Rohsenow (1966) pojednává o varu alkalických kovů, konkrétně průmyslově vyráběného sodíku (teplota varu 882 °C). Alkalické kovy mají v okolí bodu varu velmi dobrou smáčivost vůči kovovým povrchům, což dává spolu s jejich chemickou aktivitou dobrý předpoklad pro akcentovanou závislost jejich varu na vlastnostech výhřevného povrchu, než v případě běžných kapalin. Var probíhal na horizontálním plochem disku s průměrem 65 mm z nerezové oceli a niklu se zrcadlovým povrchem, lapovaným povrchem, povrchem s porézními návarý (zdroj kavit), porézním povlakem, nebo na povrchu s umělými kavítami se zásobárnou plynné fáze. Pro zajištění dokonalé čistoty byly povrchy 12 hodin zalité kyselinou chlorovodíkovou. V případě drsnějších povrchů byla potřeba dosáhnout výrazně nižších iniciačních přehřátí (pro lapovaný povrch $\Delta T_i = 42,2$ °C, pro zrcadlový povrch 65,6 °C), nicméně po iniciaci nebyly rozdíly při probíhající varu tak markantní (lapovaný povrch $\Delta T = 5,0$ °C, zrcadlový povrch $\Delta T = 8,9$ °C). Výsledky práce zobrazuje Obr. 2.13, ze kterého jsou patrné odlišné směrnice křivek varu pro různé povrchové úpravy.

Magrini a Nannei (1975) experimentálně zkoumají nasycený var vody za atmosférického tlaku na horizontální trubce s povrchem z různých kovů (měď, stříbro, zinek, nikl, cín), kterými byly v různých tloušťkách (5 až 250 μm) pokoveny trubky z epoxidové pryskyřice. Měření probíhalo při $q = 5 \cdot 10^4$ až $8 \cdot 10^5 \text{ W m}^{-2}$. Tloušťky plátovaných vrstev byly stanoveny vážením, elektronickým měřením tloušťek, odporovým měřením volt-ampérové charakteristiky nanosené vrstvy a širší vrstvy i přesným kontaktním měřením. Střední drsnost všech povrchů se pohybovala mezi 0,7 až 1,0 μm . Pro měď a stříbro nebyl vliv tloušťky materiálu na q , potažmo α , jakkoliv patrný. Pro zbylé materiály

Obr. 2.12. Velikost přehřátí u stěny v závislosti na podchlazení kapaliny v objemu
převzato z Judd et al. (1991)



Obr. 2.13. Křivky varu sodíku
převzato z Marto a Rohsenow (1966)



nasvědčují výsledky autory prováděného experimentu tomu, že pro dané q je potřeba tím menšího ΔT , čím je tloušťka vrstvy daného kovu menší. Přitom docházelo k zvýšení α až o 600 %. Je-li však tloušťka kovové vrstvy vyšší, než tzv. mezní tloušťka, je q na tloušťce nezávislé. V oblastech pod mezní tloušťkou je závislost tím silnější, čím je vodivost materiálu nižší (proto se zřejmě měď a stříbro jeví jako na tloušťce nezávislé). V oblastech tlouštěk vyšších než mezní tloušťka závisí q na kombinované vlastnosti materiálu povrchu: $\sqrt{\lambda_s \rho_s c_{p,s}}$. Index „s“ značí vlastnosti kovové vrstvy. Čím je tento parametr vyšší, tím nižší je potřebné přehřátí ΔT pro dané q a tím vyšší je tudíž α . Autoři předpokládali funkční závislost přehřátí ve tvaru $\Delta T = q^n f(\lambda_s d, \sqrt{\lambda_s \rho_s c_{p,s}})$, kde d je tloušťka nanesené vrstvy. Pro soubor experimentálních dat byla s chybovostí $\pm 15\%$ odvozena korelace

$$\Delta T = 0,27 q^{0,25} \left[1 + \frac{4 \cdot 10^4}{\sqrt{\lambda_s \rho_s c_{p,s}}} \left(1 - \exp(-4,5 \cdot 10^9) \cdot (\lambda_s d)^3 \right) \right]^{0,75} \quad (2.7)$$

Mezní tloušťka vrstvy je pro zinek přibližně 70 μm , pro cín a nikl pak přibližně 15 μm .

Bier et al. (1978) pojednává o změnách součinitele přestupu tepla α chladiva R11 a R115 v širokém intervalu redukovaných tlaků $0,004 < p_r < 0,91$, což pro R11 odpovídá tlakům asi 18 kPa $< p < 4$ MPa, v závislosti na drsnosti povrchu. Byl použit chemicky leptaný, soustružený, hlazený a leštěný povrch. Práce zmiňuje, že vliv redukovaného tlaku na relativní velikost α vůči referenční hodnotě α_0 , získané při atmosférickém tlaku, je pro všechny povrchy stejný a nezávislý na jejich kvalitě. Z experimentálních dat je sestaven vztah

$$\frac{\alpha}{\alpha_0} = 0,4 + 4,65 p_r + \frac{1,65 p_r}{1 - p_r} \quad (2.8)$$

Vliv samotné kvality povrchu na velikost α nicméně nelze vystihnout jediným parametrem (např. jeho drsností) v celém rozsahu redukovaných tlaků. Pro vystihnoutí vlivu drsnosti je prezentován mechanistický model s přirozeně-konvektivní a nukleační složkou celkového tepelného toku. Výsledné

vztahy je možné použít při znalosti hustoty aktivních nukleačních míst a průměru bublin při odpoutání, pro který jsou použity empirické korelace Fritz (1935), viz vztah (1.4), pokud $p_r \geq 0,1$ anebo korelace Cole a Rohsenow (1969), viz vztah (1.41), pokud $p_r < 0,1$.

V Nishikawa et al. (1982) je zkoumán nasycený var freonů R-11, R-21, R-113 a R-114 na sedmi horizontálních rovinných měděných površích s různou drsností v intervalu $0,022 < Rp < 4,31$ v širokém rozsahu redukovaných tlaků $0,03 < p_r < 0,98$ (pro R11 odpovídá asi $132 \text{ kPa} < p < 4,3 \text{ MPa}$). Autoři vychází ze standardního funkčního předpisu $\alpha = C_1 f(Rp, p_r) F(p_r) q^m$, kde C_1 je součinitel, $f(Rp, p_r)$ je funkce obecného parametru drsnosti povrchu, pro který je kromě přímé závislosti na drsnosti povrchu Rp rovněž uvažována závislost na redukovaném tlaku p_r , jelikož rozdíl v počtu aktivních nukleačních míst mezi drsnými a hladkými povrchy je vyšší při nižších tlacích a menší při vyšších tlacích. Podle autorů se tudíž vliv drsnosti povrchu na přestup tepla při varu snižuje s rostoucím tlakem. Funkce $F(p_r)$ charakterizuje vliv tlaku na přestup tepla při varu při neměnných vlastnostech výhřevného povrchu a m je hledaný exponent. Funkce f a F jsou v další části práce nahrazeny mocninnými závislostmi. Využitím teoremu korespondujících stavů, zavedením v práci definovaných komplexů, rozměrovou analýzou a analýzou experimentálních dat dospěli autoři k závěru, že efekt drsnosti povrchu je tlumen s rostoucím tlakem. Proto vystupují-li v různých korelacích drsnosti povrchů umocněné na určitý exponent nelze podle autorů v širším rozsahu tlaků považovat takový exponent za konstantní. Výsledná korelace pro stanovení α má tvar

$$\alpha = C_2 f(R_r) F(p) q^{4/5}, \quad (2.9)$$

kde rozměrová konstanta $C_2 = 31,4 p_{kr}^{1/5} M_m^{-1/10} T_{kr}^{-9/10} (\text{W}^{1/5} \text{K}^{-1} \text{m}^{-2/5})$, přičemž T_{kr} je nutno dosazovat v Kelvinech. Funkce $f = (8 Rp)^{(1-p_r)/5}$, bezrozměrná funkce $F = p_r^{0,25} / (1 - 0,99 p_r)^{0,9}$. Molární hmotnost M_m je nutno dosadit v (kg kmol^{-1}) , drsnost Rp pak v (μm) .

Zhou a Bier (1996) se zabývá vlivem tepelné vodivosti a tloušťky materiálu na přestup tepla při bublinovém varu. Uvádí, že by se vliv tloušťky materiálu měl projevit pouze, je-li tloušťka nejsvrchnější vrstvy výhřevného povrchu nižší, než penetrační hloubka teplotních fluktuací způsobených nukleačními cykly vznikajícími bublin. Pro penetrační hloubku fluktuací, při nichž pokles teploty výhřevného povrchu odpovídá 90 % rozdílu mezi teplotou stěny nad místy bez nukleace T_w a teplotou vroucí kapaliny T_{sat} , stanovili autoři hodnotu 0,35 mm v případě nerez a 1 až 2 mm v případě mědi (závisí na konkrétní velikosti q). Uvedené hodnoty byly autory vypočítány za několika zjednodušujících předpokladů (rozvinutí trubky do roviny, ekvidistantní vzdálenosti aktivních nukleačních míst, vznik vzájemně se neovlivňujících bublin, aj.). Tyto předpoklady jsou nejlépe splněny při hodnotách q okolo 50 kW m^{-2} . Pro korelaci průměru bubliny v závislosti na čase byla použita rovnice: $d(t) = K (t/t_0)^{1/2}$, kde rozměrový součinitel $K = 0,27 p_r^{-1}$ v (mm) a empiricky zjištěná hodnota $t_0 = 1 \text{ s}$. Autoři dále zmiňují, že povrch s nízkou teplotní vodivostí pomaleji vyrovnává lokální změny teploty, které vznikají při nukleaci bublin. Dále jsou změny teploty ve více vodivém materiálu rozvedeny do větší plochy, zatímco v materiálu s menší tepelnou vodivostí zůstávají lokálnějšího charakteru. Tyto odlišnosti mají v konečném důsledku za následek, že pokud zůstanou všechny ostatní parametry neměnné, bude součinitel přestupu tepla v případě méně vodivých povrchů nižší, než v případě povrchů s dobrou tepelnou vodivostí. Práce se zabývá experimentálním ověřením zmíněných tvrzení měřením přestupu tepla při varu chladiva R12 a i-pentanu na horizontální trubce z nerezové oceli posléze galvanicky pokovené měděným povlakem v různých tloušťkách od 2 μm do 1 mm. Redukované tlaky se pro i-pentan pohybovaly v rozmezí 0,03 až 0,40 (odpovídá cca 100 až 1 000 kPa) a pro R12 v rozmezí 0,20 až 0,70 (odpovídá cca 832 až 2 912 kPa). Hustota tepelných toků byla snižována z 40 na 0,5 kW m^{-2} . Byl pozorován nárůst součinitele přestupu tepla α s rostoucí tloušťkou měděného povlaku – pro i-pentan až 1,85 násobně, zatímco pro R12 1,45 až 1,65 násobně. S rostoucí tloušťkou povlaku klesala citlivost α na změny tlaku. Experimentální měření byla v souladu s výše uvedenými předpoklady.

V Benjamin a Balakrishnan (1997) se zkoumá var vody, acetonu, n-pentanu, n-hexanu a tetrachlor-

metanu na měděném, hliníkovém a nerezovém povrchu s různými drsnostmi při atmosférickém tlaku. Všechny kapaliny byly odplynovány. Byly měřeny hustoty aktivních nukleačních míst fotografickou analýzou. Z naměřených dat byl vyvozen závěr, že hustota aktivních nukleačních míst stejně jako hustota tepelného toku při zvýšení drsnosti nejprve poklesne a poté se zvyšuje. Autoři uvádějí práce, které rovněž dospěly k podobnému závěru, nicméně existují i práce, které popisují trend zvyšování a následného snižování hustoty tepelného toku. Podle autorů je tento trend závislý na způsobu výroby a konečných drsnostech povrchů. Z naměřených dat sestavili autoři vztah (1.74) a vztah (1.73) uvedené na str. 40.

V Hewitt (1998) je upozorněno na fakt, že přestup tepla při varu závisí jednak na kvalitě povrchu a případných povrchových úpravách, ale také na orientaci poruch povrchu (např. v případě povrchu trubky záleží jestli je porucha obvodová, nebo axiální).

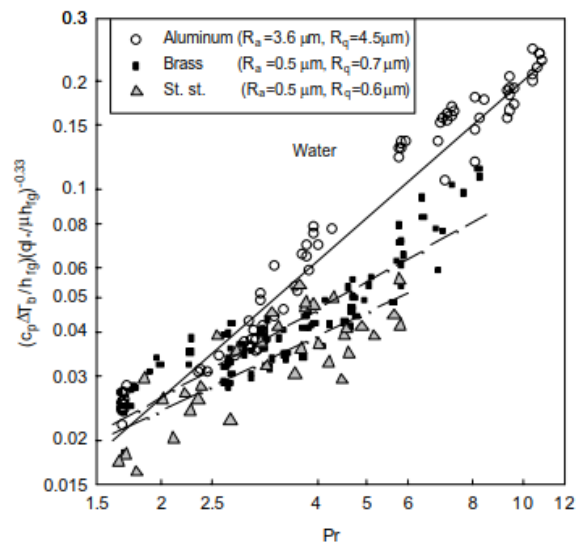
Kang (2000) zmiňuje, že úprava vlastností povrchu je jedním z neefektivnějších způsobů, jakým lze zvyšovat přestup tepla při varu a kategorizuje možné modifikace povrchu na: 1) Zdršňování povrchu; 2) Povlakování povrchu; 3) Zapaření povrchu speciální geometrií; 4) Ovinutí povrchu drátem nebo provazem; 5) Vytvoření umělých kavit na povrchu za použití vrtáků nebo ostrých hrotů. Dále kategorizuje možné vlivy takových úprav vůči průběhu varu na: 1) Snížení teploty pro počátek bublinového varu; 2) Vznikání většího množství bublin; 3) Snížení doby, po kterou je bublina přimknuta k výhřevnému povrchu. Autor v úvodu práce zmiňuje, že zvýšení tlaku potlačuje vliv povrchu na průběh varu, jelikož s rostoucím tlakem klesá hustota aktivních nukleačních míst na povrchu. Podle autora doposud nebyla publikována práce, která by se zabývala vlivem drsnosti povrchu vůči průběhu varu na vertikálních trubkách. Práce obsahuje závěry z experimentálního měření na nerezových odporově ohřívaných trubkách s průměry 9,70; 19,05 a 25,40 mm dvou drsností $Rq = 15,1$ nm a $Rq = 60,9$ nm dosažených broušením pískovým papírem. Byly použity tři délky trubek: 100; 300 a 530 mm. Trubky byly natočeny do horizontální ($\theta = 0^\circ$), šikmé ($\theta = 45^\circ$) a vertikální ($\theta = 90^\circ$) polohy, kde θ je inklinací úhel vůči vodorovné poloze. Z měření vyplývá, že nachází-li se trubka v horizontální poloze, je součinitel přestupu tepla nejvyšší ve spodní části průřezu trubky a nejnižší v horní části průřezu trubky. Rozdíl mezi přestupem tepla v horní a spodní části se zvyšuje s rostoucím tepelným tokem, jelikož vznikají větší spojené parní bubliny, které zejména v horní části významně zhoršují přísun čerstvé kapaliny k výhřevnému povrchu. Proto autor používal pro vyhodnocení teploty, které byly naměřeny termočlánky v středních částech průřezu trubky. Při měření bylo potvrzeno, že zvyšování drsnosti povrchu napomáhá přestupu tepla při varu – pro horizontálně polohované trubky je však vliv drsnosti podstatně menší, než pro vertikální orientaci. Důvodem je podle autora mechanismus promíchávání kapaliny v těsné blízkosti výhřevného povrchu, který je v případě vertikální orientace intenzivnější. Výsledky experimentů naznačují, že při nižších hustotách tepelného toku ($q < 50$ kW m⁻²) je vliv drsnosti povrchu značný v porovnání s vyššími q , jelikož vzniká více izolovaných bublin, které kloužou po povrchu trubky a narušují tak teplotní mezní vrstvu. Ke vzniku spojených bublin dochází v této oblasti poměrně zřídka. Porovnání výsledků na kratších a delších vertikálních trubkách svědčí o zvyšování vlivu drsnosti povrchu na α s rostoucím poměrem (L/D), jelikož vznikající bublina způsobí v případě delších trubek promíchání kapaliny nad větší plochou výhřevného povrchu.

Ve svém přehledu uvádí Pioro et al. (2004), že obecně lze vliv povrchu rozdělit na termofyzikální vlastnosti (např. tepelná vodivost), interakční vlastnosti (smáčivost vůči vroucí látce) a mikrogeometrii (rýhy a póry na povrchu). Velikost součinitele přestupu tepla nejsou ovlivněny nově vznikajícími nerovnostmi (koroze, abraze, aj.), pokud takové nerovnosti nemohou sloužit jako potenciální aktivní nukleační místa. Při zvyšování drsnosti povrchu dochází k ovlivnění součinitele přestupu tepla α pouze do určité hodnoty. Další zvyšování drsnosti povrchu nemá na velikost α vliv (pokud se ovšem drsnosti nepohybují v oblasti mezi 50 až 100 μ m, v této oblasti lze totiž nerovnosti považovat za mikro-žebra a dochází k dalšímu zvyšování α). Termofyzikální vlastnosti materiálu ovlivňují teplotní distribuci při nukleaci bublin, jelikož při ní dochází k lokálním poklesům teploty stěny v důsledku spotřeby vázaného skupenského tepla. Dobře vodící materiály rozvedou tento lokální pokles teploty do větší plochy a navýší hustotu tepelného toku q v materiálu výhřevného povrchu, avšak příliš

neovlivní q přestupující z výhřevného povrchu do kapaliny. Pokud bude tepelná vodivost materiálu výhřevného povrchu nízká, může docházet k nukleaci z vícero potenciálních nukleačních míst, avšak průměrné tepelné toky připadající na jedno nukleační místo budou nižší. Při vhodné souhře okolností lze tak užitím méně vodivého materiálu navýšit tepelný tok – např. při varu za podtlaků dostatečně drsných povrchů bude docházet k nukleaci z více míst a α bude u hůře vodivého materiálu vyšší v porovnání s vodivým materiálem, jak ukazuje Obr. 2.14, ve kterém vysoké hodnoty Prandtlových čísel přísluší oblastem s nízkým tlakem. Nerezové oceli, jejíž body leží na Obr. 2.14 níže než v případě hliníku a mosazi, budou příslušet nejvyšší hodnoty α . S výše popsaným souvisí i tloušťka materiálu výhřevného povrchu. Dobře vodivé materiály jsou více náchylné k penetracím tepelných oscilací. Penetrační hloubka oscilací však rovněž závisí na frekvenci takových oscilací. Práce udává, že v případě málo vodivých materiálů dojde k ovlivnění oscilacemi pro tloušťky nižší, než 0,3 až 2 mm, zatímco u velmi dobře vodivých materiálů pro tloušťky nižší, než 1,4 až 10 mm. Mezi další vlivy, které jsou v práci uváděny patří: inklinace povrchu, tvar povrchu (např. teplotní distribuce po obvodu trubky), rozměry povrchu, hloubka ponoru výhřevného povrchu, var na nových a starých površích (tepelný tok klesá v průběhu prvních 100 až 200 hodin při varu na nových površích), aj.

Autoři v práci Jones et al. (2009) používají pro výzkum varu deionizované a odplynované vody a fluorinertu FC-77 za atmosférického tlaku šest hliníkových testovacích bloků $25,4 \times 25,4$ mm s různými drsnostmi povrchů vyráběné technologií EDM. Profilometrem byly stanoveny drsnosti povrchů $Ra = 0,038; 0,027; 1,08; 2,22; 5,89; 10,0$ μm . Dále byly stanoveny drsnosti Rq (RMS roughness), Rp , Rz . Nebylo však zjištěno, že by jeden z těchto parametrů postačoval pro vystihnoutí vlivu drsnosti na průběh varu. Bylo pozorováno zvyšování součinitele α s rostoucí drsností do určité mezní hodnoty, kdy další navyšování drsnosti nevedlo ke zlepšování tepelných parametrů varu. Při použití nejdrsnějšího povrchu $Ra = 10$ μm však došlo k dalšímu navýšení q a α , jak zachycují Obr. 2.15 a Obr. 2.16. Proč tomu tak je není zcela jasné. Pioro et al. (2004) upozorňuje, že při určitých drsnostech (50 až 100 μm) působí nerovnosti jako „mikro-žebra“ a může docházet k dalšímu růstu α . Uváděné a v experimentu použité drsnosti si však příliš neodpovídají. Kontaktní plocha byla na tomto povrchu o pouhé 1 % vyšší, než na povrchu s $Ra = 5,89$ μm . Proto je zřejmě popis povrchu pouze jeho drsností nedostatečný. Pro postizování vlivu drsnosti je uvažována závislost $\alpha = C Ra^i q^j$, kde C je konstanta. Exponent i se s rostoucím q mění jen velmi pozvolně (pro vodu $i = 0,09$ při 50 kW m^{-2} a $i = 0,11$ při 300 kW m^{-2}). Pro FC-77 je však závislost silnější. Panuje však nejistota, zda je i funkcí kontaktního úhlu, nebo nikoliv. Exponent j je podle experimentálních výsledků lineární funkcí drsnosti povrchu: $j = 0,8$ při $Ra = 0,038$ μm a $j = 0,87$ při $Ra = 10,0$ μm pro vodu. Experimentální data byla dále porovnána se třemi publikovanými korelacemi. Průměrné absolutní odchylky pro jednotlivé korelace udává Tab. 2.1. Grafické znázornění experimentálních dat a korelace s nejnižší odchylkou zobrazuje pro vodu Obr. 2.15 a pro FC-77 Obr. 2.16.

Obr. 2.14. Vliv vodivosti materiálu převzato z Pioro et al. (2004)



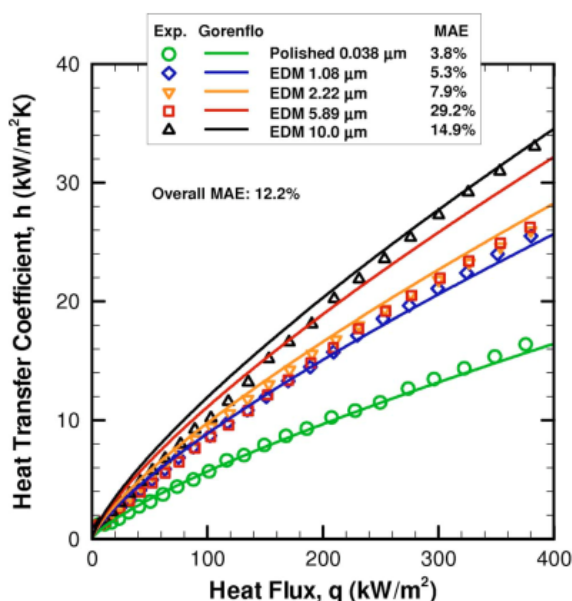
2.4 Vliv tíhového, popř. jiného zrychlení

V Ivey (1963) se na centrifuze zkoumá závislost kritického tepelného toku na odstředivém zrychlení soustavy. Maximální vyvozené zrychlení $a_{\text{max}} = 160 g$. Výsledky experimentů pro vodu na nerezových trubkách zobrazuje Obr. 2.17, ve kterém jsou zároveň zobrazeny křivky splňující:

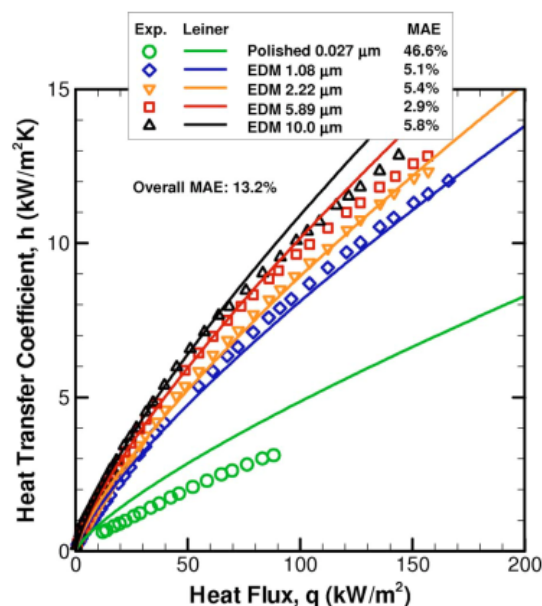
Tab. 2.1. Průměrné absolutní odchylky korelací
převzato z Jones et al. (2009)

Korelace	Voda	FC-77
Cooper (1984)	176 %	24,1 %
Gorenflo (1993)	12,2 %	23,1 %
Leiner (1994)	52,8 %	13,2 %

Obr. 2.15. $\alpha(\Delta T)$ experiment vs korelace
Gorenflo (1993) pro vodu
převzato z Jones et al. (2009)



Obr. 2.16. $\alpha(\Delta T)$ experiment vs korelace
Leiner (1994) pro FC-77
převzato z Jones et al. (2009)



1. Podmínku $(q_{kr}/q_{kr,g}) \sim (a/g)^{1/3}$, kterou předpokládá kupříkladu korelace Addoms (1948), viz vztah (3.1) na str. 69.
2. Podmínku $(q_{kr}/q_{kr,g}) \sim (a/g)^{1/4}$, kterou předpokládá kupříkladu korelace Zuber (1959), viz vztah (3.16) na str. 73.

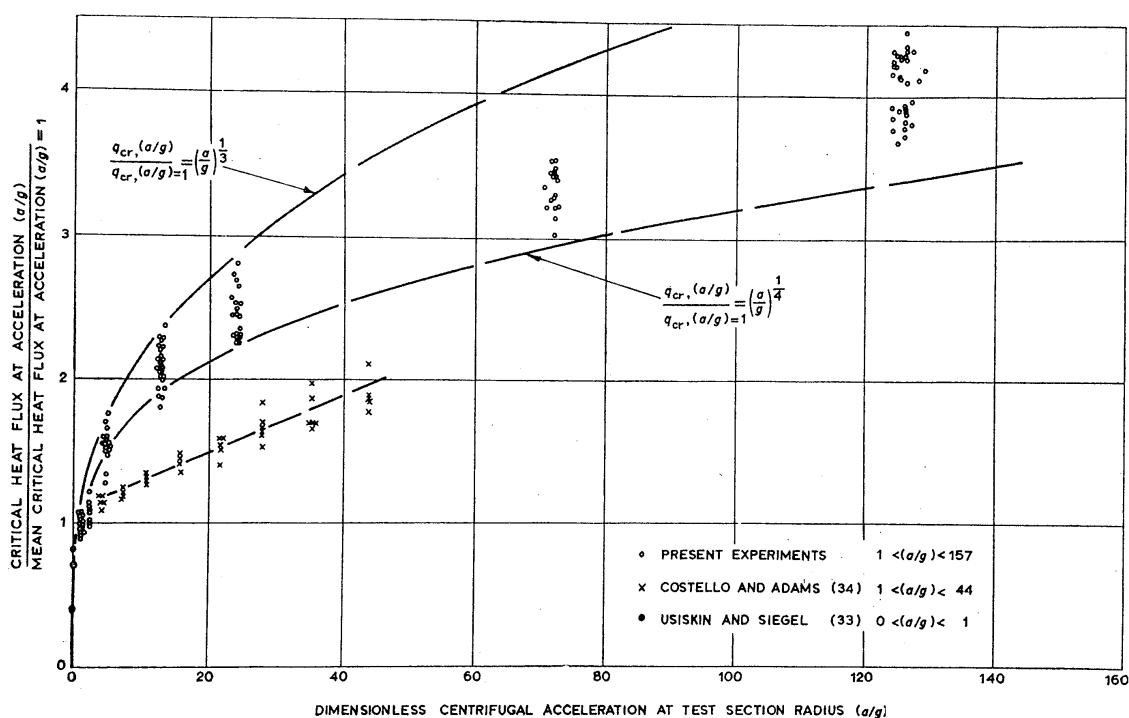
kde q_{kr} je kritický tepelný tok při vyvinutém zrychlení a a $q_{kr,g}$ je kritický tepelný tok při standardním tíhovém zrychlení. Na základě naměřených dat hledá autor exponent $(a/g)^m$, který by těmto nejlépe odpovídal. Pokud není provedena jakákoliv korekce, pak $m = 0,29$. V případě korekcí, aplikovaných kvůli vztahování vlivu tlaku a podchlazení při standardním tíhovém zrychlení i na vyvozená zrychlení, jsou exponenty nižší. Po korigování bezrozměrného kritického tepelného toku $m = 0,17$ a po korigování absolutního kritického tepelného toku $m = 0,25$.

Zell et al. (1989) hledá odpověď na tři otázky:

1. Je bublinový var ve stavu beztíže stabilní proces?
2. Jaké jsou tepelné parametry varu ve stavu beztíže v porovnání s varem v zemském tíhovém poli?
3. Jaký je hlavní transportní mechanismus varu ve stavu beztíže?

Pro nalezení odpovědí je zkoumán var freonu 113, freonu 112 a vody v letounu NASA KC 135 s parabolickou letovou dráhou (dosahovaná tíhová zrychlení na palubě byla menší než 0,02 g , při akceleraci dosahovala až 1,8 g) na platinovém odporovém drátu o průměrech 0,2 a 0,05 mm, na horizontálním povrchu 20 × 40 mm a na válci průměru 8 mm a délce 50 mm. Při varu v letounu byl pozorován

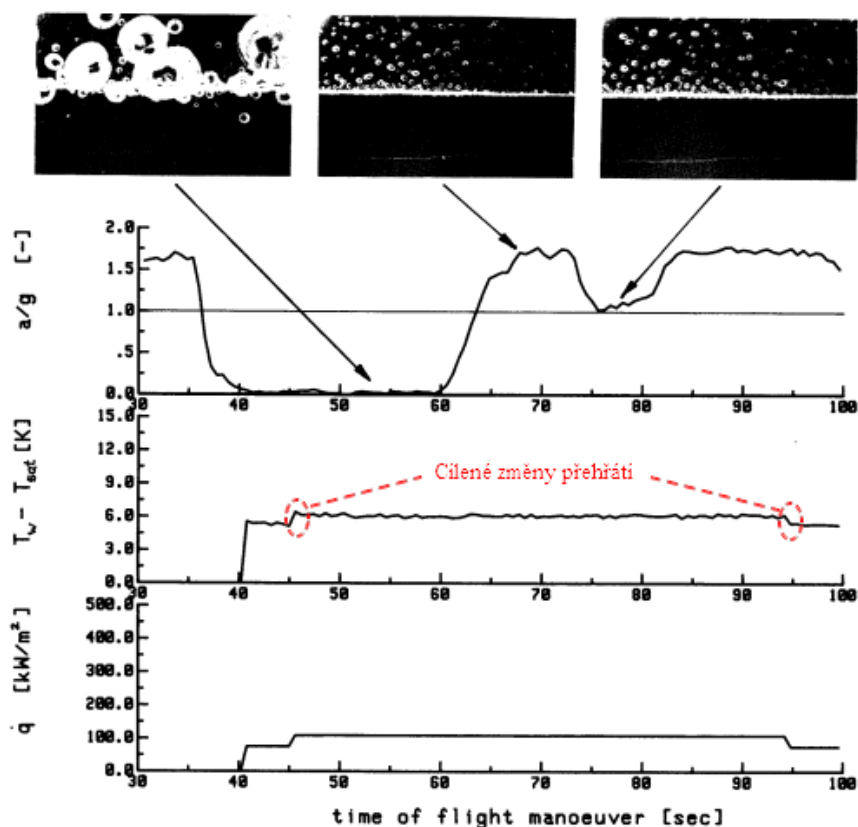
Obr. 2.17. Závislost kritického tepelného toku na zrychlení soustavy
převzato z Ivey (1963)



významný pokles počtu bublin (asi na dvacetinu) v porovnání s varem na zemském povrchu a současně navýšení velikosti bublin. Bubliny se odpoutávaly od povrchu s nižšími frekvencemi, kvůli sníženým vztakovým silám. Teplota výhřevného povrchu a součinitel přestupu tepla však zůstaly víceméně konstantní nehmě na dosahovaná zrychlení, jak zobrazuje Obr. 2.18. Nárůst průměru bublin byl kompenzován poklesem frekvence odpoutání bublin od povrchu. Výsledky experimentů tak naznačují nezávislost varu na tíhovém zrychlení. Podobné závěry platily pro všechny testované povrchy. Přehřátí, při kterém docházelo k přechodu z bublinového varu na var filmový bylo při nižších zrychleních významně menší. Jelikož se odpoutává méně bublin, je také parní film nad povrchem méně intenzivně narušován a má větší stabilitu při menších přehřátích. Z naměřených údajů dospěli autoři k závěru, že určujícím mechanismem při varu je fázová změna kapalné fáze na fázi parní.

V Lee et al. (1997) se autoři snaží sestavit křivku varu pro R-113 v mikrogravitaci. Přitom se snaží revidovat otázky položené v Zell et al. (1989). Autoři upozorňují na rozdílné závěry několika studií – některé se přiklání k tomu, že tepelné parametry varu v mikrogravitaci jsou na tíhovém zrychlení nezávislé (zejména při varu na odporových drátech), zatímco jiné popisují zlepšení tepelných parametrů – zejména pak na horizontálních površích. Autoři uvádí, že ačkoliv je v mikrogravitaci (nebo úplném stavu beztlíže) významně (nebo zcela) utlumen vliv vztlaku, zdá se, že díky turbulencím vznikajícím při spojování bublin do větších celků je možné, aby var uspokojivě probíhal i při sníženém tíhovém zrychlení. Navíc vlivem větších teplotních diferencí mezi oblastí těsně u výhřevného povrchu a oblastí, kam dosahují vrcholy velkých bublin, dochází k zintenzivnění tzv. Marangoniho termo-kapilární konvekce, která dále napomáhá přestupu tepla. Pro získání experimentálních údajů bylo využito tří vesmírných letů programu NASA–GET. Var byl zkoumán s použitím zlatého filmu tloušťky 40 nm na křemenném podkladu za použití inertního dusíku pro změnu tlaku a vyvolání okamžitého podchlazení kapaliny. Při varu za tlaku 150 kPa bylo pro stabilní var zapotřebí nižších přehřátí, konkrétně asi 18,1 °C, zatímco při standardním tíhovém zrychlení je zapotřebí asi 27,0 °C, což je přisuzováno vypařování mikrovrstvy o větším objemu, jelikož se může zformovat pod většími bublinami. Měření při jiných tlacích vykazovalo podobná zlepšení. Ze třinácti měření, při kterých se dosáhlo ustále-

Obr. 2.18. Přehřátí a tepelný tok při změně tíhového zrychlení
převzato ze Zell et al. (1989)



ného stavu se zdá, že dlouhodobý stabilní bublinový var je ve stavu mikrogravitace možný. Dojde ke vzniku velké bubliny odpoutané od povrchu, která do sebe pojímá menší bubliny vznikající nad povrchem a stane se tak zásobníkem z povrchu uvolňované parní fáze. Docházelo ke znatelnému navýšení součinitele přestupu tepla α při daném tepelném toku, ale zároveň k razantnímu poklesu velikosti kritického tepelného toku. Autoři se v práci pokoušejí naznačit a porovnat tvar křivky varu v mikrogravitaci a při standardní tíhovém zrychlení. Vzhledem k počtu platných měření se však jedná o poměrně hrubý odhad.

Hewitt (1998) zmiňuje, že s rostoucím zrychlením dochází k zvyšování přestupu tepla při varu. V oblasti nulových a záporných zrychlení dochází k zlepšování přestupu tepla s dále klesajícím zrychlením. Pro vysoké hodnoty hustot tepelných toků je var na zrychlení nezávislý. S většími zrychleními roste intenzita mechanismu přirozené konvekce a var je snadněji inicializován.

2.5 Vliv inklinace výhřevného povrchu

Práce Nishikawa et al. (1983) se zabývá vlivem orientace výhřevného povrchu na přestup tepla při varu a prezentuje vlastní model, který je v souladu s výsledky autory prováděných experimentů. Autoři uvádí, že orientace povrchu je v jiných pracích vůči varu uvažována jako druhotně ovlivňující faktor, aniž by existovalo potřebné množství prací pro potvrzení takového předpokladu. Byl zkoumán var vody při atmosférickém tlaku za použití rovinné měděné desky, jejíž inklinací úhel θ byl měněn v rozmezí 0° až 175° měřeno od horizontální polohy, jak ukazuje Obr. 2.19. Při úhlech $\theta > 175^\circ$ je pohyb vznikajících bublin značně omezen, což je doprovázeno významným poklesem α . Vliv inklinace povrchu je podle autorů významný pouze v oblastech malých hustot tepelného toku $q < 7 \cdot 10^4 \text{ W m}^{-2}$. Při $q > 1,7 \cdot 10^5 \text{ W m}^{-2}$ nemá inklinace na velikost součinitele přestupu tepla α vliv. Mezi těmito hodnotami leží přechodová oblast, ve které dochází k postupnému potlačování vlivu

orientace povrchu na velikost α . Pro takto vytyčené oblasti platí charakteristické vlastnosti uvedené dále.

Pokud je $q < 7 \cdot 10^4 \text{ W m}^{-2}$ dochází s nárůstem inklinčního úhlu θ k poklesu hustoty aktivních nukleačních míst a současně ke zvětšení poloměru bublin při odpoutání. Při $\theta > 150^\circ$ dochází k rapidní nukleaci bublin, které velmi rychle zvětší svůj objem. Tyto zvětšené bubliny se mohou spojovat mezi sebou a mají při odpoutání a sklouzávání po povrchu značně protažený tvar. S růstem q dochází k navyšování nukleačních frekvencí.

V oblasti $7 \cdot 10^4 < q < 1,7 \cdot 10^5 \text{ W m}^{-2}$ dochází ke spojování bublin i při inklinčních úhlech $\theta < 120^\circ$, ale na většině povrchu dochází k tvorbě izolovaných bublin. Při $\theta > 150^\circ$ byla pozorována nukleace malých izolovaných i velkých spojených bublin.

Pro $q > 1,7 \cdot 10^5 \text{ W m}^{-2}$ dominují spojené bubliny po celém povrchu při jakémkoliv inklinčním úhlu. Pro $\theta > 150^\circ$ vznikají protáhlé spojené bubliny, které zaujímají prakticky celý výhřevný povrch.

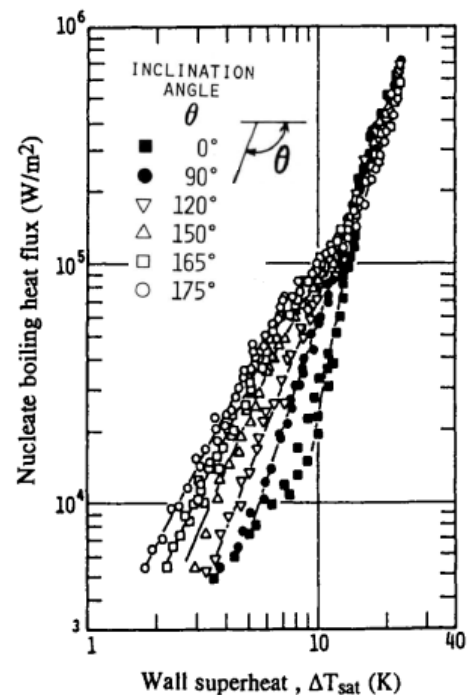
Podle autorů je v oblasti malých q při $\theta < 120^\circ$ hlavním mechanismem ovlivňující tepelné parametry „promíchávací efekt“ izolovaných bublin, který bude tím větší, čím větší bude počet aktivních nukleačních míst. Při $\theta > 150^\circ$ jsou však podle autorů dominantními mechanismy:

1. Vyšší přestup citelného tepla vlivem narušování teplotní mezní vrstvy protáhlými bublinami a jejich sklouzáváním po výhřevném povrchu.
2. Přestup vázaného tepla vlivem výparu kapalného filmu pod protáhlými bublinami, které kloužou po výhřevném povrchu.

Oba takto navržené mechanismy probíhající při vznikání protáhlých bublin nejsou závislé na počtu aktivních nukleačních míst. Nicméně při vyšších q přestává být řídicím principem pohyb protáhlých bublin a s ním se utlumují i oba výše uvedené mechanismy. Dominantní úlohu při vyšších q totiž přebírají vlastnosti toku v blízkosti výhřevného povrchu. Tyto vlastnosti jsou přitom řízeny nukleací bublin v kapalném filmu pod spojenými bublinami. Přestup tepla při vysokých q tudíž závisí na vlastnostech povrchu ovlivňující nukleaci, nezávisí však na inklinčním úhlu. Práce také prezentuje mechanistický model vypracovaný na základě výše uvedených předpokladů založený na nestacionárním vedení tepla v narušené teplotní mezní vrstvě. Při aplikaci modelu je však nutné stanovit časy t_l (doba, po kterou je výhřevný povrch v kontaktu s kapalnou fází), t_v (doba po kterou je povrch v kontaktu s parní fází) a tloušťku kapalného filmu pod prodlouženými bublinami δ . Časy t_l a t_v byly stanoveny statistickou analýzou výsledků experimentálního měření elektronickou sondou detekující kapalnou, nebo parní fází. Pro stanovení δ byly použity dvě do akrylové desky zapuštěné elektrody o průměru 1 mm ve vzdálenosti 4 mm. Tloušťka kapalného filmu byla stanovena nepřímo změnou elektrického odporu s tloušťkou filmu za použití kalibrační křivky (např. pro úhel $\theta = 120^\circ$ byla takto zjištěna průměrná tloušťka filmu $\bar{\delta} = 401 \mu\text{m}$; pro $\theta = 175^\circ$ byla $\bar{\delta} = 44 \mu\text{m}$). Prezentovaný model poměrně dobře odpovídá naměřeným údajům.

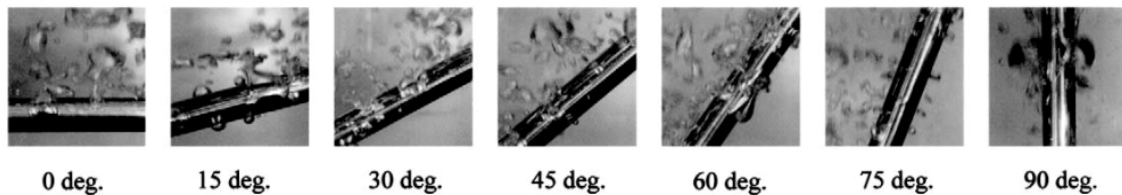
Kang (2003) zkoumá přestup tepla při varu vody za atmosférického tlaku na trubce průměru 12,7 a 19,1 mm a délky 540 mm. V úvodu zmiňuje několik prací, které došly ke stejným závěrům jako Nishikawa et al. (1983), ale na druhé straně nezanedbatelné množství prací, které dospělo k závě-

Obr. 2.19. Vliv inklinace na velikost α převzato z Nishikawa et al. (1983)



rům jiným – např. že součinitel přestupu tepla α je nejvyšší pro horizontálně orientované povrchy a s rostoucím úhlem klesá. Zdá se přitom, že je tomu tak zejména u trubek a drátů. Autor se přiklání k názoru, že vliv inklinančního úhlu je tudíž zřejmě úzce svázán s geometrií výhřevného povrchu a jeho drsností. Z výsledků autorem provedeného měření vyplývá, že pro trubku $D = 12,7$ mm bylo α největší při inklinančních úhlech $\theta = 15^\circ$ a pro trubku $D = 19,1$ mm při $\theta = 30^\circ$. Nejmenší α bylo pro obě trubky zjištěno při úhlu $\theta = 75^\circ$. Z toho autor vyvozuje závěr, že nachází-li se trubka v poloze blízké horizontální, nebo vertikální, lze očekávat maximální, nebo minimální hodnoty součinitele přestupu tepla α . Poměr maximálního a minimálního α je při udržení konstantního přehřátí značný (autor uvádí 5 až 7). Dalším závěrem z provedených pozorování je, že inklinanční úhly, ve kterých je α maximální, nebo minimální, jsou rozlišitelné při jakýchkoliv tepelných tocích (v rámci bublinového varu). Je patrné, že vývody z měření jsou značně odlišné od jiných prací – např. Nishikawa et al. (1983), která se však zabývá plochými povrchy. Podle autora souvisí rozdíly mezi výsledky s plochými povrchy v porovnání s trubkami nebo dráty ve způsobu, jakým je kapalina v okolí výhřevného povrchu promíchávána a jakým způsobem dochází ke spojování vznikajících bublin do větších celků. Pro vysoké hodnoty α je potřeba, aby nedocházelo k tvorbě velkých spojených bublin a byl zajištěn snadný přísun čerstvé kapaliny k povrchu. V práci jsou uvedeny některé i pouhým okem pozorovatelné charakteristické odlišnosti při nukleaci bublin v různých inklinančních úhlech. Fotografie varu při hustotě tepelného toku $q = 60 \text{ kW m}^{-2}$ a různých inklinančních úhlech θ zobrazuje Obr. 2.20.

Obr. 2.20. Fotografie varu v různých θ při $q = 60 \text{ kW m}^{-2}$
převzato z Kang (2003)



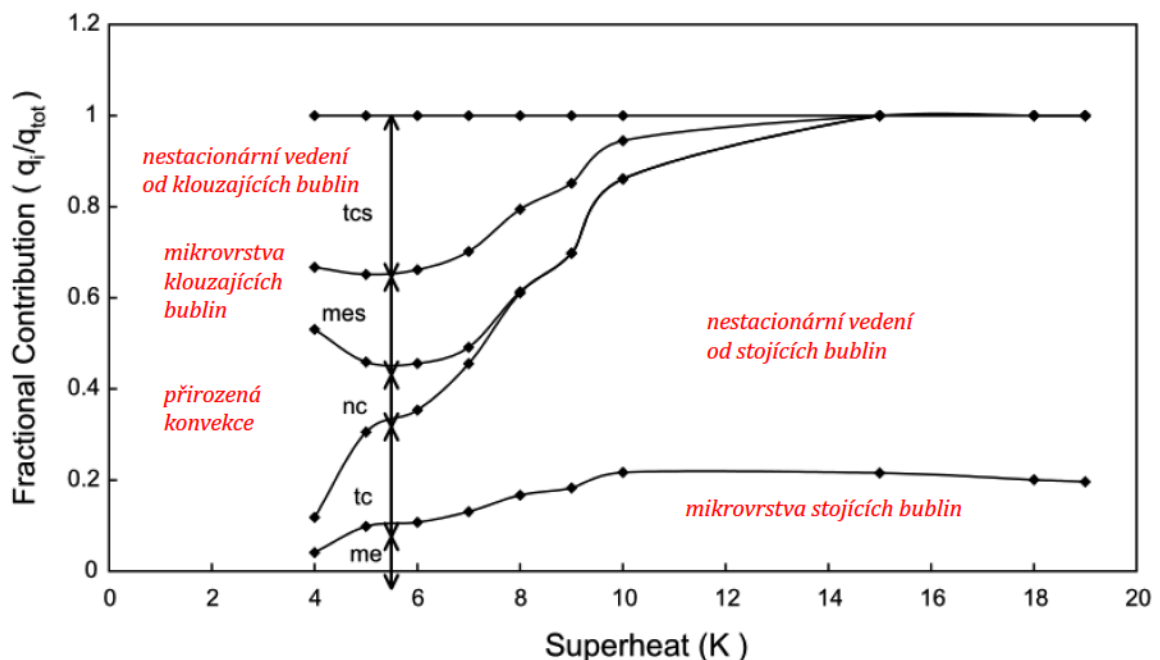
V práci Sateesh et al. (2005) se upozorňuje, že většina modelů se soustředí na popis varu na horizontálních površích – i když povrchy jsou v praxi horizontální málokdy a mnoho povrchů (např. trubka) je zakřivených i v horizontální poloze. Autoři se snaží vytvořit mechanistický model, který v sobě bude zahrnovat vliv skluzu bublin po výhřevné ploše. Skluz je doprovázen zvýšením součinitele přestupu tepla α v důsledku nárůstu plochy, nad kterou byla narušena teplotní mezní vrstva. Model je založený na nestacionárním vedení tepla při vzniku teplotní mezní vrstvy (která je narušována stojícími a klouzajícími bublinami), na výparu v mikrovrstvě a na přirozené konvekci. Pro mechaniku bublin (poloměr bubliny při odpoutání, rychlost skluzu bubliny po povrchu) jsou použity vztahy z práce Cornwell a Schüller (1982). Pro časovou závislost průměru rostoucí bubliny je využit vztah z Benjamin a Balakrishnan (1996), viz vztah (1.69) na str. 39. Pro průměr bubliny při ukončení skluzu vychází autoři z předpokladu, že délka skluzové dráhy L_s je rovna polovině rozteče mezi dvěma sousedícími aktivními nukleačními místy, tzn. $L_s = 0,5 \sqrt{A/N}$. Tento předpoklad ale autoři uvažují pouze pokud nedochází ke vzájemnému ovlivňování neboli interakci vznikajících bublin. Proto je v práci definován parametr

$$R = \frac{A/N}{A_d}, \quad (2.10)$$

kde A je plocha výhřevného povrchu, N počet aktivních nukleačních míst (čitatel je tudíž převrácená hodnota hustoty aktivních nukleačních míst) a A_d je plocha, kterou zaujímají bubliny v okamžiku, kdy se dávají do pohybu. Pokud $R > 1$, pak nedochází ke vzájemné interakci, pokud $R < 1$, budou se vznikající bubliny ovlivňovat. Dále je předpokládána platnost závěru z práce van Stralen et al.

(1975), že čekací doba $t_w = 3 t_d$, kde t_d je doba do odpoutání bubliny vznikající bubliny od výhřevného povrchu. Model je ověřován na experimentálních výsledcích z jiných prací, zabývajících se varem vody, propanu a chladiva R134a za atmosférického tlaku a přetlaků na vertikálních površích nebo horizontálních trubkách s drsnostmi okolo $0,4 \mu\text{m}$. Obr. 2.21 ukazuje relativní podíl jednotlivých mechanismů na celkové hustotě tepelného toku, tak jak předvídá model autorů pro var vody na vertikálním povrchu za atmosférického tlaku. Je patrné, že vliv skluzu bublin po povrchu se s rostoucím přehřátím stává zanedbatelným (podle autorů při $\Delta T \geq 14 \text{ }^\circ\text{C}$), což je způsobeno nárůstem počtu aktivních nukleačních míst, který vede k významnému zkracování dráhy L_s , po které mohou bubliny klouzat, případně ke vzájemným interakcím mezi vznikajícími bublinami. Model potvrzuje závěry práce Nishikawa et al. (1983), ve které je vznik prodloužených bublin, které intenzifikují přestup tepla při varu, uvažován ve shora omezené oblasti hustot tepelných toků q . Při vyšších hodnotách q ke vzniku prodloužených bublin podle Nishikawa et al. (1983) nedochází.

Obr. 2.21. Zastoupení mechanismů v závislosti na ΔT
převzato ze Sateesh et al. (2005)

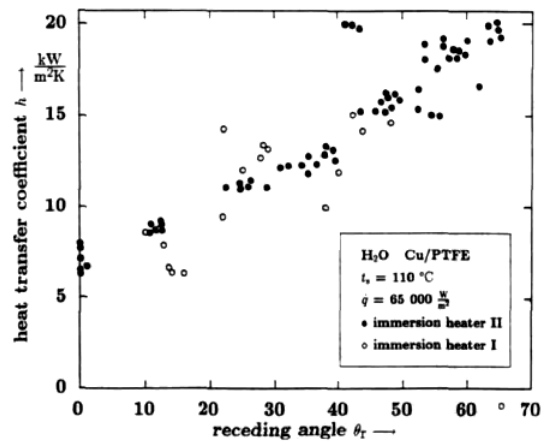


2.6 Jiné vlivy

V Jansen et al. (1992) zkoumají autoři na vlastním experimentálním zařízení vztah mezi velikostí součinitele přestupu tepla α a kontaktního úhlu β při varu demineralizované vody a chladiva R-113. Autoři se pokoušejí popsat výhřevný povrch jeho smáčivostí vůči vroucímu médiu. Byl použit ponorný měděný blok a později plochý měděný disk s čistým povrchem a s potahem z PTFE nanášeného ve spreji, který byl následně zdrsněn pro vznik částečně potaženého povrchu (zcela potažený povrch se totiž při varu velmi ochotně zbavoval nečistot, kterými měl být degradován, a neposkytoval tudíž chtěné změny kontaktního úhlu s časem). Postupující a ustupující kontaktní úhly β_a a β_r byly měřeny nepřímou optickou pozorování fázového rozhraní při velmi pozvolném připouštění a od-pouštění kapaliny ve vařáku za použití dvou teleskopů, goniometru a jehly ve známé vzdálenosti. Pro plně smáčivou kapalinu je $\beta_a = 0^\circ$, zatímco pro plně nesmáčivou kapalinu $\beta_a > 90^\circ$ nebo $\beta_r > 0^\circ$. Rozdíl ($\beta_a - \beta_r$) se někdy nazývá hystereze kontaktního úhlu. V případě čistých měděných povrchů bylo provedeno několik dlouhodobých experimentů (cca 80 hodin), při kterých se q pohybovalo mezi 10 až 100 kW m^{-2} . Díky tomu, že experimenty probíhaly relativně dlouho docházelo k postupné

degradaci povrchů a tím i k pozvolným změnám kontaktního úhlu. Změna postupujícího kontaktního úhlu β_a na čistých měděných površích z cca 40° na 90° byla doprovázena velmi malou změnou α okolo 10 %. Experimenty při q okolo 760 kW m^{-2} rovněž nasvědčovaly velmi slabé až zanedbatelné závislosti α na β_a . Autoři to přisuzují tomu, že při degradaci původně čistých kovových povrchů se významně nemění počet ani vlastnosti aktivních a potenciálních nukleačních míst. Měděné povrchy částečně potažené PTFE nicméně vykazovaly prakticky lineární závislost součinitele přestupu tepla α na úhlu β_r . Pro maximální dosažitelný ustupující kontaktní úhel $\beta_r = 65^\circ$ bylo zapotřebí čtvrtinového přehřátí oproti $\beta_r = 0^\circ$, který odpovídá čistému měděnému povrchu. Jak ukazuje Obr. 2.22 byl tento závěr potvrzen i při použití druhého výhřevného bloku se stejnou povrchovou úpravou. Autoři nabízejí zdůvodnění, ve kterém uvažují střídání dobře smáčivých $\beta_r = 0^\circ$ a špatně smáčivých $\beta_r = 90^\circ$ „pruhů“ na výhřevném povrchu. Kapalina při zalévání takového povrchu vytváří jakési „přemostění“ přes „pruhy“ vůči kterým je špatně smáčivá. Přemostění je tím víc, čím je úhel β_r mezi špatně smáčivými „pruhy“ a kapalinou větší. Taková přemostění nejsou zcela stabilní a mohou být zaplavena. Jsou-li však přítomna, vytvářejí potenciální nukleační místa.

Obr. 2.22. Změna α s β_r
převzato z Jansen et al. (1992)



Bar-Cohen (1992) uvádí ve svém přehledu vliv nejdůležitějších termofyzikálních vlastností na iniciaci bublinového varu a na případnou hysterezi při zvyšování, nebo snižování q . Pro iniciaci varu některých kapalin (např. fluorinetrů nebo freonů) používaných zejména pro ponorné chlazení polovodičových komponent je vzhledem k jejich velmi dobré smáčivosti potřeba velmi vysokého iniciačního přehřátí – běžně okolo 20 až $30 \text{ }^\circ\text{C}$ (někdy však až $72 \text{ }^\circ\text{C}$). Po iniciaci dochází k velmi rychlému poklesu teploty stěny. Pro iniciační přehřátí ΔT_i uvádí autor výpočtový vztah, který je uváděn např. v práci Lienhard (1982)

$$\Delta T_i \leq T_{kr} \left[0,923 - \frac{T_{sat}}{T_{kr}} + 0,077 \left(\frac{T_{sat}}{T_{kr}} \right)^9 \right], \quad (2.11)$$

ve kterém je T_{kr} kritická teplota. Pro vyjádření závislosti iniciačního přehřátí na termofyzikálních vlastnostech vroucího média a na poloměru křivosti nukleačního zárodku r je využito vztahu

$$\Delta T_i = \frac{2}{r} \left[\sigma T_{sat} \frac{\Delta h_{lg}}{p'' (\rho_l - \rho_g)} \right], \quad (2.12)$$

ve kterém je výraz v hranaté závorce uvažován jakožto komplexní parametr termofyzikálních vlastností vroucího média. Podobný parametr uvažují také autoři práce Bergles a Rohsenow (1962). Pro vliv tlaku na velikost ΔT_i je nutné při jednotlivých tlacích vyjádřit velikost tohoto parametru. Lze tak dojít k závěru, že iniciační přehřátí pro vodu i pro chladiva FC-72, FC-75, R-113 s rostoucím tlakem klesá. Uvažovaný parametr však podle autora nerespektuje možné variace poloměru křivosti nukleačních zárodků při určitých kombinacích kapalina – výhřevný povrch. Vliv podchlazení na iniciaci varu si podle autora žádá další výzkum. Teoreticky by iniciační přehřátí mělo být na podchlazení nezávislé. Existují však práce naznačující opak. Hystereze při varu jsou podle autora způsobeny zvýšením poloměru křivosti zbytkového nukleačního zárodka po vzniku první bubliny v porovnání se zárodkem, který se doposud nukleačního procesu nezúčastnil. Práce se také zabývá vlivem kvality a speciálními úpravami povrchu pro snížení iniciačního přehřátí (porézní povlaky, žebrování), které však stále nedosahují kýženého snížení iniciačního přehřátí. Dále jsou zmíněny rozporuplné závěry

prací zabývajících se málo probádanými vlivy na velikost iniciačního přehřátí, jako např. složení vícesložkových směsí nebo koncentrace rozpuštěných plynů ve vroucí kapalině.

3 Korelace pro stanovení kritické hustoty tepelného toku při varu v objemu

Při kritické hustotě tepelného toku q_{kr} dochází k přechodu z bublinového režimu varu na režim filmový. Hodnota q_{kr} je tedy důležitým provozním parametrem, jelikož často tvoří horní přípustnou mez hustoty tepelného toku v provozovaném zařízení. Proto vznikly práce snažící se pokud možno jednoduchým výpočtovým vztahem predikovat velikost kritické hustoty tepelného toku. Z této velikosti se (po snížení vypočítané hodnoty o předepsanou bezpečnost) určí maximální provozní hustota tepelného toku v zařízeních. V této kapitole jsou uvedeny vybrané práce, které obsahují výpočtové korelace pro stanovení q_{kr} , popř. práce uvádějící významná zjištění týkající se změny režimu varu z bublinového na filmový.

Hewitt (1998) uvádí, že přístupy ke korelování kritického tepelného toku lze zjednodušeně rozdělit na:

1. Přístup založený na hydrodynamické nestabilitě, který předpokládá ztrátu stability parních sloupců, což vede ke kumulaci parní fáze v blízkosti teplosměnného povrchu.
2. Model spotřebovávání makrovrstvy, který pracuje s představou totálního vypaření kapalně fáze z makrovrstvy – tzn. z oblasti pod velkými hřibovitými útvary, které vznikají spojováním bublin a parních sloupců při vyšších hustotách tepelného toku.
3. Teorie bublinových shluků, v níž se vychází z předpokladu, že bublin nad povrchem je při změně režimu tolik, že je jimi povrch přeplněn. Tyto bubliny významně (až zcela) omezují kontakt výhřevného povrchu s kapalnou fází, což je příčina vzniku parní blány na povrchu.
4. Teorie horkého bodu, kdy se nad výhřevným povrchem zformuje místo s tak vysokou teplotou, že takové místo již dále nemůže být zaplavováno kapalnou fází.

V Unal et al. (1992) je prezentováno lehce odlišné dělení přístupů: a) Empirické korelace; b) Modely založené na interakcích bublin (odpovídá třetímu přístupu výše); c) Modely uvažující hydrodynamickou nestabilitu (odpovídá prvnímu přístupu výše); d) Výhřevným povrchem kontrolované modely (přibližně odpovídá čtvrtému přístupu výše). Je patrné, že obě rozdělení jsou v poměrně dobré shodě. Členění rovněž podobné oběma uvedeným lze nalézt také v práci Bergles (1992), která vidí pro příklon k jedné ze zmíněných variant jediné možné východisko – precizní vizuální zkoumání a nikoliv dosaženou přesnost korelací vyvozených z těchto modelů.

Uvedme si nyní nejdůležitější poznatky z vybraných prací, které se zabývají kritickou hustotou tepelného toku, potažmo filmovým varem.

Addoms (1948)

Addoms (1948) hledá korelaci pro kritickou hustotu tepelného toku q_{kr} v závislosti na tlaku, jelikož korelace Cichelli a Bonilla (1945) sestavená pro organické kapaliny, která předpokládala závislost $(q/p_{kr}) = f(p/p_{kr})$, tzn. že podíl hustoty tepelného toku (která je funkcí tlaku) a kritického tlaku látky je funkcí redukovaného tlaku p_r , špatně predikovala experimentem stanovené hodnoty získané pro vodu (chybovost asi 50 %). Proto Addoms sestavil vlastní korelaci pro data z vlastních měření i z jiných prací

$$q_{kr} = \left[2,5 \left(\frac{\rho_l - \rho_g}{\rho_l} \right)^{0,5} - 1,4 \right] \Delta h_{lg} \rho_g \left(\frac{\lambda_l g}{\rho_l c_{p,l}} \right)^{1/3}, \quad (3.1)$$

která je platná v rozsahu tlaků pod kritickým tlakem $p < p_{kr}$.

Kutateladze (1951)

Významnou a další badatele silně ovlivňující korelaci sestavil Kutateladze (1951). Jak uvádí Zuber (1959), přistoupil Kutateladze k přechodu varu z bublinového k filmovému režimu jakožto k hydrodynamickému fenoménu. V oblastech okolo q_{kr} nepopisuje var nukleačními charakteristikami (velikostí bublin, nukleačními frekvencemi, atp.), které při vzniku mohutných parních sloupců ztrácejí význam. Namísto toho používá rovnice popisující hydrodynamickou ztrátu stability na mezifázovém rozhraní kapalina–plyn spolu s podmínkou zachování tečných sil a tlaků na mezifázovém rozhraní. K přechodu od bublinového varu k filmovému varu dojde tehdy, když intenzivně stoupající parní sloupec zamezí přívodu čerstvé kapaliny k povrchu. Z nelineární Eulerovy pohybové rovnice, bilance energie a rozměrové analýzy odvodil Kutateladze korelaci

$$q = C \Delta h_{lg} \rho_g^{1/2} [\sigma g (\rho_l - \rho_g)]^{1/4}, \quad (3.2)$$

kde empiricky zjištěná konstanta $C = 0,16$. Korelace založené na hydrodynamickém přístupu (konkrétně pak na hydrodynamických nestabilitách) jsou zřejmě nejrozšířenějšími a v současnosti nejosvědčenějšími korelacemi pro výpočet q_{kr} .

Rohsenow a Griffith (1955)

Rohsenow a Griffith (1955) pracuje s představou vznikajících bublin, které při nárůstu q zmenšují svůj poloměr a současně vznikají z většího množství aktivních nukleačních míst. Idealizovaným mezním stavem a zároveň přechodem k filmovému varu je, když spolu tyto malé vznikající bubliny sousedí tak těsně, že se navzájem dotýkají. V takovém případě je hustota aktivních nukleačních míst $n = D_b^{-2}$, kde D_b je průměr bublin. Neideální stav je respektován součinitelem $C_{vb} < 1$, kdy $n = C_{vb} D_b^{-2}$. Tento vztah je dosazen do rovnice pro hustotu tepelného toku $q = C_q \Delta h_{lg} \rho_g n (\pi/6) D_b^3 f$, kde C_q je korekční koeficient. Po přijetí závěru v Jakob (1949), že $f \cdot D_b = \text{konst.}$, předpokládané závislosti na vztlakovém členu $(\rho_l - \rho_g)/\rho_g$ a regresí souboru experimentálních dat z Addoms (1948), Cichelli a Bonilla (1945) a Braunlich (1941) má výsledná korelace s chybovostí 11 % tvar

$$\frac{q_{kr}}{\rho_g \Delta h_{lg}} = 143 \left(\frac{\rho_l - \rho_g}{\rho_g} \right)^{0,6}. \quad (3.3)$$

Je zajímavé, že z této korelace vyplývá nezávislost kritického tepelného toku na tíhovém, popř. jiném zrychlení. Přístup aplikovaný v této práci lze zařadit pod bod č. 3 v seznamu na str. 69.

Borishanski (1956)

Zdokonalení Kutateladzeho korelace, viz vztah (3.2), přinesla podle Zuber (1959) práce Borishanski (1956), která zahrnuje do úvahy viskozitu vroucí kapaliny. Při varu uvažuje dvoufázovou vrstvu s proudy kapaliny blíže nespecifikovaného tvaru tekoucími směrem k výhřevnému povrchu, které jsou v přímém kontaktu s parní fází. Při bublinovém varu jsou takové proudy obklopeny stoupajícími bublinami parní fáze a bez větších problémů dospějí až k výhřevnému povrchu. Při přechodu k filmovému varu jsou však proudy kapaliny rozrušeny intenzivními parními proudy spojených bublin, které již netvoří izolované bubliny, nýbrž kontinuální stoupající sloupce parní fáze. Borishanski (1956) předkládá analogii mezi tímto problémem a rozrušováním proudící kapaliny koaxiálním proudem plynu. Přejít k filmovému varu pak spojuje se ztrátou stability kapalného proudu vlivem fyzikálního jevu známého pod názvem Kelvinova–Helmholtzova nestabilita, kdy je proud kapaliny vlivem rozdílu rychlostí proudění a hustot kapalně a plynné fáze intenzivně rozrušován za vzniku zvětšujících se turbulentních vírů. Tyto rostoucí víry vznikají teprve po dosažení určitého mezního rozdílu rychlostí obou fází, jelikož při nižších rychlostech je vznikání víru potlačeno povrchovým napětím. Víry se vytvářejí v periodických rozestupech a pozorovaný jev se podobá postupující rovině

vlně charakterizované svojí vlnovou délkou a rychlostí šíření. Po rozměrové analýze je v Borishanski (1956) hodnota konstanty C ve vztahu (3.2) upravena za použití souboru experimentálních dat pro vodu, etanol, benzen, n-heptan a n-pentan vroucí na grafitových, chromovaných a nikl–chromovaných površích do tvaru $C = 0,13 + 4 B^{-0,4}$, kde pro parametr B , někdy nazývaný Borishanského číslo, platí

$$B = \frac{\varrho_l \sigma^{3/2}}{\mu_l^2 [g(\varrho_l - \varrho_g)]^{1/2}}. \quad (3.4)$$

Zuber (1958)

Zuber (1958) prezentuje prakticky stejný model jako významná a rozsáhlá práce Zuber (1959), jehož výchozí předpoklady jsou zjednodušeně popsány níže. Pro minimální hustotu tepelného toku v Leidenfrostovu bodu q_{\min} je z úhlové frekvence stojaté vlny řízené tíhovým zrychlením a povrchovým napětím uvedena korelace:

$$q_{\min} = \frac{\pi}{24} \Delta h_{lg} \varrho_g \left[\frac{\sigma g (\varrho_l - \varrho_g)}{(\varrho_l + \varrho_g)^2} \right]^{1/4} \quad (3.5)$$

a pro kritický tepelný tok q_{kr} korelace:

$$q_{kr} = \frac{\pi}{24} \Delta h_{lg} \varrho_g \left[\frac{\sigma g (\varrho_l - \varrho_g)}{\varrho_g^2} \right]^{1/4} \left[\frac{\varrho_l + \varrho_g}{\varrho_l} \right]^{1/2}. \quad (3.6)$$

Zuber (1959)

Zuber (1959) upozorňuje, že v přechodové oblasti, ve které se mění režim varu z bublinového na filmový, vzniká na horizontálním vzhůru orientovaném výhřevném povrchu hydrodynamicky nestabilní fázové rozhraní pára–kapalina. Nestabilní proto, jelikož parní film má nižší hustotu, než kapalina nad filmem a tíhové zrychlení směřuje z oblasti s vyšší hustotou do oblasti s nižší hustotou.

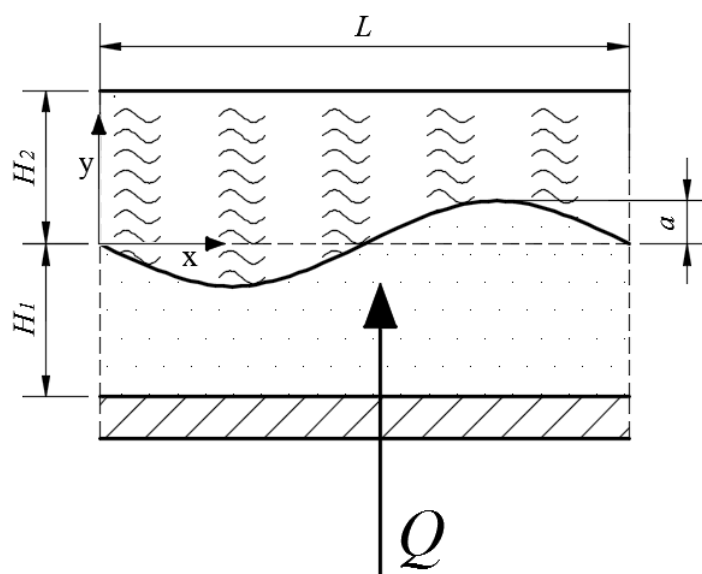
V Šesták a Žitný (1997) je uvedeno zjednodušené odvození kritické vlnové délky poruchy L_{kr} , vznikající na takto nestabilním mezifázovém rozhraní kapalina–plyn. Má-li porucha na Obr. 3.1 kratší vlnovou délku $L < L_{kr}$, dojde vlivem povrchového napětí k vyrovnání takové poruchy. Bude-li však $L > L_{kr}$, dojde ke ztrátě stability, přitom sloupec parní fáze prorazí do kapaliny a kapalina do parní fáze. Tento jev se nazývá Rayleighova–Taylorova nestabilita. Odvození v Šesták a Žitný (1997) je založeno na zjednodušené představě sinové poruchy $y = a \sin(2\pi x/L)$, kde x je horizontální souřadnice, y vertikální souřadnice, a je amplituda poruchy a L je vlnová délka poruchy, jak zobrazuje Obr. 3.1.

Je-li fázové rozhraní na mezi stability, je změna celkové mechanické energie vztažená na jednotku délky ΔE_m tvořená změnou potenciální energie ΔE_p a změnou energie povrchového napětí ΔE_σ (obě rovněž vztažené na jednotku délky) při nekonečně malé změně velikosti poruchy nulová. Pro ΔE_p a ΔE_σ lze odvodit vztahy

$$\Delta E_p = \frac{g}{L} \int_0^L \int_{-H_1}^{H_2} \varrho(y) y \, dy \, dx, \quad (3.7)$$

$$\Delta E_\sigma = \frac{\sigma}{L} \int_0^L dl. \quad (3.8)$$

Obr. 3.1. Porucha na nestabilním mezifázovém rozhraní



Po substituci $y = a \sin(2\pi x/L)$, vyjádření změny celkové mechanické energie ΔE_m , která je na mezi stability nulová, a integraci lze psát

$$0 = \Delta E_m = \Delta E_p + \Delta E_\sigma = \frac{a^2 g (\rho_g - \rho_l)}{4} + \frac{a^2 \pi^2 \sigma}{L_{kr}^2}. \quad (3.9)$$

Po vyjádření kritické vlnové délky L_{kr} z rovnice (3.9) máme

$$L_{kr} = 2\pi \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)}}. \quad (3.10)$$

Zuber (1959) používá při odvození postup založený na vyjádření kvadrátu úhlové frekvence vlnové poruchy se stejným výsledkem, jako ve vztahu (3.10). Pro nalezení vlnové délky nejvíce nestabilních poruch L_d , které mají maximální úhlovou frekvenci, položil derivaci kvadrátu úhlové frekvence dle vlnové délky poruchy rovnu nule a osamostatnil hledanou vlnovou délku L_d . Tímto postupem obdržel vztah

$$L_d = \sqrt{3} 2\pi \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)}}. \quad (3.11)$$

L_d se také někdy nazývá nejnebezpečnější vlnová délka (*the most dangerous wavelength*). Porovnáním vztahů (3.10) a (3.11) je patrné, že platí $L_d = \sqrt{3} L_{kr}$. V další části Zuber (1959) je předpokládáno uvolňování parních sloupců s roztečí rovnou obecné vlnové délce poruchy L . Šířka těchto sloupců je $L/2$. Tyto stoupající sloupce zvyšují s dalším růstem q svoji rychlost až do chvíle, kdy se stávají nestabilními vlivem působení Kelvinovy–Helmholtzovy nestability. To je autorem považováno za stěžejní okamžik, jelikož i přes to, že přísun čerstvé kapaliny k výhřevnému povrchu je stoupajícími sloupci omezován, stabilní sloupce stále mohou odvádět páru vznikající nad výhřevným povrchem. V okamžiku, kdy však tyto sloupce ztratí stabilitu, dojde ke snížení odvodu parní fáze, která se začne hromadit u výhřevné plochy za vzniku parního filmu. Je-li rychlost ztráty stability u_n , pak $q_{kr} = \rho_g \Delta h_{lg} (A_s/A) u_n$, kde A_s je plocha průřezu parních sloupců a A plocha výhřevného povrchu. Pro samotné posouzení stability parních sloupců a stanovení neznámých proměnných ve vztahu pro q_{kr} je využito rovnice publikované v Milne-Thomson (1950)

$$c^2 = \frac{\sigma m}{\varrho_l + \varrho_g} - \frac{\varrho_l \varrho_g}{(\varrho_l + \varrho_g)^2} (u_g + u_l)^2, \quad (3.12)$$

kde c je vlnová rychlost poruchy, $m = (2\pi)/L$ je vlnové číslo. Podle řešení, které provedl Lord Rayleigh v Rayleigh (1896) jsou v případě plynných sloupců nestabilní takové poruchy, jejichž vlnová délka L je větší, než obvod průřezu příslušného sloupce, proto $L = 2\pi R$. Člen u_g ve vztahu (3.12) je rychlost plynné fáze a u_l je rychlost kapalná fáze. Z rovnice kontinuity platí, že $(\varrho_g u_g) = (\varrho_l u_l)$. Podmínkou stability parních sloupců je, že c ve vztahu (3.12) je reálné číslo. Po dosazení rovnice kontinuity, vztahů pro m a vztahu pro L do rovnice (3.12) a úpravách uvádí Zuber (1959) pro hustotu hmotnostního toku páry

$$\dot{m} = \varrho_g \frac{\pi}{16} \left(\frac{4\sigma}{\varrho_g L_d} \right)^{1/2} \left(\frac{\varrho_l}{\varrho_l + \varrho_g} \right)^{1/2}. \quad (3.13)$$

Pro generování potřebné velikosti hustoty hmotnostního toku páry \dot{m} je potřebná hustota tepelného toku

$$q = \Delta h_{lg} \dot{m} = \Delta h_{lg} \varrho_g \frac{\pi}{16} \left(\frac{4\sigma}{\varrho_g L} \right)^{1/2} \left(\frac{\varrho_l}{\varrho_l + \varrho_g} \right)^{1/2}. \quad (3.14)$$

Ve vztahu (3.14) stále ještě vystupuje vlnová délka L . Z řešení Rayleighovy–Taylorovy nestability je však znám interval vlnových délek neboli spektrum poruch $L_{kr} < L < L_d$. Zuber (1959) používá tento interval i pro Kelvinovu–Helmholtzovu nestabilitu parních sloupců. Po dosazení $L = L_{kr}$ ze vztahu (3.10) a $L = L_d$ ze vztahu (3.11) vychází z rovnice (3.14) interval hustot tepelných toků $q(L_{kr}) < q < q(L_d)$. Pokud leží hustota tepelného toku v tomto intervalu, je výhřevný povrch pokrytý parní blánou, ze které se uvolňují nestabilní parní sloupce, které se dále od výhřevného povrchu rozpadají na bubliny. Tento rozpad sloupců na izolované bubliny způsobuje menší odvod parní fáze formující se nad výhřevným povrchem. Parní fáze se hromadí nad výhřevným povrchem a var přechází z bublinového režimu do filmového režimu. Za hodnotu q_{kr} je v Zuber (1959) zvolen aritmetický průměr intervalu $q(L_{kr})$ až $q(L_d)$, který má hodnotu

$$q_{kr} = 0,138 \Delta h_{lg} \varrho_g \left[\frac{\sigma g (\varrho_l - \varrho_g)}{\varrho_g^2} \right]^{1/4} \left[\frac{\varrho_l}{\varrho_l + \varrho_g} \right]^{1/2}. \quad (3.15)$$

Zuber také navrhuje omezit interval hustot tepelných toků pouze na hodnotu $q(L_{kr})$, čímž v podstatě odhaduje, že kritická vlnová délka bude při q_{kr} dominovat. Při přijetí tohoto předpokladu dojde k nahrazení numerické konstanty $(3/\sqrt{2}\pi)$, která je v korelaci (3.15) skryta v součiniteli 0,138, číslem 1. Pokud se tak učiní, bude vztah pro q_{kr} stejný, jako vztah (3.15) až na konstantu 0,138, která bude změněna na hodnotu $(\pi/24) = 0,131$. Takto upravená korelace nejlépe odpovídá empiricky zjištěným hodnotám. Porovnání korelace s hodnotou konstanty 0,131 s experimentálními daty z práce Kazakova (1953) nasyceného varu vody v širokém rozsahu tlaků. ukazuje Obr. 3.2.

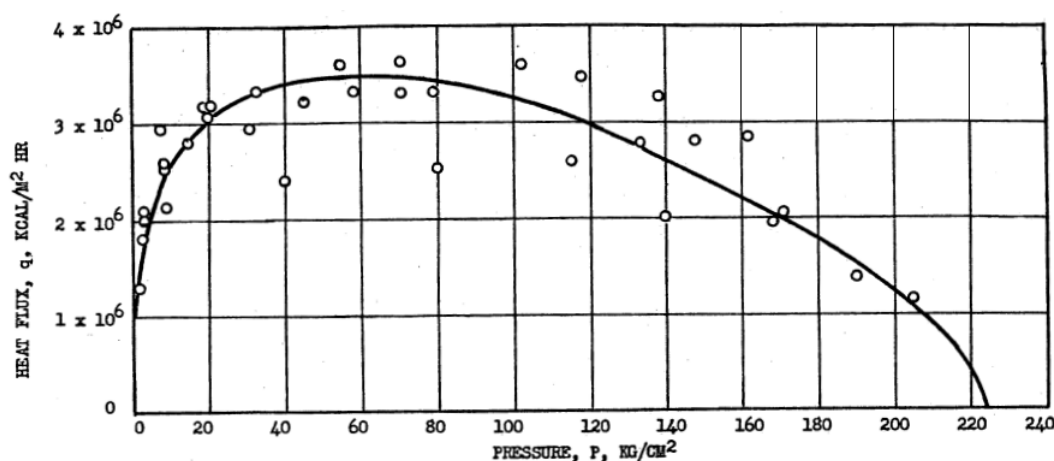
Je-li $\varrho_g \ll \varrho_l$, je možné ze vztahu (3.15) vypustit zlomek nejvíce vpravo. Výsledná korelace má potom tvar shodný s tvarem korelace Kutateladze (1951), viz vztah (3.2),

$$q_{kr} = \frac{\pi}{24} \varrho_g^{1/2} \Delta h_{lg} [\sigma g (\varrho_l - \varrho_g)]^{1/4}. \quad (3.16)$$

Berenson (1960)

Práce vychází z teorie hydrodynamické nestability a zabývá se stanovením funkce q v závislosti na ΔT zejména v nestabilní oblasti filmového varu na horizontálních měděných, niklových a inkonelo-

Obr. 3.2. Korelace Zuber (1959) versus exp. data z Kazakova (1953)
převzato ze Zuber (1959)



vých rovinných površích různých drsností experimentálním pozorováním varu n-pentanu a tetrachlorometanu za atmosférického tlaku. Původně bylo předpokládáno, že křivka varu je závislá na drsnosti, čistotě a materiálu výhřevné plochy, což se potvrdilo. Experimentální data však svědčí o nezávislosti, nebo velmi mírné závislosti, velikosti kritické hustoty tepelného toku a minimální hustoty tepelného toku q_{\min} v Leidenfrostovu bodu na vlastnostech povrchu. Autor také vysvětluje, že pod pojmem „drsnost povrchu“ se nemyslí skutečná drsnost, ale počet a charakteristické rozměry kavit vhodných pro nukleaci. Hladší povrchy totiž mohou být někdy pro nukleaci vhodnější – jako příklad jsou zmiňovány lapované povrchy. Přidáváním tenzidu (kyseliny olejové) do vroucí látky dospěl autor k závěru, že změny křivek varu způsobené degradací měděného povrchu (zejména oxidací na volném vzduchu) jsou způsobeny jak změnou kontaktního úhlu mezi fázovým rozhraním a výhřevným povrchem, tak změnami povrchového napětí mezi kapalnou a parní fází vlivem tenzidu. Vzhledem k tomu, že změna křivky varu v nestabilním filmovém režimu vykazovala funkční závislosti na stejných parametrech, jako v bublinovém režimu s podobnými trendy, přiklání se autor k tomu, že i při filmovém varu je určitá část povrchu v kontaktu s kapalnou fází, což potvrzuje i závislost křivky varu na kontaktním úhlu. Proto zastává autor názor, že v oblasti nestabilního filmového varu vlastně dochází k bublinovému i filmovému varu zároveň. Režim v této oblasti je nazýván přechodový var (*transient boiling*). Obr. 7 a Obr. 8 na str. 18 jsou fotografie, které pořídil Berenson při dosažení q_{kr} a při dosažení q_{\min} v Leidenfrostovu bodu. Vliv materiálu povrchu na posun křivky varu je zřetelnější při větších drsnostech povrchu. Průměr bublin vznikajících při filmovém varu byl úspěšně korelován vztahem z práce Zuber (1958)

$$D_b = 5,5 \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)}} \quad (3.17)$$

Konstanta 5,5 je však na základě experimentálních dat korigována na hodnotu 4,7. V další části práce je prezentována teorie Taylorovy–Helmholtzovy nestability filmového varu na horizontálních površích. Jakmile vznikne porucha na filmovém fázovém rozhraní s vlnovou délkou L , která odpovídá maximálnímu růstovému koeficientu (v práci značenému b), začne se porucha zvětšovat do té doby, než se z „hrbolu“ poruchy uvolní bublina. Zbytek „hrbolu“ se prudce vrátí zpět k výhřevnému povrchu, což je doprovázeno vznikem nové poruchy. Bubliny vznikají v myšlené čtvercové mřížce. V libovolný čas dochází na ploše s obsahem L^2 k nukleaci dvou bublin. S použitím jedenácti zjednodušujících předpokladů uvedených v práci (předpoklad laminárního toku, nezávislosti rozteče parních sloupců na rychlosti parní fáze, zanedbání kinetické energie páry, aplikace dvourozměrné stabilitní analýzy na trojrozměrný prostor, aj.) je odvozena korelace pro minimální hustotu tepelného toku q_{\min} v Leidenfrostovu bodu

$$q_{\min} = 0,09 \varrho_g \Delta h_{lg} \left[\frac{g(\varrho_l - \varrho_g)}{\varrho_l + \varrho_g} \right]^{1/2} \left[\frac{\sigma}{g(\varrho_l - \varrho_g)} \right]^{1/4}. \quad (3.18)$$

Pro kritický tok q_{kr} je v dodatku uveden empirický vztah

$$q_{kr} = 0,16 \frac{\varrho_g \Delta h_{lg} \left(\frac{\varrho_l + \varrho_g}{\varrho_l \varrho_g} \right) [g \sigma (\varrho_l - \varrho_g)]^{1/4}}{1 + \left(\frac{\varrho_g}{\varrho_l} \right)^{1/3} + \left(\frac{\varrho_g}{\varrho_l} \right)^{2/3} + \frac{\varrho_g}{\varrho_l}}, \quad (3.19)$$

což je tvar, který je za předpokladu $\varrho_g \ll \varrho_l$ shodný s ostatními korelacemi založenými na hydrodynamické nestabilitě, jako např. Zuber (1959) nebo Kutateladze (1951).

Chang a Snyder (1960)

Práce Chang a Snyder (1960), viz str. 26, se kromě modelu bublinového varu založeném na vlnovém pohybu izotermy zabývá také stanovením q_{kr} různými přístupy. Uvádí následující vztahy podle zvoleného přístupu:

1. Vztah stanovený z tlakové síly

$$q_{kr} = C \Delta h_{lg} \varrho_g^{1/2} [g \sigma (\varrho_l - \varrho_g)]^{1/4}, \quad (3.20)$$

kde součinitel $C = 0,17$ až $0,23$.

2. Vztah stanovený ze sil povrchového napětí

$$q_{kr} = 0,145 \Delta h_{lg} \varrho_g^{1/2} \left[\frac{\varrho_l + \varrho_g}{\varrho_l} \right]^{1/2} [g \sigma (\varrho_l - \varrho_g)]^{1/4}. \quad (3.21)$$

Na základě tohoto vztahu je za předpokladu velmi malé rychlosti kapalné fáze vůči teplosměnnému povrchu v jeho blízkosti navržen vztah pro maximální kritický tok

$$q_{kr,\max} = \frac{\pi}{12} \Delta h_{lg} \varrho_g^{1/2} \left[\frac{\varrho_l + \varrho_g}{\varrho_l} \right]^{1/2} [g \sigma (\varrho_l - \varrho_g)]^{1/4}, \quad (3.22)$$

který nelze překročit zdrsňováním povrchu, nebo přípravky pro podporu nukleace, avšak podle autorů může být zmenšen či zvýšen nucenou konvekcí, podchlazením nebo vibracemi.

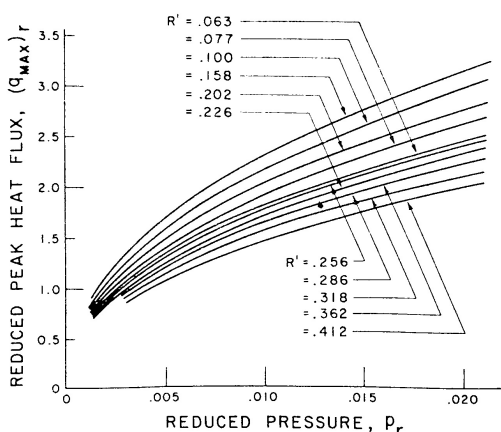
3. Vztah stanovený z rovnice pro součinitel přestupu tepla α bublinového varu za předpokladu relativní smočené plochy $C_{sp} = 0,25$ až $0,5$

$$q_{kr} = C_{sp} \cdot 4 \cdot 10^{-4} \frac{\lambda_l \Delta T \Delta p^{1,4}}{\sigma (\Delta h_{lg} \varrho_g)^{0,8}} [c_{p,l} T_{\text{sat}} (\varrho_l - \varrho_g)]^{0,4}, \quad (3.23)$$

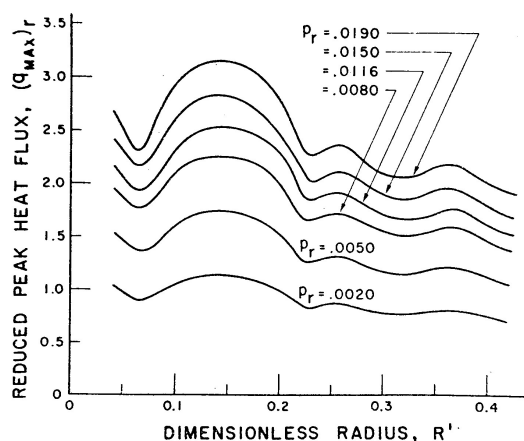
kde Δp odpovídá rozdílu tlaků při daném přehřátí ΔT , které lze stanovit z Clausiovy–Clapeyronovy rovnice. Tomuto kritickému toku odpovídá přehřátí

$$\Delta T = C \frac{(\Delta h_{lg} \varrho_g)^{1,8} \sigma [g^2 \sigma (\varrho_l - \varrho_g)]^{1/4}}{\varrho_g^{1/2} \lambda_l [c_{p,l} T_{\text{sat}} (\varrho_l - \varrho_g)]^{0,4} \Delta p^{1,4}}. \quad (3.24)$$

Obr. 3.3. $q_{kr,r}$ v závislosti na p_r
převzato z Lienhard a Watanabe (1966)



Obr. 3.4. $q_{kr,r}$ v závislosti na R_*
převzato z Lienhard a Watanabe (1966)



Konstanta C leží mezi 28,58 až 57,16. I přes to, že experimentálními údaji převzatým z práce Cichelli a Bonilla (1945) lépe odpovídají hodnoty $C_{sp} = 0,5$, přiklánějí se autoři práce spíše k hodnotám C_{sp} bližším 0,25.

V závěru práce autoři zmiňují, že velikost q_{kr} nezávisí na průměru bublin, které se odpoutávají od výhřevného povrchu.

Noyes (1963)

Práce zkoumá kritický tepelný tok varu sodíku při tlacích 3,5 a 10,3 kPa na speciálních elektricky vyhříváných horizontálních grafitových válčích s povrchem z nitridu boritého. Změřené hodnoty byly poměrně neuspokojivě porovnány s korelacemi Addoms (1948) a Zuber et al. (1963b). Podle autora jsou příčinou zjištěných odchylek vysoké hodnoty teplotní vodivosti sodíku. Proto pro malá Prandtlova čísla sestavil vlastní korelaci

$$q = 0,144 \Delta h_{lg} \rho_g \left(\frac{\rho_l - \rho_g}{\rho_g} \right)^{1/2} \left(\frac{g \sigma}{\rho_l} \right)^{1/4} Pr^{-0,245} \quad (3.25)$$

Podle této korelace je kritická hustota tepelného toku varu sodíku při atmosférickém tlaku 6 MW m^{-2} .

Lienhard a Watanabe (1966)

Práce experimentálně zkoumá var vody, metanolu, isopropanolu, acetonu, benzenu, cyklohexanu a destilované vody na nikel–chromových drátech protékaných elektrickým proudem, konkrétně pak vliv tlaku mezi redukovanými tlaky 0,001 až 0,0197 (což pro vodu odpovídá asi 22 až 436 kPa) a poloměru drátu R mezi $64 \mu\text{m}$ až $645 \mu\text{m}$. Křivky, které byly získány aplikací modifikované korelace Zuber (1959) na získaný soubor dat a které zachycují vliv redukovaného tlaku a bezrozměrného poloměru drátu $R_* = R/\sqrt{\sigma/[g(\rho_l - \rho_g)]}$ na redukovanou hustotu kritického tepelného toku zobrazuje Obr. 3.3 a Obr. 3.4, ve kterých je vidět nárůst redukované hustoty kritického tepelného toku s redukovaným tlakem a dosažení lokálního maxima při použití drátu s určitým poloměrem.

Sun a Lienhard (1970)

Sun a Lienhard (1970) se zabývá vlivem tíhového zrychlení a velikosti výhřevné plochy na velikost q_{kr} pro horizontální trubku. Přitom předpokládá závislost $(q_{kr}/q_{kr,\infty}) = f$, kde $q_{kr,\infty}$ značí kritickou hustotu tepelného toku na nekonečném horizontálním povrchu a f je funkce určitých „škálovacích

parametrů“. Jako berný vztah pro stanovení $q_{kr,\infty}$ je použita korelace z práce Zuber et al. (1963b), která má stejný tvar jako vztah (3.16). Zprvu je uvažována tvorba parních sloupců s roztečí rovnou L_d , viz vztah (3.11). Namísto Zuberem používaného průměru sloupců ($L_d/2$), je brán průměr sloupců $D_s = D + 2\delta$, kde D je průměr trubky a δ tloušťka parní vrstvy. Stejně jako v Zuber (1959) je uvažován Rayleighův předpoklad maximální vlnové délky rovné obvodu parního sloupce $\pi(D + 2\delta)$. Pro další odvození je definována bezrozměrná tloušťka parního filmu: $\delta_* = \delta [g(\rho_l - \rho_g)/\sigma]^{1/2}$, s neznámou δ . Je odvozena závislost

$$\frac{q_{kr}}{q_{kr,\infty}} = \frac{6}{\pi^2 \sqrt{3}} \frac{(\sqrt{Bo} + \delta_*)^{3/2}}{\sqrt{Bo}}, \quad (3.26)$$

ve které vystupuje Bondovo číslo $Bo = (\Delta\rho g R^2)/\sigma$. Člen \sqrt{Bo} reprezentuje bezrozměrný poloměr trubky. S rostoucím Bo se snižuje rozteč mezi sousedními parními sloupci. Podle modelu autorů by se měly sloupce dotknout, pokud $(\sqrt{Bo} + \delta_*) > \pi\sqrt{3} \cong 1,814$. S dalším růstem Bo by se měly dokonce prolínat. Nic takového však nebylo experimentálně pozorováno. Proto autoři předpokládají, že s rostoucím Bo se volný prostor mezi sloupci ustálí na hodnotě $D + 2\delta$. Srovnáním s výše uvedeným vztahem pro D_s je patrné, že mezi dvěma parními sloupci o průměru D_s bude volný prostor šířky D_s , tzn. rozteč mezi středy sloupců bude $2D + 4\delta$. Pro přechodovou oblast mezi těmito dvěma režimy ohraničenou intervalem $2,72 < (\sqrt{Bo} + \delta_*) < 4,28$ je uvedena korelace

$$\frac{q_{kr}}{q_{kr,\infty}} = \frac{3^{3/4}}{\pi} \frac{\sqrt{Bo} + \delta_*}{\sqrt{Bo}}. \quad (3.27)$$

Pro $(\sqrt{Bo} + \delta_*) > 4,28$ je q_{kr} konstantní. Porovnáním s experimentálními daty bylo potvrzeno, že zlomek $(q_{kr}/q_{kr,\infty})$ se od určitého bezrozměrného poloměru trubky nemění a predikované hodnoty tohoto zlomku dobře odpovídaly i v přechodové oblasti. Z experimentálních dat byla stanovena korelace pro bezrozměrnou tloušťku parního filmu

$$\delta_* = \left[2,54 \sqrt{Bo} + 6,48 \sqrt{Bo} \cdot \exp(-3,44 \sqrt{Bo}) \right]^{2/3} - \sqrt{Bo}. \quad (3.28)$$

Dosažením vztahu (3.28) do vztahu (3.26) odvozují autoři konečnou korelaci

$$\frac{q_{kr}}{q_{kr,\infty}} = 0,89 + 2,27 \cdot \exp(-3,44 Bo^{1/4}). \quad (3.29)$$

Rozsah platnosti korelace (3.29) je $0,15 < \sqrt{Bo} < 3,5$. V oblastech $\sqrt{Bo} > 3,5$ je podíl $(q_{kr}/q_{kr,\infty})$ konstantní.

Lienhard a Dhir (1973a)

Kniha Lienhard a Dhir (1973a) zmiňuje experimentální potvrzení předpokladu učiněného v Zuber (1959), že průměr parních sloupců se rovná polovině nejnebezpečnější vlnové délky L_d . Rayleighův předpoklad vlnové délky odpovídající obvodu sloupce však zřejmě platí pouze pro menší výhřevné povrchy a pro sloupce s menšími průměry. Větší sloupce jsou sice nestabilnější při menších rychlostech parní fáze, ale jejich přechod k nestabilitě není ihned doprovázen vznikem parního filmu. Proto je navrhováno, že pro veliké (teoreticky nekonečné) povrchy, na kterých mohou vznikat široké parní sloupce je $q_{kr} = 1,14 q_{kr,Zuber(1959)}$, tzn. kritická hustota tepelného toku je navýšena o 14 % oproti q_{kr} predikovanému v Zuber (1959), viz vztah (3.16). Pro omezené povrchy, jejichž šířka je menší než $(3L_d)$ lze potom použít vztah: $q_{kr} = (N L_d^2/A) \cdot 1,14 q_{kr,Zuber(1959)}$, kde N je počet parních sloupců, L_d nejnebezpečnější vlnová délka a A plocha výhřevného povrchu. S rostoucím N

a A přechází rovnice do vztahu pro nekonečný povrch. Platnosti těchto vztahů jsou experimentálně ověřovány. V případě varu na horizontálních trubkách bylo empiricky zjištěno, že průměry sloupců jsou přibližně rovny průměru trubky zvětšeném o tloušťku parního filmu, jak zjednodušeně ukazuje Obr. 3.5. V případě trubek s malými průměry, tudíž i s malými tloušťkami parních sloupců, je rozteč mezi dvěma sloupci rovna L_d . V případě širších trubek je však rozteč větší – přibližně dvojnásobek průměru parních sloupců, tzn. $2 \cdot (D + 2\delta)$, kde D je průměr trubky a δ je tloušťka parního filmu. Jedná se o předpoklad učiněný již v Sun a Lienhard (1970). Poměr mezi plochou, kterou zabírají parní sloupce A_s a plochou výhřevného povrchu A je potom přibližně:

1. Pro válce menších průměrů $\frac{A_s}{A} = \frac{(R + \delta)^2}{2 R L_d}$.
2. Pro válce větších průměrů $\frac{A_s}{A} = \frac{R + \delta}{8 R}$.

Přechod mezi trubkami s malým a velkým poloměrem je dán vztahem $L_d = 4(R + \delta)$. Dalším empiricky zjištěným rozdílem mezi širokými a užšími parními sloupci je, že širší sloupce jsou kratší, než by odpovídalo vlnové délce dané jejich obvodem podle Rayleighova vztahu. Jejich délka spíše odpovídá L_d . Z empiricky stanovených tloušťek parních filmů jsou prezentovány vztahy upravující výsledek korelace Zuber (1959), viz vztah (3.16). Pro válce malých průměru je prezentován vztah

$$\frac{q_{kr}}{q_{kr,Zuber(1959)}} = 0,89 + 2,27 \exp(-3,44 \text{Bo}^{1/4}), \quad (3.30)$$

ktej je totožný ze vztahem v práci Sun a Lienhard (1970), viz vztah (3.29), nebo také jednodušší, ale cca o 6 % nepřesnější vztah

$$\frac{q_{kr}}{q_{kr,Zuber(1959)}} = \frac{0,94}{\text{Bo}^{1/8}}. \quad (3.31)$$

Pro válce velkých průměrů je pak uveden vztah

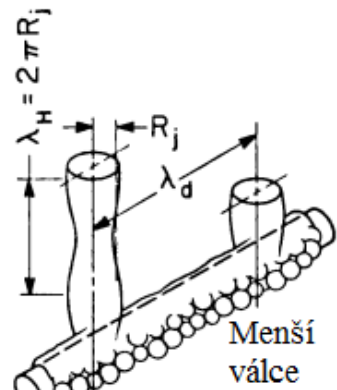
$$q_{kr} = 0,904 \cdot q_{kr,Zuber(1959)}. \quad (3.32)$$

$\text{Bo} = (\Delta \rho g R^2) / \sigma$ je Bondovo číslo. Pokud je Bo vysoké, blíží se q_{kr} hodnotám pro teoreticky nekonečné výhřevné povrchy. Rozdíl hustot kapalné a parní fáze $\Delta \rho$ se uvažuje při T_{sat} , R je vnější poloměr trubky. Práce Lienhard a Dhir (1973b) uvádí podobné modifikace korelace Zuber (1959) pro další geometrie a konfigurace, prezentuje teorii Rayleighovy–Taylorovy nestability pro viskozozní látky nebo implicitní rovnici pro stanovení kritické hustoty tepelného toku pro viskozozní látky, která se experimentálně ověřuje v Dhir a Lienhard (1974). Zabývá se také kritickým tepelným tokem při varu na povrchu drátů protékaných elektrickým proudem.

Lienhard et al. (1973)

Práce Lienhard et al. (1973) je souhrnem a rozšířením prací Sun a Lienhard (1970), Lienhard a Dhir (1973a) a Lienhard a Dhir (1973b), viz výše. Opět se jedná o zpřesňování korelace Zuber (1959), viz vztah (3.16), pro rozličné konečné povrchy – válce, koule, štíhlé ohřívače, desky, aj, které jsou dále děleny na „malé“ a „velké“ podle charakteristického rozměru. Práce obsahuje experimentální ověření vztahu odvozeného pro úzké lišty.

Obr. 3.5. Parní sloupce na menších trubkách
převzato z Lienhard a Dhir (1973a)



Haramura a Katto (1983)

Model prezentovaný v Haramura a Katto (1983) lze zařadit pod bod č. 2 v seznamu uvedeném na str. 69. Autoři upozorňují, že při odvozování korelací pro q_{kr} založených na hydrodynamické nestabilitě bývají uvažovány nekonečné povrchy, nad kterými dochází současně ke ztrátě stability parních sloupců a kapalně fáze, jelikož obě fáze nad takto uvažovaným povrchem vytvářejí protiproud. V případě konečných povrchů je však možné, aby tok kapalně fáze zůstal stabilní i tehdy, bude-li tok parní fáze nestabilní. Autoři vycházejí ze závěru práce Gaertner (1965), že při velkých tepelných tocích vznikají velké bubliny „posazené“ na filmu kapalně fáze, ve kterém se nacházejí malé parní sloupce, jak ukazuje Obr. 3.6. Tento film se utváří i při varu okolo trubky, což znázorňuje Obr. 3.7 Proto se snaží vypracovat model založený jak na Kelvinově–Helmholtzově nestabilitě, tak na chování kapalně fáze v tomto filmu. Šířka filmu δ_c , viz Obr. 3.6, je uvažována jako $\delta_c = L_{kr}/4$, kde L_{kr} je kritická vlnová délka poruchy, viz vztah (3.10). Kritický tepelný tok podle autorů nastává tehdy, když v době, po kterou zůstává tvořící se bublina nad kapalným filmem dojde k vypaření celého filmu pod touto bublinou (nemůže-li být film doplňován čerstvou kapalinou). Pro nekonečné povrchy je uváděna korelace

$$q_{kr,\infty} = \rho_g \Delta h_{lg} \left[\frac{\sigma g (\rho_l - \rho_g)}{\rho_g^2} \right]^{1/4} \left(\frac{\pi^4}{2^{11} 3^2} \right)^{1/16} \left(\frac{A_g}{A} \right)^{5/8} \cdot \left(1 - \frac{A_g}{A} \right)^{5/16} \left[\frac{\frac{\rho_l}{\rho_g} + 1}{\left(\frac{11}{16} \frac{\rho_l}{\rho_g} + 1 \right)^{3/5}} \right]^{5/16} \quad (3.33)$$

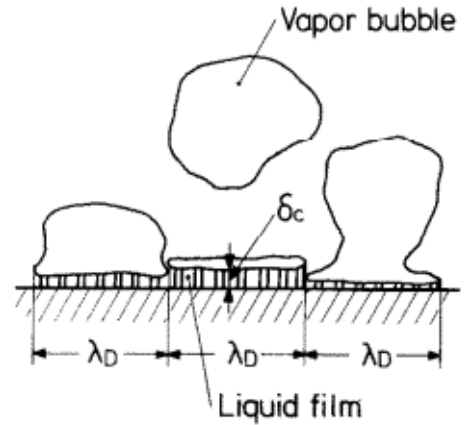
Člen (A_g/A) je poměr plochy, kterou zaujímají parní sloupce a plochy výhřevného povrchu. Autoři pro jeho stanovení uvádí výpočtový vztah

$$\frac{A_g}{A} = 0,0654 \left[\frac{\left(\frac{11}{16} \frac{\rho_l}{\rho_g} + 1 \right)^{3/5}}{\frac{\rho_l}{\rho_g} + 1} \right]^{1/2} \quad (3.34)$$

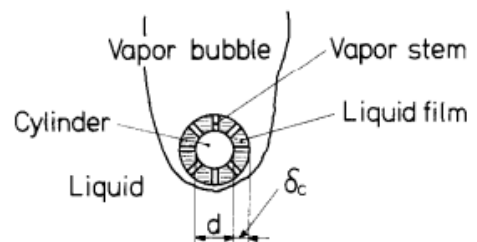
Pokud platí nerovnost $\rho_g \ll \rho_l$, lze použít upravený a jednodušší vztah $(A_g/A) = 0,0584 (\rho_g/\rho_l)^{0,2}$. V další části práce jsou uvedeny výpočty kritického tepelného toku při uvažování konkrétních výhřevných povrchů. Pro horizontální teoreticky nekonečné trubky, pro které je poměr délky a průměru $(L/D) > 20$ je uváděn vztah

$$\frac{q_{kr}}{q_{kr,\infty}} = \left(\frac{\sqrt{3}}{R_*} \right)^{1/16} \left(1 + \frac{1}{2 R_*^2} \right)^{1/32}, \quad (3.35)$$

Obr. 3.6. Kapalný film nad výhřevnou plochou
převzato z Haramura a Katto (1983)



Obr. 3.7. Kapalný film okolo trubky
převzato z Haramura a Katto (1983)



kde $R_* = (D/2) \cdot [\sigma / (g (\rho_l - \rho_g))]^{1/2}$ značí bezrozměrný poloměr trubky, přičemž D je průměr trubky. Podobně jsou uváděny vztahy pro výpočet kritického toku na horizontálním teoreticky nekonečném svazku trubek a na vzhůru orientovaném malém horizontálním disku. Model, který byl ve stručnosti nastíněn výše, je použit také pro odvození q_{kr} při varu s nucenou konvekcí. V takovém případě se okolo výhřevného povrchu vytvoří tekoucí kapalným film s proměnnou tloušťkou klesající ve směru proudu vroucí látky. Autoři uvažují, že kritického tepelného toku se dosáhne tehdy, když se teplo tekoucí z povrchu do filmu bude rovnat teplu potřebnému k vypaření množství kapaliny, která vstupuje do takového kapalného filmu. Pro kritický tok při varu s nucenou konvekcí nad rovinnými povrchy je v takovém případě uvedena korelace

$$\frac{q_{kr}}{\dot{m}_l \Delta h_{lg}} = 0,175 \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0,467} \left(1 + \frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{1/3} \left(\frac{\sigma \rho_l}{\dot{m}_l^2 L} \right)^{1/3}, \quad (3.36)$$

kde \dot{m}_l značí hustotu hmotnostního toku kapalně fáze a L je délka výhřevného povrchu. Pro kritický tok při varu s nucenou konvekcí nad trubkou průměru D s křížovým tokem za předpokladu $\rho_g \ll \rho_l$ je uvedena korelace

$$\frac{q_{kr}}{\dot{m}_l \Delta h_{lg}} = 0,151 \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0,467} \left(\frac{\sigma \rho_l}{\dot{m}_l^2 D} \right)^{1/3}. \quad (3.37)$$

Beitel (1991)

Beitel (1991) ve svém přehledu uvádí vliv nejdůležitějších parametrů na velikost kritického tepelného toku. Ve zkratce platí:

1. Kritická hustota tepelného toku q_{kr} se s rostoucí rychlostí média v blízkosti kapaliny zvyšuje, tzn., že při varu s nucenou konvekcí je q_{kr} vyšší.
2. S rostoucím podchlazením se q_{kr} zvyšuje.
3. S rostoucím tlakem se podle Cichelli a Bonilla (1945) zvyšuje kritický tepelný tok až do maxima v zhruba $p_{kr}/3$. Další zvyšování tlaku již nemělo na q_{kr} vliv.
4. Rostoucí drsnost povrchu při pomalých rychlostech média a malých tepelných tocích mírně snižuje velikost q_{kr} . S vyššími rychlostmi a podchlazeními se efekt drsnosti vytrácí.
5. Materiál, ze kterého je vyroben výhřevný povrch nemá na hodnoty q_{kr} významný vliv.
6. Tloušťka stěny výhřevného povrchu nejspíš zvyšuje q_{kr} , ale existují i studie, které nepozorovaly významnější ovlivnění.

Unal et al. (1992)

Model prezentovaný v této práci je zástupcem kategorie č. 4 seznamu uvedeného na str. 69. Předpokládá se v něm, že dosažení kritické hustoty tepelného toku q_{kr} nastane, když nad výhřevným povrchem vznikne tzv. horké místo (*hot spot*), jehož teplota je natolik vysoká, že zabraňuje kontaktu kapalně fáze a výhřevného povrchu. Proto je z hlediska q_{kr} důležitou vlastností vroucí kapaliny schopnost být v kontaktu s výhřevným povrchem. Podle autorů se jedná o jednoduché rozšíření modelu spotřebovávání makrovrstvy, o kterém pojednává např. Haramura a Katto (1983) viz str. 79. Model je založený na rovnicích popisující dvourozměrnou nestacionární kondukcí. Práce se zabývá teoretickým nástínem modelu a experimentální evidencí potvrzující jeho oprávněnost. Vlastní korelaci nicméně neuvádí. Z experimentálních prací jiných autorů vyplývá, že teplota horkých míst se pohybuje mezi 179 °C až 268 °C.

4 Experimentální zařízení používaná pro výzkum přestupu tepla při varu

V této kapitole si popíšeme techniky a zařízení používané při experimentálním výzkumu varu. Kromě nejčastějších postupů zmíním i některé alternativní, které jsem objevil při čtení vědeckých publikací. Nejprve bych však rád krátce vysvětlil poněkud složitější název této kapitoly. Rozdělme si experimentální výzkum varu do dvou nevylučujících se kategorií:

1. Experimenty s varem zabývající se přestupem tepla při varu.
2. Experimenty s jinou oblastí zájmu (např. proces nukleace, přestup hmoty při varu, hydrodynamika varu, aj.).

V souladu s předchozími kapitolami této práce se i nadále zabývám především přestupem tepla při varu v objemu. Proto budou všechna zmíněna experimentální zařízení a postupy spadat pod prvně zmíněný bod, případně pod oba body zároveň. Zařízeními a postupy, které spadají pouze do druhé kategorie se zde zabývat nebudu.

4.1 Princip stanovení součinitele přestupu tepla

Součinitel přestupu tepla α se při experimentálních měřeních stanovuje nepřímou. Podle Newtonova ochlazovacího zákona v základním tvaru platí

$$q = \alpha \Delta T. \quad (4.1)$$

Hodnotu α lze tudíž vypočítat při známých velikostech hustoty tepelného toku q a teplotního rozdílu ΔT , přičemž se hustota tepelného toku q při experimentech s varem nejčastěji stanovuje pomocí:

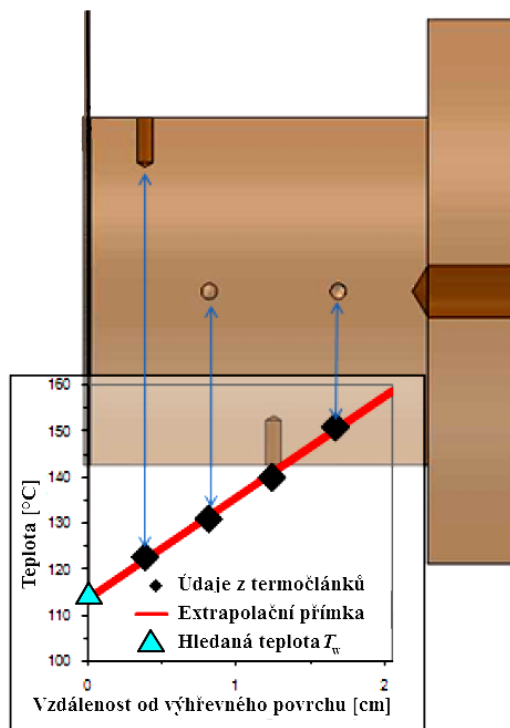
1. Průtoky topné páry \dot{m}_g je-li k vytápění použita pára a jejího měrného skupenského kondenzačního tepla Δh_{gl} .
2. Měření rozdílu teplot v přesně stanovené vzdálenosti Δx v materiálu o známé tepelné vodivosti λ při uvažování jednorozměrné kondukce.
3. Měření elektrického výkonu $P_{el} = UI = RI^2$, který je ve formě Jouleova tepla zdrojem tepelného toku ve vodiči protékáném elektrickým proudem.

Pro teplotní rozdíl ΔT vystupující ve vztahu (4.1) platí při varu

$$\Delta T = T_w - T_l, \quad (4.2)$$

kde T_l je teplota kapaliny v objemu, tzn. v takové vzdálenosti, která není ovlivněna teplotou výhřevného povrchu, neboli jinými slovy ve vzdálenosti vyšší, než je tloušťka teplotní mezní vrstvy. Bývá měřena přímo – nejčastěji ponorným termočlánkem. Teplota T_w je teplota výhřevného povrchu v místě, kde dochází k jeho kontaktu

Obr. 4.1. Extrapolace povrchové teploty převzato ze Sloan et al. (2009)



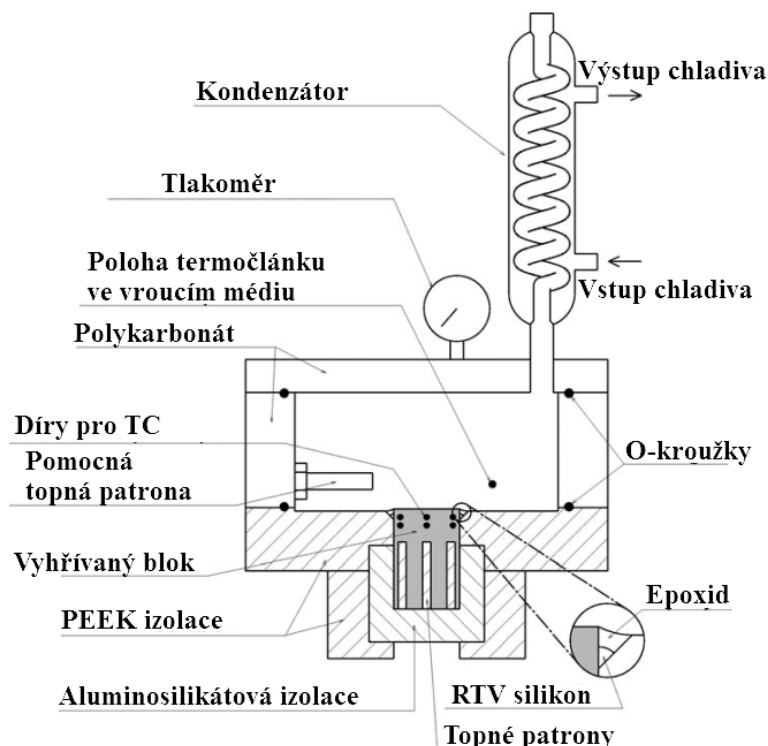
s vroucím médiem. Tato teplota nebývá ve většině případů měřena přímo, jelikož by měřící zařízení (nejspíše termočlánek) umístěné na výhřevném povrchu významně ovlivnilo proces nukleace bublin a spolu s tím i lokální součinitel přestupu tepla. Proto by byla naměřená hodnota značně zkreslená. V případě nalepovacích povrchových termočláneků výrobci navíc upozorňují, že by takové termočlánek neměly být v kontaktu s kapalinou, k čemuž by při přímém měření T_w došlo. Proto se hodnota T_w za předpokladu jednorozměrné stacionární kondukce stanoví:

- Při znalosti hustoty tepelného toku q a tepelné vodivosti izotropního materiálu výhřevného povrchu z alespoň jedné teploty⁷ naměřené, nebo dané příslušnou okrajovou podmínkou, v určitém místě takového materiálu a následným dopočtem T_w z Fourierova zákona vedení tepla.
- Při znalosti hustoty tepelného toku q a neznalosti tepelné vodivosti izotropního materiálu výhřevného povrchu z alespoň dvou teplot⁸ naměřených, nebo daných okrajovou podmínkou, ve dvou určitých místech takového materiálu a následnou extrapolací použitím Fourierova zákona vedení tepla, jak zobrazuje Obr. 4.1, kde je teplota měděného povrchu T_w extrapolována přímkou aproximující čtyři teploty naměřené v různých hloubkách použitím termočláneků.

Při obou postupech je nutno stanovit hustotu tepelného toku q jedním ze tří postupů uvedených v seznamu pod rovnicí (4.1).

4.2 Standardní zařízení pro výzkum varu

Obr. 4.2. Standardní zařízení pro výzkum varu
převzato z Jones et al. (2009)



Po shlednutí přibližně stovky zařízení v různých pracích, které autoři používají pro zkoumání přestupu tepla při varu, jsem dospěl k závěru, že typické zařízení pro výzkum přestupu tepla při bublinovém varu v objemu, např. to, které ukazuje Obr. 4.2, zpravidla obsahuje:

- Vařák, což je nádoba, ve které dochází k varu a která obsahuje testované médium.

⁷Pro interpolaci je nezbytná jedna teplota. Každá další slouží k aproximačnímu zpřesnění.

⁸Pro interpolaci jsou nezbytné dvě teploty. Každá další slouží k aproximačnímu zpřesnění.

- Kondenzátor, který je buď interní, tzn. uzavřen ve vařáku, nebo externí, tzn. samostatný a s vařákem spojený.
- Testovaný povrch, na kterém dochází k varu. Testovaným povrchem může být:
 - Některý z povrchů vyhřívaného bloku
 - Povrch elementu, který není integrální součástí vyhřívaného bloku a je s vyhřívaným blokem rozebiratelně, nebo nerozebiratelně spojen.
- Jeden nebo více zdrojů tepla, které budeme dále dělit na:
 - Primární, které dodávají teplo jimi vyhřívanému bloku.
 - Sekundární nebo též pomocné, které dodávají teplo testovanému nebo jinému výhřevnému médiu.
- Vyhřívaný blok, který vede teplo od primárních zdrojů tepla k testovanému povrchu.
- Zdroj elektrické energie.
- Měřidla a senzory – např. termočlánky, tlakoměry, wattmetry, aj.
- Těsnící a izolační prvky pro zamezení tepelných ztrát a úniků tekutin.

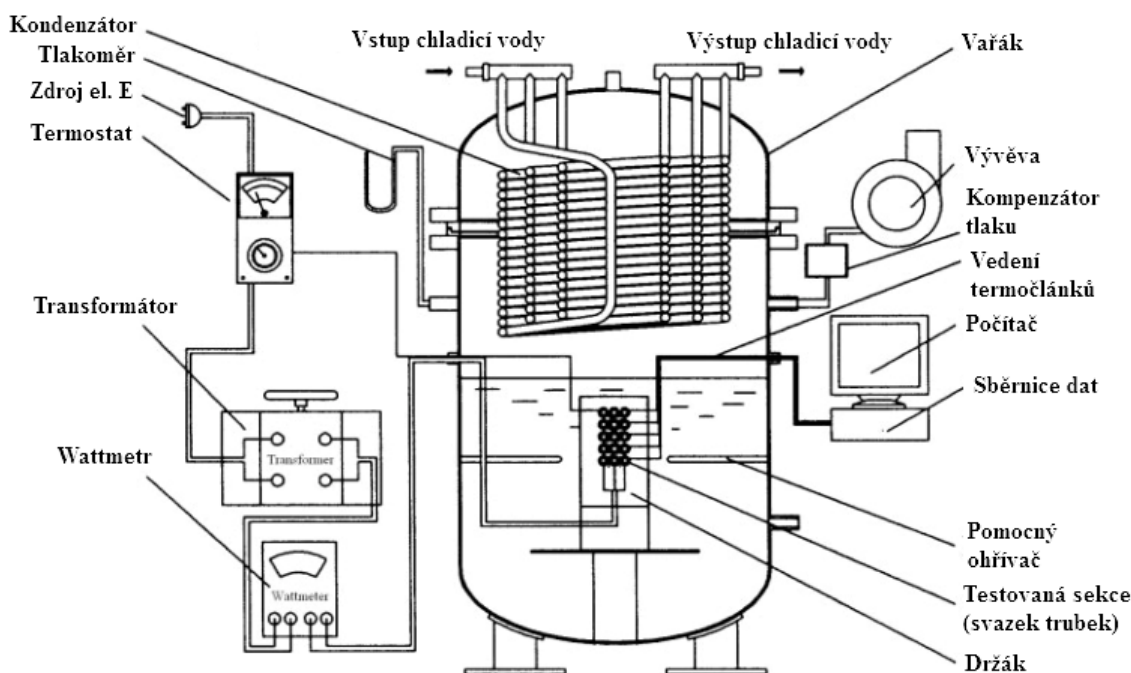
Konkrétní zařízení nemusí nezbytně obsahovat všechny uvedené komponenty, např. pokud ohřev vroucí kapaliny zajišťují pouze primární ohříváče a není potřeba sekundárních ohříváčů, nebo pokud je zdroj tepla zároveň vroucím povrchem a vyhřívaným blokem jako v případě výzkumu varu na drátech protékáných elektrickým proudem, popř. probíhá-li var přímo na zdroji tepla jako např. v Das a Roetzel (2004), kde k varu dochází na nerezových válcových topných patronách.

Testovaným médiem bývá nejčastěji voda. Mnoho autorů, např. McGillis et al. (1991a) zmiňuje výborné tepelně-transportní vlastnosti vody a současně abnormálně velkou hodnotu kritického tepelného toku q_{kr} v porovnání zejména s organickými kapalinami. Konkrétně je vhodnost vody coby chladící kapaliny v McGillis et al. (1991a) uváděna v souvislosti s velmi nízkými teplotami výhřevného povrchu při určité hodnotě hustoty tepelného toku q v kontrastu s organickými kapalinami a to zejména za hlubokých podtlaků⁹. Pro experimenty s varem vody se používá výhradně destilovaná, demineralizovaná, nebo deionizovaná voda. Dále se často testují roztoky vody např. s NaCl, Na₂SO₄, s etanolem, glycerinem, etylenglykolem (Fridexem), aj. Mimo vodu a její roztoky se výzkum soustředí na nejrůznější organické kapaliny, zejména pak chladiva. Konkrétními často testovanými médii jsou: aceton, benzen, i-butanol, n-butanol, etanol, dimethylether, různé fluorinerty a freony, gasolin, glycerin, n-hexan, kerosin, metanol, methylethylketon, i-pentan, n-pentan, i-propanol, sacharóza, sirouhlík, tetrachlorethan, tetrachlormetan a spousta dalších.

Popišme si nyní standardní zařízení pro výzkum varu na třech konkrétních případech, zobrazených na Obr. 4.3, Obr. 4.4 a Obr. 4.5. Na Obr. 4.3 je zařízení z práce Qiu a Liu (2004) pro výzkum varu vody na svazku patnácti měděných leštěných trubek vnějšího průměru 18 mm a vnitřního průměru 12 mm při tlacích 20, 50 a 101 kPa. Uvnitř trubek jsou umístěny topné patrony. Pro rychlejší ohřev testované kapaliny na saturační teplotu T_{sat} a její odplynování jsou použity pomocné ohříváče, které jsou však v průběhu měření vypnuty. Vařákem je nerezová nádoba průměru 0,7 m, výšky 1 m se zabudovaným vodou protékáným kondenzátorem, která je připojena k vývěvě. Tepelný tok je stanovený měřením elektrického výkonu wattmetrem, teplota výhřevného povrchu T_w termočlánky (čtyři v každé trubce) ve známé hloubce pod výhřevným povrchem a dopočítána z rovnice jednorozměrného vedení tepla. Teplota kapaliny T_1 je měřena čtyřmi termočlánky umístěnými v kapalině. Tlak v parním prostoru je kontrolován rtuťovým tlakoměrem.

⁹Antitezi uvádí např. práce Kalani a Kandlikar (2013), ve které se experimentuje s varem etanolu, jehož tepelné vlastnosti jsou vůči vodě autory považovány za uspokojivější i při nižších tlacích, zejména kvůli nižší teplotě varu při daném tlaku a vyšší hodnotě měrného výparného tepla. Nevýhodou etanolu je podle autorů jeho hořlavost a toxicita.

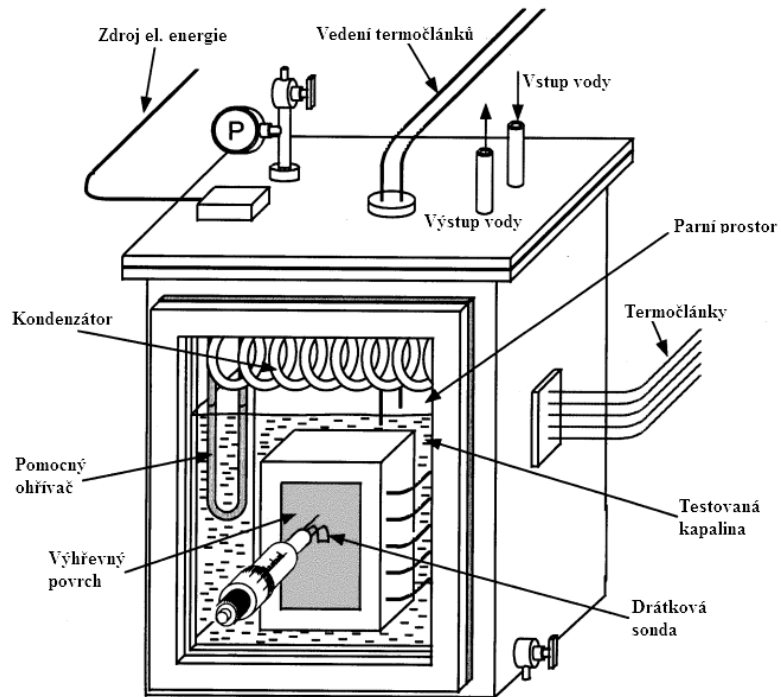
Obr. 4.3. Experimentální zařízení pro výzkum varu na svazku trubek
převzato z Qiu a Liu (2004)



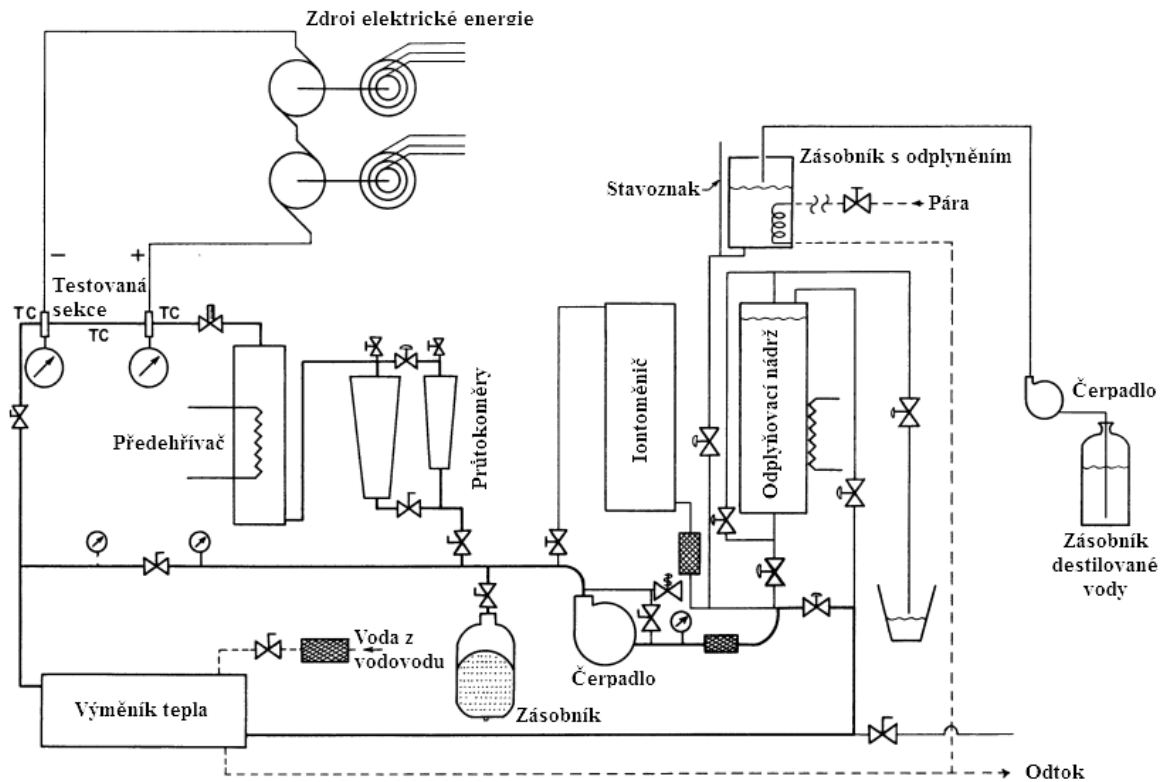
Obr. 4.4 zobrazuje vzduchotěsný obdélníkový vařák z práce Bonjour a Lallemand (1998) s měděným vyhřívaným blokem, ve kterém jsou umístěny dvě topné patrony – každá o výkonu 1 kW. Var pentanu a freonu R-113 probíhá při tlaku 100 kPa na vertikální stěně vyhřívaného bloku (zbylé stěny jsou tepelně izolovány). Stěna má výšku 120 mm a šířku 60 mm a vytváří spolu s průhlednou polykarbonátovou deskou vařáku kanál s nastavitelnou mezerou šířky v řádech milimetrů. Uvnitř vařáku je vodou protékající kondenzátor a podpůrný ohřivač, který udržuje kapalinu na operační teplotě bez ohledu na výkon dodávaný do vyhřívaného bloku, který je stanoven pomocí voltmetru a ampérmetru. Pro kontrolu tlaku je zařízení opatřeno tlakoměrem. Pro stanovení T_w bylo použito sedmi termočlánků umístěných 0,5 mm pod výhřevným povrchem. Další dva termočlánky byly použity pro měření teploty páry a vroucí kapaliny. V rámci experimentu bylo stanoveno fázové rozložení ve dvofázovém toku v kanálu za použití sondy s drátkovým anemometrem.

Zařízení pro výzkum tepla při bublinovém varu s nucenou konvekcí bývají typicky potrubní tratě protékající testovanou kapalinou s pomocnými zařízeními a vytápěnou testovanou sekcí daného průřezu osazenou termočlánky, popř. tlakoměry nebo jinými senzory. Podle práce Bergles a Rohsenow (1962) nesmí být termočlánky umístěny přímo na výhřevném povrchu, jehož teplota T_w má být stanovena, jelikož dochází k významnému ovlivnění toku vroucí kapaliny v bezprostředním okolí termočlánků a naměřená teplota je proto výrazně zkreslená. V souvislosti s tím je v Bergles a Rohsenow (1962) také upozorňováno na vliv elektrické izolace termočlánků, která rovněž působí jako tepelná izolace a ovlivňuje naměřenou teplotu. Tento vliv je v práci potlačen externími ohřivači testované sekce. Pro ilustraci je na Obr. 4.5 zobrazena měřící trať z práce Bergles a Rohsenow (1962) vyrobená s mosazných a nerezových prvků s pružnými spoji z gumových hadic. Všechny prvky jsou těsněny azbestovými a teflonovými těsněními. Výměnné testované průtočné sekce různých tvarů (trubkový, anuloidový aj.) jsou vyhřívány Ni–Cr drátem a podpůrnými vnějšími ohřivači pro zajištění konstantní teploty stěny. Trať obsahuje nádoby s ohřivači o celkovém výkonu 12 kW pro odplynování testované destilované vody. Zdrojem elektrické energie jsou dva generátory poháněné třífázovými synchronními elektromotory. Trať obsahuje výměník tepla pro odvod tepla zaneseného do kapaliny vlivem

Obr. 4.4. Experimentální zařízení pro výzkum varu ve vertikálním kanálu
převzato z Bonjour a Lallemand (1998)



Obr. 4.5. Potrubní trať pro výzkum varu s nucenou konvekcí
převzato z Bergles a Rohsenow (1962)



čerpadel, předehříváčů a ohřevem v testované sekci.

Další části této kapitoly se zabývají detailnějším popisem součástí experimentálních zařízení pro výzkum bublinového varu v objemu.

4.3 Vařák

Vařák je nádoba s testovaným médiem, ve které dochází k varu. Vařák má v drtivé většině případů obdélníkový nebo válcový tvar. Podtypem válcových vařáků mohou být trubkové vařáky, které mají vyšší poměr výšky ku šířce. Výjimečně se lze setkat s vařáky, které nejsou obdélníkové ani válcové, jako např. u Cryder a Gilliland (1932), kteří používají skleněný zvon, v Addoms (1948) je zmíněna „pečící nádoba“ z pyrexového skla s lichoběžníkovým průřezem, Lee et al. (1997) používají pro výzkum varu v mikrogravitaci dvoukomorové nádoby s měchem. Orientace vařáků může být jak horizontální tak vertikální. Ve van Stralen et al. (1975) autoři zmiňují, že vařák má být dostatečně velký pro vyloučení kolísání tlaku při vzníkání velkých bublin, k čemuž dochází zejména při varu za podtlaků, viz kapitola 2.1. McGillis et al. (1991a) používají při varu za tlaků 4 až 9 kPa pro udržení tlaku v rozmezí $\pm 0,27$ kPa regulátor ovládající vývěvu podle naměřené teploty ve vařáku.

V případě vytápění parou, nebo horkou vodou bývá vařák opatřen duplikátorovým pláštěm jako např. v Braunlich (1941). Lze se setkat s uspořádáním, kdy je vařák vnitřní nádobou, která je vložena do vnější nádoby s pomocným médiem udržovaným na požadované teplotě varu sekundárními ohříváči umístěnými mimo prostor samotného vařáku, jako např. v Nishikawa et al. (1983), viz Obr. 4.6, který svou konstrukcí umožňuje výzkum varu při různých inklinacích úhlech θ výhřevného povrchu; nebo třeba Cooper et al. (1978), kde je ve vnější nádobě ohříván glycerin, nebo těžký parafín. Vařák bývá uzavřený, nebo otevřený. Uzavřený vařák umožňuje nastavení tlaku v pracovním prostoru – nejčastěji pomocí regulace průtoku chladiva protékajícího externím nebo interním kondenzátorem. Pro vzájemné spojování dílů, ze kterých se vařák skládá, se velmi často využívá pájení stříbrem nebo svařování. Díly vařáku v Lorenz et al. (1972) jsou pro snadnou vyměnitelnost spojovány šrouby v mosazných přírubách, které jsou k dílům pájeny stříbrem, za použití stříbrného lubrikantu na bázi oleje.

Materiály, ze kterých bývají vařáky zhotoveny jsou zejména:

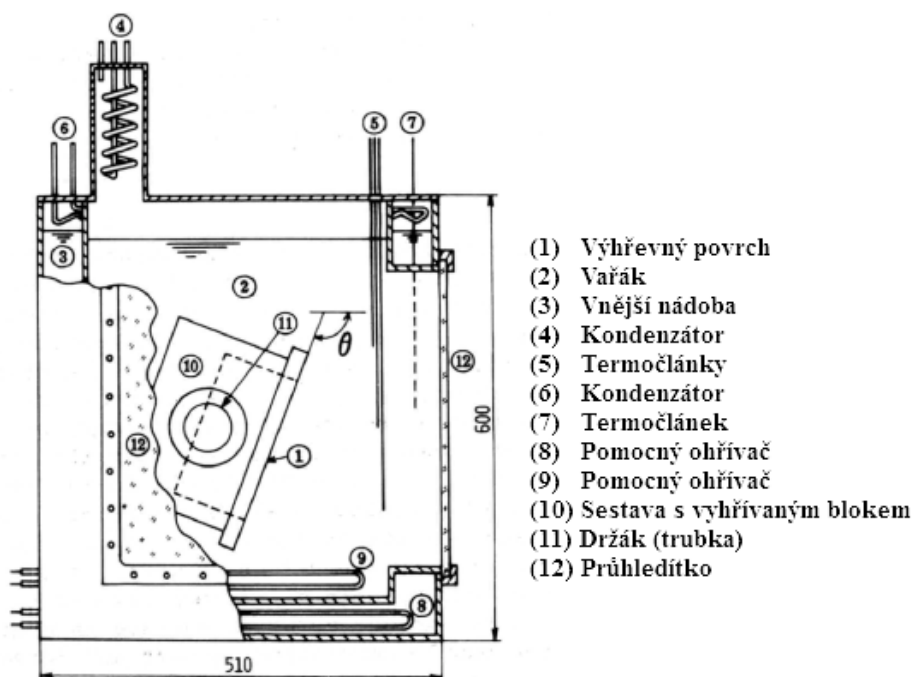
- Blíže nespécifikované sklo, např. v Akin a McAdams (1939), Yamagata et al. (1955), Kurihara a Myers (1960), Cooper et al. (1978), Donnelly et al. (2009).
 - Pyrexové sklo, např. v Addoms (1948), Lienhard et al. (1973), El-Genk a Guo (1993).
 - Plexisklo (polymethylmetakrylát), např. v Schnabel et al. (2008).
- Polykarbonát, např. v Sloan et al. (2009), Jones et al. (2009), Kwark et al. (2010), Kim et al. (2014), El-Genk a Suszko (2016).
- Nerez, např. v Mesler a Banchero (1958), Kosky a Lyon (1968), Kang (2000), Das et al. (2016).

Mezi některými méně častými materiály vařáků zmíním mosaz, kterou používají Cryder a Finalborgo (1937) nebo Lorenz et al. (1972); hliník v případě vařáků z prací Jun et al. (2016) nebo Pratik et al. (2016); popř. měď, kterou uvádí Braunlich (1941).

Vyhřívavý blok s testovanou sekcí mohou být součástí vařáku, kupříkladu jeho dnem nebo boční stěnou, případně se do vařáku vkládají a jsou fixovány držákem, který je s vařákem pevně spojen. Pro testování více sekcí v jedné nádobě jsou spojení snadno rozebíratelná – např. v McGillis et al. (1991a) používají rychlospojky, v Kalani a Kandlikar (2013) „C“ svorky.

Za předpokladu, že materiál vařáku není vyroben z průhledného materiálu, se pro vizuální sledování procesu na jednu, nebo více bočních stěn vařáku umísťují průhledítka. Materiálem průhledítek je nejčastěji pyrexové, nebo křemenné sklo vyztužené či bez výztuže s jednou, nebo dvěma vrstvami, popř. polykarbonát.

Obr. 4.6. Vařák jakožto „nádob v nádobě“
převzato z Nishikawa et al. (1983)



Vařák bývá tepelně izolován. Nejčastějšími materiály, které jsou pro jeho izolování používány jsou:

- Skelná vata, např. v Yamagata et al. (1955), Piro (1999), Kang (2005).
- Polyuretanová pěna, např. v Jung et al. (2003), Jung et al. (2004), van Stralen et al. (1975).
- Epoxidová pěna např. v Rainey et al. (2003), El-Genk a Suszko (2016).

Přičemž se tyto materiály mnohdy kombinují do vícevrstevných složených izolací. Starší práce často zmiňují tepelnou izolaci z azbestu ve směsích s drolivými anorganickými materiály – kupříkladu zařízení v Cryder a Finalborgo (1937) je izolováno směsí azbestu a uhličitanu hořečnatého. Používání azbestových materiálů je však kvůli respiračním onemocněním (jako např. azbestóza), ale zejména kvůli prokázaným karcinogenním účinkům v ČR zakázáno. Mimo vyjmenované izolační materiály uvádí Gaertner (1965) vermikulitovou izolaci, Schnabel et al. (2008) polyamid s nízkou tepelnou vodivostí. Yu et al. (2015) zmiňuje izolaci z blíže nespecifikované gumy, Vafaei a Wen (2014) používá pro izolování trubkové testované sekce kombinaci Armaflexu (syntetický kaučuk) a kamenné vlny, Pratik et al. (2016) uvádí flexibilní vůči vysokým teplotám odolnou alumino-silikátovou izolaci, v Das et al. (2016) používají prášek z vápenného silikátu. Jung et al. (2003) zmiňuje bakelitovou izolaci. Ve van Stralen et al. (1975) byla původní polyuretanová tepelná izolace zejména kvůli vyšší tepelné roztažnosti nahrazena vakuovou izolací.

V případě vařáků typu „nádob v nádobě“ je izolována vnější nádoba. v Nishikawa et al. (1976) a Nishikawa et al. (1982) je vařák tepelně izolován umístěním do vnější nádoby se vzduchovou lázní, v Gerardi et al. (2010) umístěním do vnější nádoby s vodní lázní. Účinné izolování všech součástí umožňuje zanedbat tepelné ztráty. V mnoha pracích se tepelné ztráty neuvažují, pokud jsou menší než 1 %. Typické hodnoty tepelných ztrát, stanovených experimentálními měřeními nebo numerickými simulacemi se pohybují okolo 10 %.

Vařák může obsahovat ventily, přípojky nebo vývody pro nastavení tlaku a hladiny v pracovním prostoru.

4.4 Kondenzátor

Typické experimentální zařízení má jeden nebo více interních či externích kondenzátorů. V případě interních kondenzátorů je nejčastějším řešením spuštění spirály kondenzátoru ze svrchní příruby vařáku. Úlohou kondenzátoru je:

- Fázová přeměna parní fáze na kapalnou a gravitační navrácení (reflux) kondenzátu zpět do pracovního prostoru vařáku.
- Nastavení a regulace tlaku (a tudíž také saturační teploty) uvnitř pracovního prostoru vařáku. Pro výzkum varu při atmosférickém tlaku bývá kondenzátor otevřený, v případě přetlaků nebo podtlaků je uzavřený. Přes horní vývod kondenzátoru může být připojena vývěva pro výzkum varu za podtlaků. Méně často se podtlaků dosahuje použitím ejektorů.

Mimo to je kondenzátor vhodný pro odplynování testovaného média prudkým varem uvnitř vařáku a oddělení nezkondenzovatelných inertních plynů od zzkondenzovatelných par vroucího média vznikajících v průběhu experimentů. Odvod plynů a nezkondenzovaných par z prostoru vařáku je nesmírně důležitý při experimentech s hořlavými látkami. Odplynování však může probíhat i v externí nádobě, jako např. v práci Griffith a Wallis (1958), která zároveň zmiňuje, že odplynovaná kapalina má větší tendenci zcela zaplavit kavity výhřevného povrchu, které by v neodplynovaném stavu nevyplnila. Tím dojde ke snížení počtu potenciálních nukleačních míst. Proto je experimentální var v Griffith a Wallis (1958) vždy zahajován s vodou s určitým zbytkovým množstvím rozpuštěných plynů. V Lorenz et al. (1972) autoři uvádí, že odplynování vody, benzenu a metanolu probíhalo při 50 % až 75 % kritického tepelného toku q_{kr} pro dané médium.

Nejčastější konstrukční řešení kondenzátorů je:

- Spirálový kondenzátor uzavřený ve válci. Spirála je zhotovena z dobře vodivého materiálu – ve většině případů z mědi. Používá se uspořádání:
 - „Typu spirála“, kdy parní fáze obtéká spirálu protékanou chladivem. Ke kondenzaci dochází na vnější stěně spirály.
 - Grahamova typu, kdy spirálou protéká parní fáze a ke kondenzaci dochází na její vnitřní stěně.
- Horizontální deska z jejíž jedné strany protéká chladivo a na druhé straně dochází ke kondenzaci.

Jako zástupce kondenzátorů vymykajících se výše uvedenému zmíním práci McGillis et al. (1991a), ve které se zkoumá var vody při saturačních teplotách 29 °C až 44 °C, přičemž kondenzátorem je měděná trubka s radiálními měděnými žebry, která je ofukována vzduchem z ventilátoru. Podobný kondenzátor používá rovněž Noyes (1963). V Akin a McAdams (1939) slouží kondenzátor rovněž pro měření tepelného toku dodávaného kapalině, přičemž je kapičková kondenzace podpořena přídatkem benzylthiolu. V Gaertner (1965) dochází ke kondenzaci par vroucího média v externím výměníku tepla. Kondenzát je následně v dalším výměníku dohříván na saturační teplotu T_{sat} a vrácen do pracovního prostoru vařáku. Podobné uspořádání zmiňuje také Bier et al. (1977), kde je mírně podchlazený kondenzát na výstupu z trubkového výměníku dohříván ohříváčem s regulovatelným výkonem a rovnoměrně vrácen do vařáku průtokem přes perforovaný plech.

Chladivo, které odvádí uvolňující se kondenzační teplo, mívá zřízeno vlastní cirkulační okruh sestávající se z trubek, externí chlazené termostatické lázně nebo kryostatu, čerpadla (často termostaticky řízeného), teploměru nebo tepelných snímačů a průtokoměru. Průtok chladiva okruhem bývá volen tak, aby teplo dodávané do testovaného média bylo stejné, jako teplo odebrané při kondenzaci, které se váže do chladiva. Špatná regulace průtoku chladiva má za následek buď že se více tepla z testovaného média odebírá, než je mu dodáváno, což vede k další kondenzaci parní fáze, snížení teploty a případnému poklesu tlaku v uzavřených systémech; nebo že je dodáváno více tepla, než se odvádí, kondenzátor se zahltí, čímž dojde ke zvýšení teploty, v uzavřených systémech se současně zvýší tlak

a v těch otevřených dochází ke ztrátám vroucího média do okolí. Jakožto chladivo se nejčastěji používá voda, organická chladiva, roztoky vody s glykolem, oleje, aj. Správně pracující kondenzátor by měl při experimentech s nasyceným varem do vařáku vracet kondenzát s teplotou co možná nejbližší saturační teplotě vroucího média T_{sat} .

4.5 Výhřevný povrch

Konkrétní provedení výhřevného povrchu a vyhřívaného bloku se liší podle oblasti výzkumu, pro kterou je dané zařízení určeno. Provedení vyhřívaného bloku je závislé na požadavcích na velikost a tvar výhřevného povrchu. Budeme-li hovořit o obecném výzkumu procesu varu, nikoliv o výzkumu zabývajícím se vlivem specifické konfigurace nebo struktury výhřevného povrchu na proces varu, jsou nejčastějšími provedeními výhřevných povrchů:

- Horizontální rovinný vzhůru orientovaný výhřevný povrch.
- Horizontální trubkový výhřevný povrch.
- Drát protékaný elektrickým proudem.

Materiálem výhřevného povrchu je ve většině případů měď, méně často nerez, mosaz, aj. Materiálem při použití drátů je zejména slitina Ni–Cr, nebo platina. Výhřevný povrch je nejčastěji broušen, leštěn, či lapován. Drsnější povrchy bývají soustruženy, frézovány, či strojně, chemicky nebo jiskrově zdrsňeny. Se speciálními povrchy se lze setkat při studiu varu na umělých (artificiálních) kavitách – např. v Griffith a Wallis (1958) je povrch oplachován v roztoku tetrachlormetanu a parafínu. Do tenké na povrchu ulpělé parafínové vrstvičky jsou následně důlčičky vytvořeny kavity o známé geometrii a vzájemné rozteči.

Výhřevný povrch může být plátován, povlakován, či jinak povrchově upraven. Povrchové úpravy si můžeme rozdělit na:

- Ovlivňující vzájemné vlastnosti kapaliny a výhřevného povrchu, např. pokud je povrch plátován nebo galvanicky pokoven materiálem, vůči kterému má vroucí kapalina horší smáčivost.
- Ovlivňující strukturu povrchu, např. je-li povrch uměle zdrsňen a obsahuje díky tomu větší množství potenciálních nukleačních míst.
- Ovlivňující jak vzájemné vlastnosti kapaliny a výhřevného povrchu tak strukturu povrchu.

Vlastnosti výhřevného povrchu se s postupem času mění, jelikož povrch je při ponechání na vzduchu a také v průběhu samotného varu pozvolna degradován. Příčinami degradace při varu může být např. rozpouštění materiálu výhřevného povrchu v testovaném médiu, dynamické účinky varu na výhřevný povrch, koroze výhřevného povrchu nebo ulpívání různých nečistot či připálenin na výhřevném povrchu. Pro rychlost a stupeň degradace je stěžejní vliv testovaného média na výhřevný povrch. Degradaci lze částečně (avšak nikdy ne zcela) potlačit odplynováním vroucího média. Přítomnost nezkondenzovatelných inertů v parním prostoru vařáku lze předpokládat při výrazném rozdílu mezi tlakem sytých par p'' vroucího média při dané saturační teplotě T_{sat} a skutečným tlakem, při kterém kapalina vře. Platí, že vliv vody na degradaci povrchu je významnější, než v případě organických kapalin a to i při použití destilované či deionizované vody. Lorenz et al. (1972) zmiňuje výrazný vliv vody na degradaci povrchu, která byla viditelná pouhým okem. Proto je v Lorenz et al. (1972) na daném povrchu testován nejdříve benzen a metanol a naposledy voda. Na silné korozní účinky destilované vody při vysokých tlacích až 18 MPa je upozorňováno v Addoms (1948). Podobně před vodou coby vroucím testovaným médiem „varují“ Kurihara a Myers (1960), kteří prováděli měření drsnosti povrchu diamantovým hrotem před a po varu vody, acetonu, hexanu, tetrachlormetanu a sirouhlíku, přičemž významné změny drsnosti byly naměřeny pouze v případě vody. Při varu vody a metyletylketonu v práci van Stralen et al. (1975) docházelo ke značné oxidaci měděného povrchu, kterou autoři potlačili nanesením vrstvy Ni tloušťky 10 μm nebo vrstvy SiO_2 tloušťky 0,75 μm . Pro vyloučení vlivu degradace povrchu na tepelné charakteristiky varu bývá testovaný povrch po určité době (často

po každém měření) vyjmut z prostoru vařáku a ošetřován. Nejčastějšími způsoby jeho ošetření bývá:

- Leštění, broušení, kartáčování, či jiné mechanické opracování. Používají se různé smirkové, brusné, pískové papíry či tkaniny. Mohou se používat brusné, lapovací, leštící, či jiné pasty. Přitom se dbá, aby byly povrchy ošetřovány vždy stejným postupem. Kurihara a Myers (1960) zmiňují ošetření brusnými papíry, nebo karborundem v cyklech deseti tahů v jednom směru a deseti tahů v na něj kolmém směru. Lorenz et al. (1972) zmiňuje provedení padesáti tahů v jednom směru pro vznik okem patrného rovnoběžného rýhování.
- Chemické čištění, při kterém je nejčastěji použito organických kapalin, vodných roztoků kyselin (např. HCl, kyselina octová, aj.), roztoků zásad (např. NaCl), nebo mýdel. Nejčastěji se povrch čistí acetonem, etanolem, benzenem, tetrachlormetanem, roztoky vody s detergenty, aj.
- Oplachování destilovanou vodou nebo testovaným médiem.

Standardní proces ošetření výhřevného povrchu se skládá z určité kombinace výše popsaných kroků. Závěrečným krokem bývá prakticky vždy oplachování výhřevného povrchu testovaným médiem. Mesler a Banchemo (1958) zmiňuje oplachování celého rozebraného vařáku testovanou kapalinou před každým měřením. Kosky a Lyon (1968) uvádí, že i přes ošetřování výhřevného povrchu alkoholem nebo detergentem s následným oplachem destilovanou vodou a sušením ot'ukáváním papírovým ubrouskem se jim nepodařilo docílit uspokojivé opakovatelnosti pro potvrzení jednou naměřených údajů.

4.6 Zdroje tepla

Již bylo zmíněno dělení zdrojů tepla na primární a pomocné sekundární. Primární zdroje tepla generují určitý tepelný tok, který je vyhříváním blokem rozveden k testovanému výhřevnému povrchu. Tepelný výkon primárních ohříváčů je nastavitelný. Sekundární zdroje tepla slouží pro:

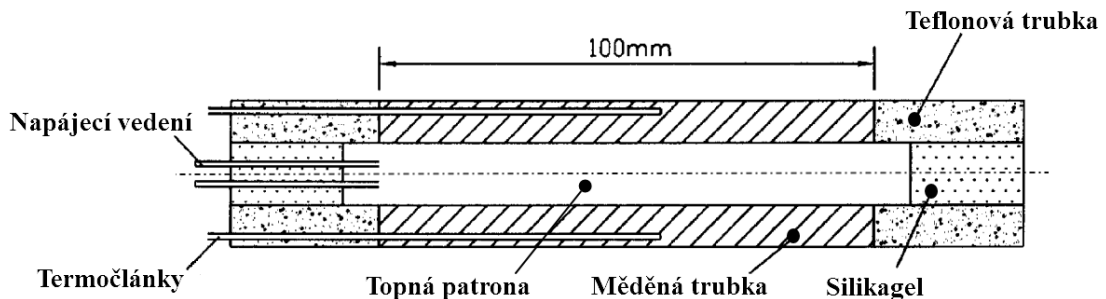
- Rychlejší dosažení požadované (nejčastěji saturační) teploty zkoumaného média při zahájení ohřevu média ve vařáku.
- Udržení teploty média ve vařáku na stále hodnotě s co nejmenšími výkyvy. Dále pak pro homogenizaci teplot kapaliny v objemu a zamezení rozvrstvení, neboli stratifikace, teplot uvnitř vařáku.
- Prudký var média před zahájením varu na testovaném výhřevném povrchu z důvodu jeho odplynování. Doba varu pro odplynování bývá různá – nejčastěji v rozmezí půl hodiny až několika hodin¹⁰. Primární ohříváče jsou při odplynování nejčastěji vypnuty.
- Snižování tepelných ztrát v průběhu varu na testovaném povrchu. Tyto ztráty mají tím větší vliv, čím nižší jsou zkoumané hustoty tepelných toků q tekoucích z testovaného výhřevného povrchu do média.
- Vyrovňování tepla odvedeného chladicí kapalinou v kondenzátoru.

Pomocné ohříváče se při zahájení varu na testovaném výhřevném povrchu buď zcela vypínají, nebo se jejich výkon sníží na pokrytí tepelných ztrát tak, aby na nich nedocházelo k varu. Činnost pomocných ohříváčů bývá automaticky řízena pomocí termostatů. Kosky a Lyon (1968) zmiňují použití dvou pomocných ohříváčů – jeden řízen P regulátorem vyhodnocující signály termočlánků a druhý s ručním ovládním. V Nishikawa et al. (1983) slouží jeden ohříváč dosažení T_{sat} a odplynování, viz součást (8) na Obr. 4.6, přičemž je v průběhu měření vypnut; druhý pak pro udržení saturační teploty T_{sat} s minimálním kolísáním, viz součást (9) na Obr. 4.6, přičemž zůstává v průběhu měření v činnosti. Pomocné ohříváče jsou zpravidla pevně připevněny k vařáku, ale např. v Kurihara a Myers

¹⁰Typicky se doba odplynování pohybuje okolo dvou hodin, i když např. v práci Borishanski et al. (1969) je destilovaná voda vroucí při tlacích až 20 MPa odplynována varem po dobu třiceti hodin. Henry a Kim (2004) uvádí odplynování vody za rovnoměrného snižování tlaku po dobu „několika dnů“.

(1960) je zmíněn pohyblivý pomocný ohřívač tvořený odporovým drátem ve skleněné trubce, který pravidelně obíhá po obvodu vařáku. Das a Roetzel (2004) používají diskový pomocný ohřívač, na kterém je při experimentech postavený vařák.

Obr. 4.7. Řešení vytápění trubky topnou patronou
převzato z Qiu a Liu (2004)



Běžné typy primárních a sekundárních zdrojů tepla používaných v zařízeních pro výzkum varu jsou:

- Primární ohřívače:
 - Topné patrony zapuštěné do vyhřívaného bloku, nebo uvnitř trubky, viz Obr. 4.7.
 - Element s přímým elektrickým ohřevem – např. odporový drát umístěný v drážkování vyhřívaného bloku v Nishikawa et al. (1976), odporový drát externě navinutý na vodivou stěnu výparníku termosifonu, např. v Niro a Beretta (1990), vodivá vrstva ve vícevrstevném vyhřívaném bloku např. v Judd a Hwang (1976), vodivá folie např. v Donnelly et al. (2009), aj. Velmi jednoduchý ohřívač skládající se z odporového drátu vinutého ve spirále mezi měděnými přírubami ukazuje Obr. 4.8.
- Sekundární ohřívače:
 - Pásové ohřívače zvnějšku připevněny ke stěnám nebo dnu nádoby – např. silikonové.
 - Ponorné ohřívače – nejčastěji elektricky vytápěné „U“ trubky přivařené či pájené k přírubě, ponorné topné patrony, spirály, atp.
 - Odporový drát zapuštěný do stěn vařáku.

Vzácně se lze setkat s alternativními způsoby vytápění, jako např. s elektrickými infračervenými zářiči v Choon et al. (2006), nebo s bezmála stem vyhřívacích elementů složených z platinových odporových drátů nominálního odporu $1\text{ k}\Omega$ umístěných na křemenných plíščích $0,27 \times 0,27\text{ mm}$ v Henry a Kim (2004).

Výkony použitých topných patron se liší. Nejčastěji bývají v stovkách W až jednotkách kW, přičemž bývá použito více patron pro homogennější ohřev bloku – typicky dvě, viz Jones et al. (2009), až dvanáct, viz Giraud et al. (2015), ale např. Meduri et al. (2009) používají šestatřicet patron o celkovém výkonu 27 kW. Pro lepší kontakt primárních ohřívačů a vyhřívaného bloku se používají teplovodní média (pasty, gely, apod.).

Primární ohřívače bývají zapuštěny do vyhřívaného bloku nejčastěji v předvrtaných dírách, drážkách nebo žebrování. Odporové dráty sloužící jako primární ohřívače bývají často navinuty na jádra z izolantu jako např. alumina v Cryder a Gilliland (1932), nebo slída v Kurihara a Myers (1960).

4.7 Vyhřívání blok

Úlohou vyhřívání bloku je co možná nejrovnoměrěji rozvést teplo generované zdrojem tepla k testovanému výhřevnému povrchu a vyrovnávat lokální fluktuace teploty vznikající např. vlivem intenzivnější nukleace na několika místech výhřevného povrchu. Proto je blok vyroben z materiálu s vysokým součinitelem tepelné vodivosti λ . V naprosté většině případů se jedná o měď, méně často o hliník, výjimečně se užívá mosaz a zcela ojediněle jiné materiály jako např. nikl nebo nerez v Benjamin a Balakrishnan (1996). V případě výzkumu varu na trubkách, ve kterých je umístěn zdroj tepla bývají trubky měděné, nerezové, nebo mosazné. Lze se setkat s použitím uspořádání „trubka v trubce“, např. Zhou a Bier (1996) používají měděnou trubku v nerezové trubce, která je galvanicky pokovena měděným povlakem. Již bylo zmíněno, že při výzkumu varu na drátech protékáných proudem jsou dráty nejčastěji zhotoveny ze slitiny Ni–Cr nebo z platiny.

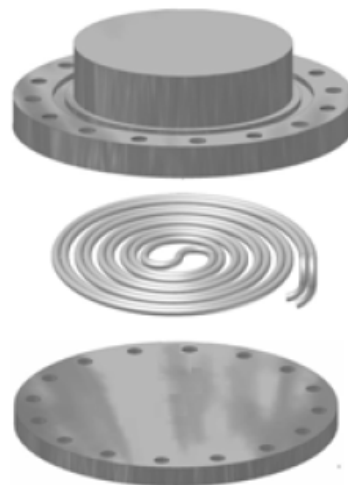
Vyhřívání blok je vůči vařáku pevně fixován. Méně často se pro jeho uchycení používají držáky. Běžnější je pevné spojení bloku se stěnou či dnem vařáku. Pro nerozebíratelná spojení se nejčastěji využívá pájení stříbrem, pájení jiným pájedlem (např. olovem, cínem, aj.) nebo svařování. Pro rozebíratelná spojení bývají použity spojovací prvky jako např. plastové šrouby v Pioro (1999), nebo stlačovací upínky v Schnabel et al. (2008). Pro minimální tepelné ztráty způsobené vedením tepla z bloku do stěn vařáku a pro zamezení varu na obvodových bočních stěnách vyhřívání bloku bývá blok vůči stěnám či dnu vařáku tepelně izolován. Pro izolaci se využívá oddělení bloku od vařáku vrstvou izolačního materiálu s malou tepelnou vodivostí jako např. teflon, keramika, aluminosilikát, minerální vata, polyamid, aj. Ve van Stralen et al. (1975) je blok vůči vařáku izolován dutým prstencem, ze kterého byl odsán vzduch. Další možností je zasadit blok do málo vodivého nosného tělesa. Materiálem nosného tělesa může být např. polykarbonát či Lexan, pyrexové sklo, sklolaminát, tvarovaný PTFE, polyetherketon PEEK, různé pevné plasty, aj., přičemž je spojení s vařákem realizováno pomocí tohoto nosného tělesa. Naopak v místě kontaktu vyhřívání bloku s výhřevným povrchem (není-li výhřevným povrchem povrch bloku) je nutné zajistit dobrou tepelnou vodivost ať už opracováním kontaktních ploch, nebo zalitím kontaktní spáry tepelně vodivým materiálem, jako např. slitinou olova a cínu v práci Gaertner (1965). V případě, že je zdrojem tepla drát umístěný ve vyhřívání bloku je nutno drát vůči bloku elektricky izolovat, k čemuž se nejčastěji používají speciální izolační prášky, laky, keramika, textolit, atp. Izolační materiály a postupy se mohou různě kombinovat a vrstvit.

Při ustavování vyhřívání bloku vůči stěnám vařáku vznikají okolo bloku netěsnosti, které je třeba utěsnit. Pro těsnění se v souladu s výše uvedenou potřebou tepelné izolace používají nízko-vodivé materiály jako např. epoxidy (např. epoxid 3M), epoxidová lepidla v kombinaci s RTV silikonem, aj.

4.8 Zdroje elektrické energie

V případě všech způsobů vytápění, které jsme si uvedli výše, s výjimkou vytápění parou, vyžadují zdroje tepla pro svoji činnost elektrickou energii. Pro jejich napájení se využívá zdrojů střídavého, nebo stejnosměrného proudu. Lienhard a Watanabe (1966) zabývající se výzkumem varu na Ni–Cr drátů délky 120 mm používají střídavého napájení pro užší dráty a stejnosměrného pro silnější dráty. Výkon zdrojů elektrické energie, který se nejčastěji měří wattmetrem, bývá podle požadovaného tepelného toku regulován různými způsoby – transformátory, autotransformátory, potenciometry, reostaty, aj.

Obr. 4.8. Ohříváč pro ohřev měděného bloku převzato ze Schnabel et al. (2008)



4.9 Měřidla a senzory

Stěžejní veličinou, kterou je v experimentálních zařízeních potřeba naměřit s co možná největší možnou přesností je teplota. Pro získání přesných experimentálních výsledků je potřeba stanovit teploty v různých místech uvnitř vyhřívaného bloku, ze kterých se podle postupu uvedeného v části 4.1 stanoví teplota stěny T_w . Neméně důležité je přesné stanovení teploty kapaliny T_l . Tyto teploty jsou potřebné pro vyjádření součinitele přestupu tepla α ze vztahu (4.1).

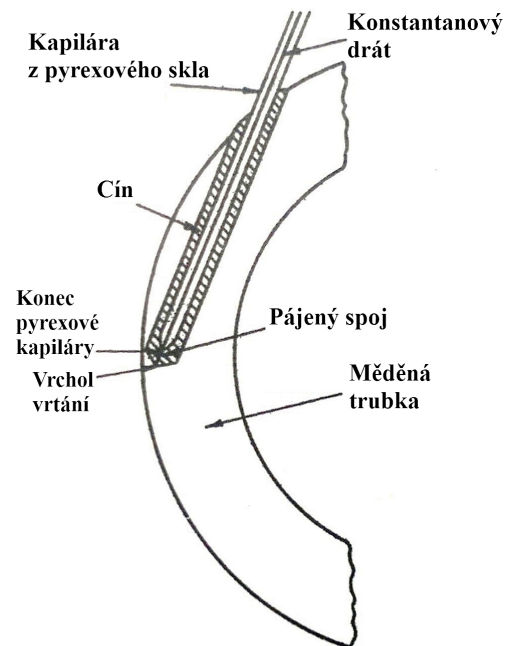
Teploty jsou měřeny teplotními čidly. Nejčastěji se jedná o termočlánky, s jinými teplotními snímači se lze setkat poměrně vzácně. Výjimku tvoří stanovení teploty na povrchu drátu protékaného proudem, pro které se využívá odporové termometrie a předpokládá se, že teplota drátu je v celém jeho objemu konstantní. Addoms (1948) uvádí jako materiály drátů vhodné pro odporovou termometrii platinu, nikl a hliník. Pomineme-li experimenty s varem na drátech protékaných proudem, jsou v pracích v souvislosti s měřením teplot nejčastěji zmiňovány tyto typy termočlánků:

- Typ K: chromel–alumel.
- Typ T: měď–konstantan.
- Typ J: železo–konstantan.

V naprosté většině případů je používán buď typ K, nebo typ T. Termočlánky typu J jsou za těmito dvěma v četnosti výskytu s výrazným odstupem. Zejména starší práce, ale kupříkladu i Orlova et al. (2014) zmiňují termočlánky chromel–kopel někdy označovány jako typ L, Cryder a Finalborgo (1937) používají termočlánky měď–kopel bodově navařené k vnějšímu povrchu mosazné trubky s odporovým drátovým zdrojem tepla uvnitř. Benjamin a Balakrishnan (1996) měří teplotu vyhřívaného válcového bloku za použití odporových snímačů teploty ve čtyřech místech podél osy bloku. Podobně měří také teplotu vroucího média.

Akin a McAdams (1939) upozorňují na problémy při měření teploty termočlánky bodově navařenými či pájenými k výhřevnému povrchu (v jejich případě k měděným trubkám), jelikož k měření teploty dochází v místech, kde se dráty vedení termočlánků oddělují od výhřevného povrchu. V těchto místech dochází podle autorů k poměrně intenzivní nukleaci a takto stanovené teploty neodpovídají průměrné teplotě výhřevného povrchu. Autoři proto umístí ují své termočlánky do šikmé díry průměru 0,7 mm těsně pod vnější povrch trubky, díky čemuž konstantanové dráty termočlánků opouštějí výhřevný povrch v jiném místě, než v jakém je umístěn spoj termočlánku, který je pájený cínem. Zmíněné řešení zobrazuje Obr. 4.9. Podobně před používáním termočlánků připravených na vnější stěnu odrazuje Jung et al. (2003). Kang (2003) naproti tomu používá v rozporu s těmito pracemi pro měření povrchových teplot termočlánky v nerezovém zapouzdření, které jsou ohnuté do pravého úhlu a pájené v tečném podélném směru ke stěně trubky, Tento postup je však spíše výjimkou, jelikož se povrchová teplota v naprosté většině případů stanovuje již zmíněnou extrapolací teplot naměřených termočlánky zapuštěnými ve vyhřívaném bloku či trubce jak znázorňuje Obr. 4.1. Hloubka ve které se nachází termočlánek (nebo řada termočlánků) nejbližší výhřevnému povrchu je typicky

Obr. 4.9. Způsob vedení termočlánku v trubce
převzato z Akin a McAdams (1939)

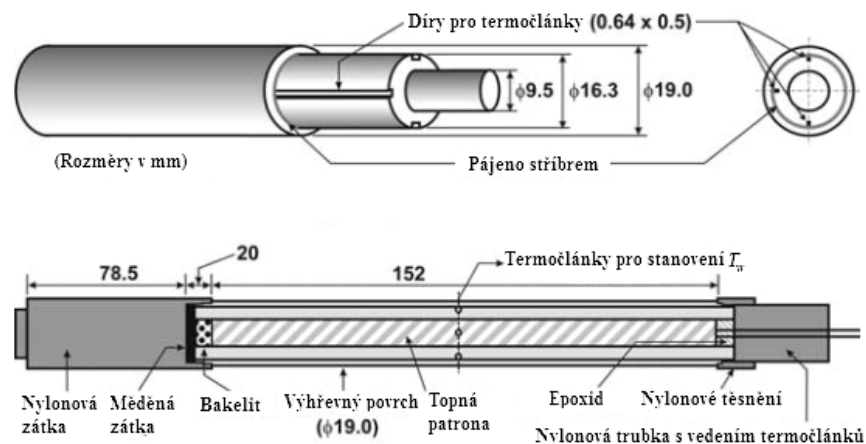


Pozn.: Obnažené zakončení drátu zalito cínovým pájdellem

v řádech jednotek milimetrů – nejčastěji asi 3 mm.

V Braunlich (1941) autoři zprvu používají skleněnými kapilárami izolované termočlánky, které ale pro jejich křehkost a lámavost nahrazují pláštěm z cementové izolace a vodního skla. Zároveň zmiňují nutnost termočlánky co možná nejvíce zapustit do příslušné součásti, jinak dochází ke značným tepelným ztrátám doprovázeným poklesem teploty v místě měření. V Ribatski a Jabardo (2003) je třicet termočlánků vedeno v drážkách vyrobených elektro-erozí v měděné trubce. Postup výroby drážek na rozhraní vrstev v dvouvrstvé trubce vhodných pro zapuštění termočlánků popisuje Jung et al. (2003), kde jsou nejdříve do vnitřní trubky, ve které je topná patrona, vyfrézovány podélné drážky šířky 0,64 mm s úhlovou roztečí 90° po celé délce trubky. Do drážek jsou umístěny nerezové dráty průměru 0,6 mm. Trubka je vložena do vnější tenkostěnné trubky s tloušťkou stěny 1,2 mm a sestava je stříbrem nerozebíratelně spájena. Po pájení byly vytaženy nerezové dráty za vzniku asi 0,5 mm širokých drážek pro vedení termočlánků. Výslednou sestavu ukazuje Obr. 4.10. Postup v Jung et al. (2003) je vyvinut jakožto alternativa k běžnějšímu umístování termočlánků do podélných děr vyvrtaných v tlustostěnných trubkách, jak ukazuje Obr. 4.7. Autoři zmiňují vhodnost jejich postupu pro experimenty s varem na trubkách s modifikovaným (např. žebrovaným) povrchem. Běžnější umístování termočlánků do podélných vrtaných děr považují za přijatelné pouze pro experimenty s hladkými trubkami. Jsou-li termočlánky pájeny v drážkách zhotovených na vnějším povrchu, je nutno spoj následně zabrousit a vyleštit, jelikož jakákoliv spára nebo nerovnost může sloužit jako potenciální nukleační místo. Braunlich (1941) vyvřelé pájedlo brousí a leští použitím ocelové vlny a brusného papíru.

Obr. 4.10. Sestava pro experimenty s varem na složené trubce
převzato z Jung et al. (2003)



Obecně platí, že termočlánky jsou v případě pevného spojení ať už k povrchu, nebo k vnitřku díry nejčastěji připájeny stříbrem, připájeny cínem, nebo bodově navařeny, přičemž zcela dominuje pájení stříbrem, které se rovněž velmi často využívá pro jiná nerozebíratelná pevná spojení součástí experimentálního zařízení, viz např. zmiňovaná sestava na Obr. 4.10. Vedení termočlánků bývá izolováno. Izolačním materiálem jsou nejčastěji epoxidové či jiné polymerující pryskyřice, různé speciální cementy, RTV (*Room Temperature Vulcanization*) silikon jako např. Permatex, skelná vata, výjimečně pak skleněné (zejména pyrexové) kapiláry, měděné cementy (s dobrou tepelnou vodivostí), teflon, nebo bavlna.

Počet použitých termočlánků, které uvádějí autoři jednotlivých prací, se významně liší. Obecně řečeno by jich mělo být dostatek pro potvrzení přijatelné chybovosti při měření daných teplot a zjištění podílu radiálního tepelného toku vyhřívaným blokem nebo vyhřívaným povrchem vůči celkovému tepelnému toku, který je generován primárními zdroji tepla. Ve van Stralen et al. (1975) je použito čtyř termočlánků v ose vyhřívaného měděného válce průměru 80 mm a jeden termočlánek 20 mm

mimo osu pro stanovení případného radiálního tepelného toku, který byl vyhodnocen jako zanedbatelný. Gaertner (1965) uvádí maximální naměřený teplotní rozdíl v radiálním směru $2,22\text{ }^{\circ}\text{C}$ a to v oblastech hustot tepelných toků blízkých q_{kr} , v oblastech běžných pro bublinový var byly naměřené rozdíly podstatně menší. V Nishikawa et al. (1982) je dvanáct termočlánků zapuštěno do měděného vyhřívaného válce a to do osy, do poloviny průměru a do třech čtvrtin průměru v hloubkách 1, 7, 13, 19 mm pod úrovní výhřevného povrchu. V Nishikawa et al. (1983) je do obdélníkového měděného bloku $175 \times 42\text{ mm}$ v hloubkách 5, 13, 21 mm pod úrovní výhřevného povrchu zapuštěno v jedné hloubce sedm termočlánků s pravidelnou roztečí 25 mm. Meduri et al. (2009) používá ve svém testovaném bloku, ve kterém dochází k podchlazenému varu s nucenou konvekcí v protékaném kanálu šestapadesát termočlánků typu K rozmístěných po osmi termočláncích v sedmi axiálních polohách. Termočlánky pro měření teploty výhřevného bloku mohou být rovněž kryté – nejčastěji v nerezovém zapouzdření.

Jones et al. (2009) nebo Kew a Cornwell (1997) používají pro studené konce svých termočlánků referenční nulový kalibrátor s teplotou $0\text{ }^{\circ}\text{C}$. Bier et al. (1977) a Bier et al. (1978) používají pro měření rozdílu mezi teplotou výhřevného povrchu T_w a teplotou vroucího média při nasyceném varu T_{sat} termočlánky s teplým koncem zapuštěným ve výhřevném povrchu a studeným koncem ve vroucím médiu. Zároveň upozorňují na přílišnou relativní chybovost při měření rozdílu $T_w - T_{sat}$ dvěma termočlánky se studenými konci v prostředí s referenční teplotou a to zejména při varu za vyšších tlaků, kdy je rozdíl $T_w - T_{sat}$ malý. Pro jiná teplotní měření již umístí ují studené konce termočlánků do měděného vyhřívaného bloku s konstantní teplotou $50\text{ }^{\circ}\text{C}$ udržovanou elektronickými regulačními obvody.

Pro měření teploty testovaného média mimo teplotní mezní vrstvu T_1 se nejčastěji používají ponořené termočlánky zapouzdřené v nerezovém krytu s průměrem v řádech jednotek milimetrů; ojediněle odporové snímače teploty jako Pt100 v pracích Yu et al. (2015), Stephan et al. (2009) nebo Schnabel et al. (2008); termistory zmiňované v Lee et al. (1997), Henry a Kim (2004) nebo Choon et al. (2006); zcela výjimečné pak obyčejné teploměry, jako např. rtuťový teploměr v Kurihara a Myers (1960) nebo van Stralen et al. (1975). Termočlánky, případně teploměry, mohou být výškově nastavitelné a může jich být více, např. Nishikawa et al. (1983) používá tři termočlánky v různých vertikálních pozicích pro zjištění případných teplotních nehomogenit nebo stratifikací ve vroucím médiu. Vzdálenost termočlánku měřícího teplotu T_1 od výhřevného povrchu je typicky několik desítek milimetrů – nejčastěji asi 25 mm.

Mimo snímačů teploty se používají i další měřící zařízení. Nejdůležitější jsou:

- Měřiče tlaku, jako např. manostaty, mechanické ručičkové tlakoměry, nebo elektronické snímače tlaku.
- Wattmetry, které se používají pro stanovení do výhřevného bloku přiváděného elektrického a tudíž i tepelného výkonu.
- Voltmetry, ampérmetry, osciloskopy, ohmmetry sloužící buď pro jiný způsob stanovení dodávaného tepelného výkonu, nebo pro odporovou termometrii.
- Hladinoměry a stavoznaky.
- Goniometry pro stanovení inklinálních úhlů výhřevného povrchu.
- Akcelerometry pro měření varu při různých zrychleních.
- Vysokorychlostní kamery a fotoaparáty s krátkou dobou expozice pro vizuální zaznamenávání průběhu varu. Velmi často slouží pro zjišťování nukleační frekvence a počtu aktivních nukleačních míst.

Pro přesné měření bývají použita měřící zařízení kalibrována. Kalibrace termočlánků bývá prováděna při známých teplotách některých fázových změn jako např. tání ledu, var vody, atp., nebo za použití referenčního teploměru v lázni. Veškerá zařízení jsou připojena ke kompatibilním vyhodnocovacím

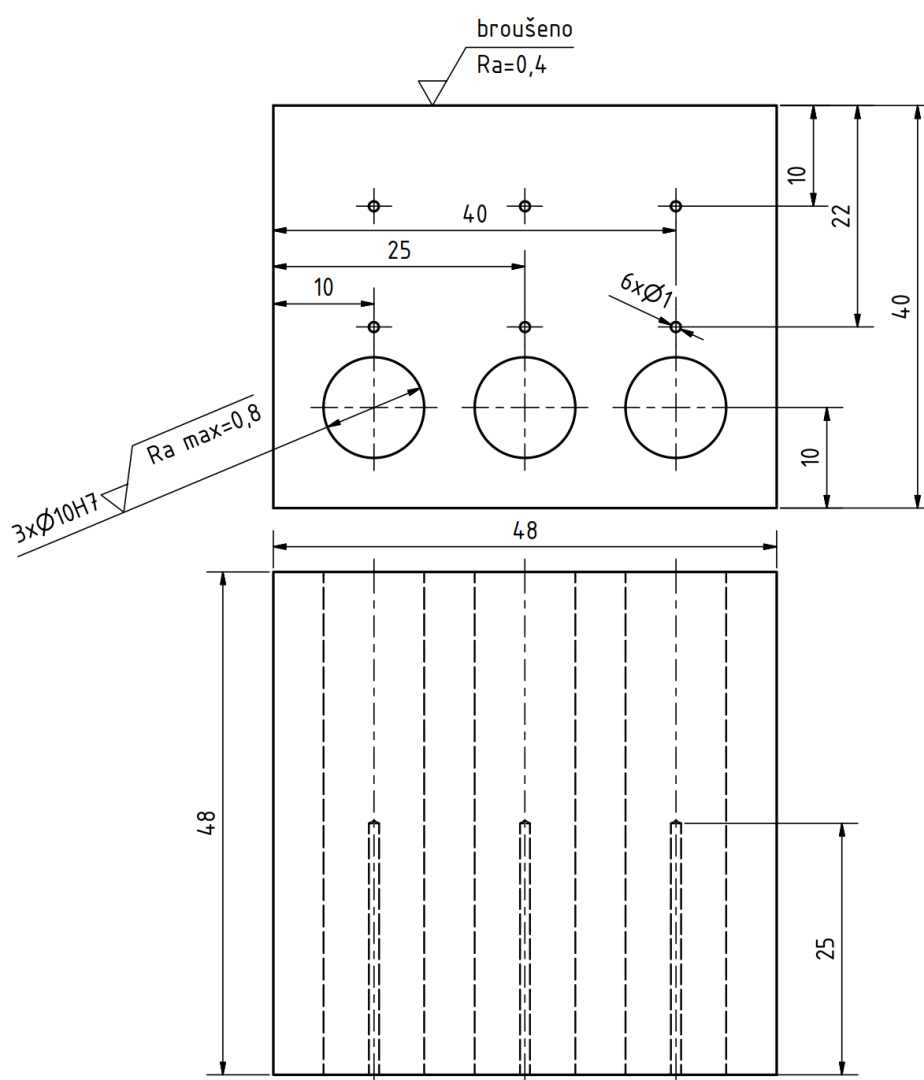
zařízením, např. multiplexům, převodníkům, dataloggerům, mikropočítačům, počítačům, atp.

4.10 Těsnící a izolační prvky

Nejčastěji používané způsoby a materiály tepelných izolací byly stručně zmíněny v částech 4.3 a 4.7.

Doposud nebylo pojednáno o způsobech těsnění proti únikům kapaliny, pro které se však využívají i v jiných odvětvích standardně používané metody a běžně dostupné těsnící prvky. Uved' me např. šňůrová těsnění, zátky, houby, plochá těsnění, torická těsnění („O“ kroužky), gufera, těsnění typu pero–drážka, ucpávky, těsnící fitinky, atp. Materiály pro konkrétní použité těsnící prvky bývají standardní.

Obr. 5.2. Navrhovaný výhřevný blok

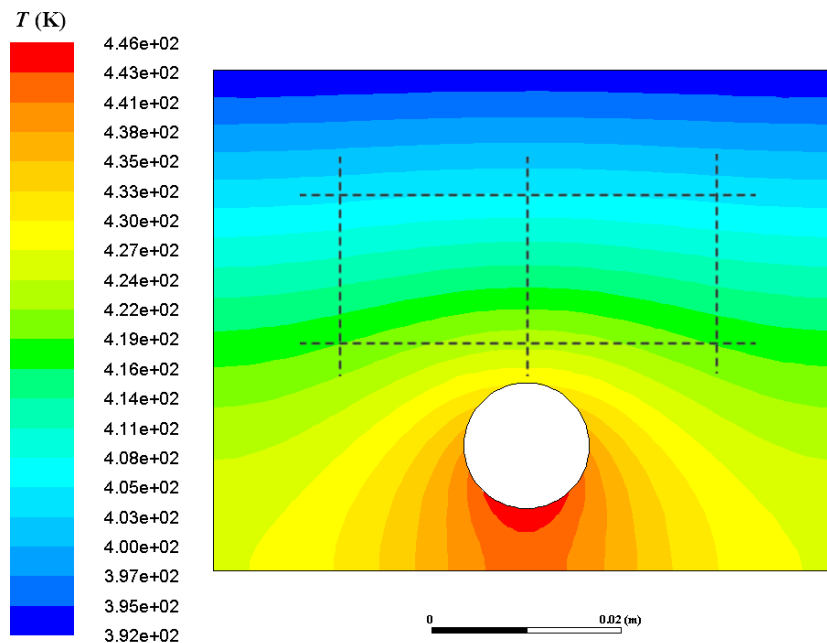


Sklo SIMAX může být použito do teplot 300 °C – kvůli těsnění a spojovacímu materiálu však výrobce doporučuje maximální teplotu 200 °C. Povolená hodnota vnitřního přetlaku skleněného válce je podle výrobce 100 kPa, povolená hodnota vnitřního podtlaku pak 1,5 až 2 kPa abs. Materiálem příruby (4) firmy Kavalierglass je podle výrobce „hliníková slitina s povrchovou úpravou“. Kontakt příruby se skleněným válcem je řešen spirálou (7) z nerezové oceli 17 246 dle ČSN 42 0002. Do čtvercového otvoru v nerezovém dnu (3) je umístěn nerezový vyhřívaný blok (2), jehož svrchní čtvercový povrch slouží jakožto výhřevný povrch, na kterém dochází k varu. Vyhřívaný blok je umístěn na izolační podložce (9) zhotovené ze skla (zřejmě bude nahrazeno polyetherketonem PEEK) a nerezové podložné desce (10), která je nesena na šroubech (12) přivařených ke dnu zařízení (3). Do vypouštěcí díry se závitem M12 × 1 ve dně je zašroubována nerezová ohebná hadička pro snadné vypouštění zařízení, přičemž byl závit utěsněn teflonovou závitovou páskou. Materiálem zmíněných nerezových součástí je ocel 1.4301 dle ČSN EN 10 0027-2 nebo též 17 240 dle ČSN 42 0002. Jedná se o austenitickou chromniklovou nerezavějící ocel s obsahem Ni vyšším než 2,5 % a bez obsahu Mo, Nb, Ti.

Obr. 5.2 zobrazuje navrhovaný výhřevný blok, který je součástí zařízení na Obr. 5.1. Blok obsahuje tři horizontální průchozí otvory průměru 10 mm, ve kterých jsou umístěny elektrické topné patrony a šest děr průměru 1 mm ve dvou řadách pro umístění šesti termočlánků sloužících pro extrapolaci povrchové teploty T_w a pro zjištění podílu případného radiálního tepelného toku výhřevným

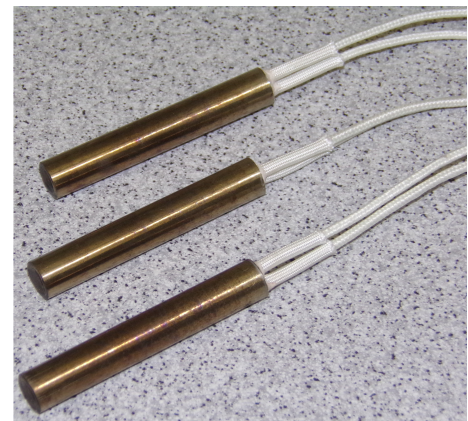
blokem. Počet a poloha topných patron potažmo termočlánků byly zvoleny na základě numerické simulace s ohledem na tvar izoterm uvnitř výhřevného bloku a také na základě homogenity teploty v materiálu výhřevného bloku těsně pod úrovní výhřevného povrchu. Výsledky těchto simulací rovněž podpořily záměr vyrobit vyhřívaný blok na Obr. 5.2 z nerezové oceli a napověděly, jakou výšku bloku zvolit pro dosažení optimálního teplotního rozdílu mezi oběma řadami termočlánků, přičemž byl vzhledem k předpokládané nepřesnosti měření teploty v řádu jednotek °C vyžadován teplotní rozdíl alespoň 10 °C. Grafické znázornění výsledků numerické simulace pro blok na Obr. 5.2 při použití jedné, dvou a tří topných patron s vyznačením přibližných poloh termočlánků ukazují Obr. 5.3, Obr. 5.4 a Obr. 5.5. Pro simulaci byla uvažována teplota výhřevného povrchu $T_w = 100\text{ °C}$, součinitel přestupu tepla u výhřevného povrchu $\alpha = 1\text{ kW m}^{-2}\text{ K}^{-1}$, hustota tepelného toku, která prochází blokem, $q = 20\text{ kW m}^{-2}$ (nastavená pomocí hustoty tepelného toku procházející stěnou díry topné patrony), tepelná vodivost materiálu vyhřívaného bloku $\lambda = 15\text{ W m}^{-1}\text{ K}^{-1}$. Případné ztráty tepla do okolí nebyly v numerické simulaci uvažovány.

Obr. 5.3. Simulace rozložení teplot v bloku při použití jedné patrony

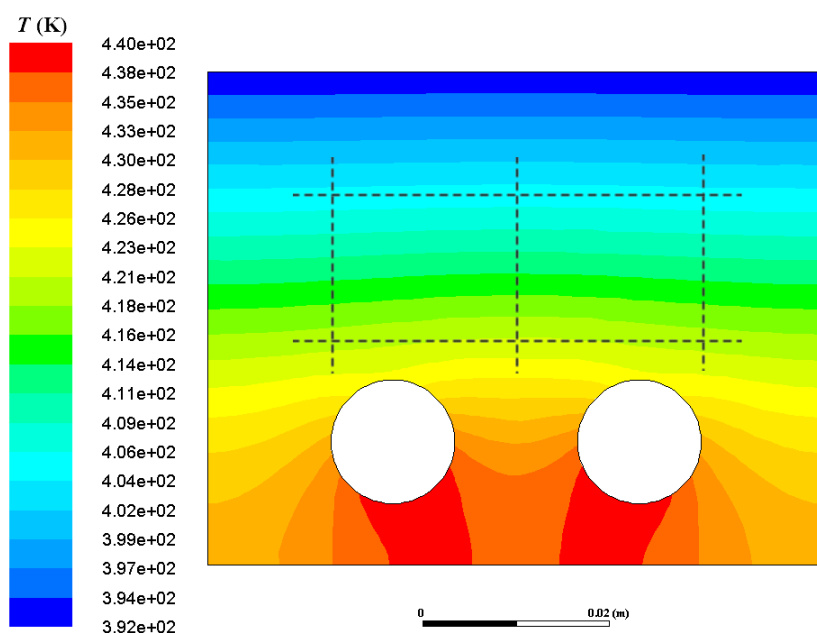


Pro vytápění vyhřívaného bloku, viz Obr. 5.2, byly zvoleny tři topné patrony výrobce Backer ELTOP, viz Obr. 5.6. Každá patrona má průměr 10 mm, délku 60 mm a příkon 400 W při napětí 230 V. Drsnost díry v bloku na Obr. 5.2 byla volena podle doporučení výrobce topných patron. Pro zlepšení kontaktu mezi stěnou díry a povrchem topných patron je doporučováno použití tepelně vodivých past. Elektrická energie je do topných patron přiváděna dvěma samostatnými vodiči, které vystupují z vnitřní části patrony. Vodiče jsou izolovány sklotextilní izolací. Uvnitř patron je na keramických dílech z oxidu hořečnatého navinut odporový drát z elektrotechnické oceli N80. Díly s navinutými dráty jsou zasypány pískem z oxidu hořečnatého a uzavřeny v plášti z nerezové oceli 1.4301 dle ČSN EN 10 0027-2. Výrobce upozorňuje, že konec patron bez vývodů vedení netopí v délce 5 až 7 mm, konec s vývody vedení netopí v délce 5 až 12 mm. Tolerance průměru patron leží mezi $-0,02$ až $-0,08$ mm, přičemž doporučená tolerance děr pro pat-

Obr. 5.6. Použité topné patrony



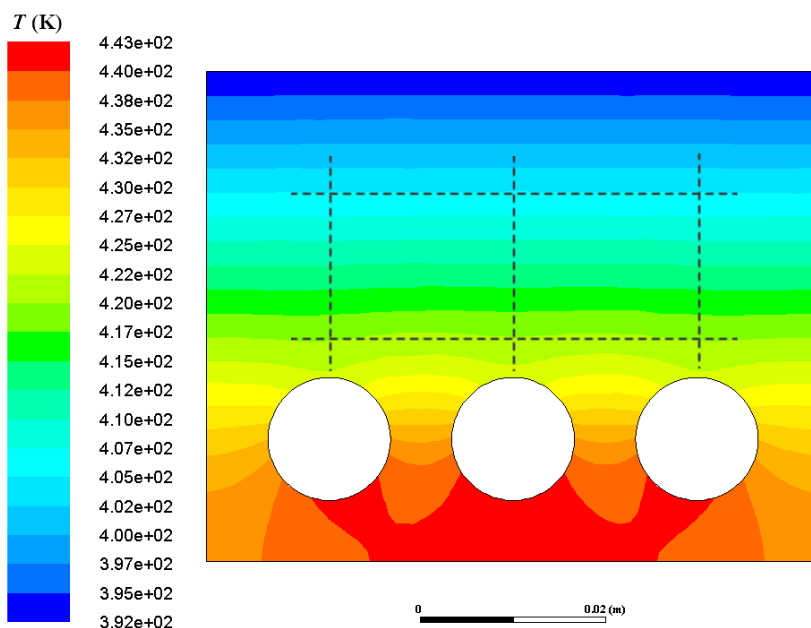
Obr. 5.4. Simulace rozložení teplot v bloku při použití dvou patron



rony je H7. Výrobce patron uvádí krátkodobou teplotní odolnost izolace vedení 350 °C, dlouhodobou pak až 450 °C. Maximální povolená pracovní teplota patron je podle výrobce 600 °C. Topné patrony jsou napájeny pomocí nastavitelného ručně ovládaného autotransformátoru Křížík RA10 s rozsahem napětí 0 až 250 V a maximálním výkonu 2,5 kV A připojeného ke standardnímu střídavému napětí 230 V frekvence 50 Hz v elektrické síti.

Pro snímání teploty je plánováno použití šesti termočlánků s označením TC-TT-K-36-72 výrobce OMEGA. Jedná se o termočlánky typu K chromel–alumel s izolací z perfluoroalkoxu PFA (materiál podobný teflonu PTFE). Výrobce pro tyto termočlánky udává dovolený rozsah teplot 0 až 200 °C, průměr drátu termočlánku 0,127 mm a délku 1828 mm. Studené konce termočlánků budou umístěny

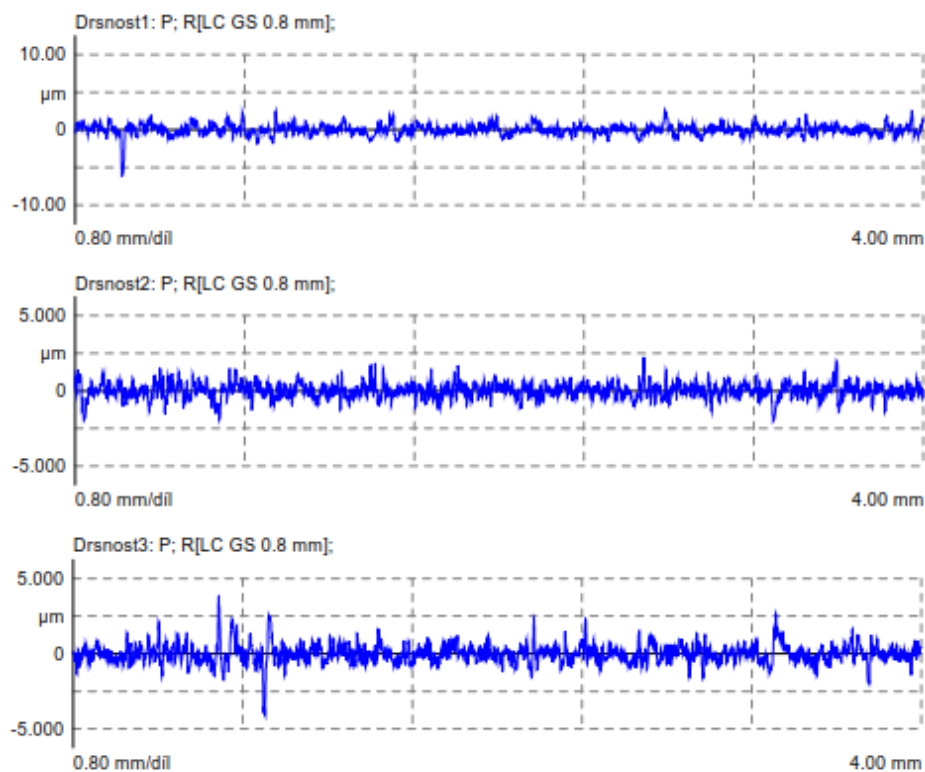
Obr. 5.5. Simulace rozložení teplot v bloku při použití tří patron



v nulovém referenčním kalibrátoru TRC III-A výrobce OMEGA. Vznikající termoelektrické napětí bude vyhodnoceno v externím modulu AD24USB výrobce JanasCard. Díry ve vyhřívaném bloku pro umístění řady termočlánků blíže výhřevnému povrchu, viz Obr. 5.2, jsou vzhledem k poměrně vysoké tloušťce dna 6 mm, viz součást (3) na Obr. 5.1, umístěny v hloubce 10 mm pod výhřevným povrchem. Druhá řada termočlánků je umístěna v hloubce 22 mm; tzn. vzdálenost mezi oběma řadami je 12 mm. Teplotní rozdíl mezi oběma řadami byl numerickou simulací, viz Obr. 5.5, za podmínek, které byly zmíněny výše, stanoven na 16,3 °C, přičemž podmínky simulace byly spíše „na straně bezpečnosti“, tzn., že skutečně dosažené teplotní rozdíly budou zřejmě ještě vyšší. Pro zajištění elektrické izolace a fixace termočlánků v dírách bude použit speciální tepelně vodivý a současně elektricky nevodivý chemicky vytvrzovaný tmel výrobního označení OMEGABOND OB-600 výrobce OMEGA s teplotní odolností až 1 426 °C. Výrobce udává dobou potřebnou pro vytvrzení při pokojové teplotě 18 až 24 hodin při teplotě 82 °C pak 4 hodiny. Pro měření teploty kapaliny bude použita termočlávková sonda typu K s přechodkou a nerezovým (1.4301, nebo 1.4541 dle ČSN EN 10 0027-2) krytem výrobce OMEGA s označením TJ36-CASS s pružnou objímku. Sonda je do pracovního prostoru přivedena shora pomocí laboratorního držáku. Měřící konec sondy je umístěn přibližně doprostřed válce ve vzdálenosti asi jeden až dva centimetry nad výhřevným povrchem.

Čtvercový 48 × 48 mm výhřevný povrch bloku je broušený na předepsanou drsnost $Ra = 0,4 \mu\text{m}$. Měřeními tří drsností v různých místech výhřevného povrchu na přesném dotykovém stacionárním drsnoměru Marsurf XR 20 výrobce Mahr (posuvná jednotka PGK 20, snímač MFW-250:2) byly zjištěny hodnoty $Ra = 0,50 \mu\text{m}$; $Ra = 0,38 \mu\text{m}$; $Ra = 0,46 \mu\text{m}$. Grafické výstupy z drsnoměru ukazuje Obr. 5.7. Pro zjištění případného vlivu drsnosti povrchu na tepelné parametry varu byl navrhnout druhý vyhřívaný blok totožný s Obr. 5.2, jehož svrchní povrch broušen nebyl. Vzhledem k výrobním komplikacím je však tento blok v současné době nepoužitelný.

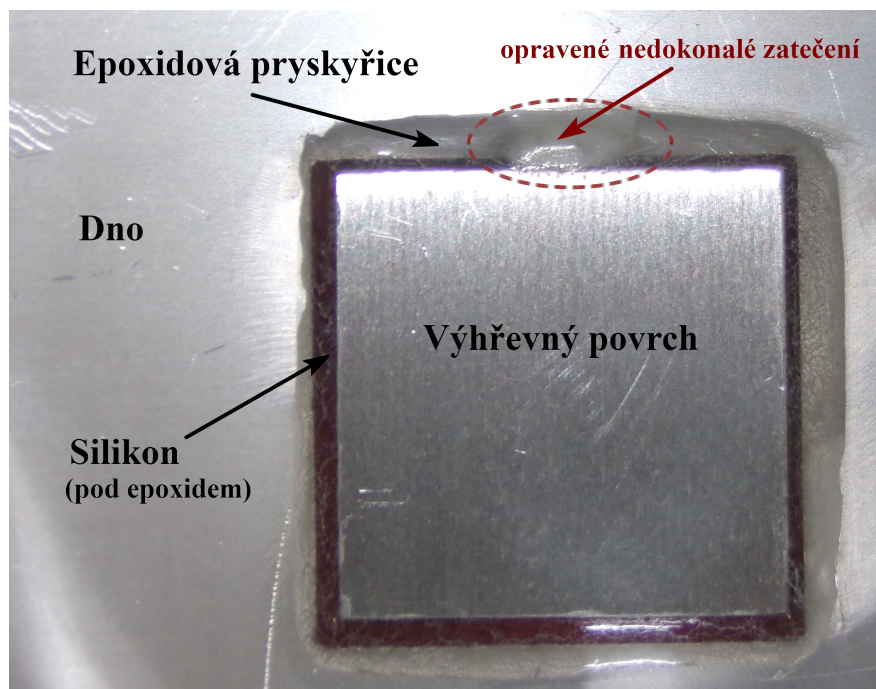
Obr. 5.7. Grafické znázornění textury povrchu



Mezi vyhřívaným blokem, viz součást č. (2) na Obr. 5.1, šířky 48 mm a dírou ve dnu (3) šířky 50 mm vzniká při sestavování zařízení mezera, kterou je potřeba vodotěsně utěsnit. Pro těsnění a tepelnou

izolaci mezery mezi čtvercovou dírou ve dnu a vyhřívaným blokem bylo využito kombinace silikonu, který byl nanesen okolo vyhřívaného bloku ze spodní strany dna, a epoxidové pryskyřice nanesené ze svrchní strany dna, která spolu se silikonem vyplnila celou mezeru – i když ne dokonale, jelikož blok zřejmě nebyl při zalévání vůči díře zcela vystředěn a v užších mezerách se vytvořily vzduchové bubliny. Byl použit acetoxy termo-rezistentní silikon CS 28 THERMO RESISTANT výrobce Ceresit pro rozsah teplot -65 až 260 °C (krátkodobě až 315 °C) a dvousložková epoxidová pryskyřice Epoxy 1200 s tvrdidlem P11 výrobce KITTFORT vhodná mimo jiné pro lepení kovů s výrobcem udávanou dobou vytvrzení povrchu do 24 hodin a dobou dokonalého vytvrzení asi 5 až 7 dnů při teplotě 20 °C. Takto vytvořené utěsnění by mělo být bez problémů demontovatelné. Pohled na utěsněnou mezeru ze svrchní strany dna ukazuje Obr. 5.8.

Obr. 5.8. Utěsnění mezery dna – vyhřívaný blok



Vrstva silikonu byla rovněž použita pro vytvoření nepohyblivého spojení mezi izolační podložkou, viz součást (9) na Obr. 5.1 a výhřevným blokem (2). Toto řešení bude zřejmě v budoucnu nahrazeno rozebíratelným spojením za použití šroubu z tepelně nevodivého materiálu (nejspíše z polyetherketonu PEEK).

6 Ověřovací experiment na navrženém zařízení

Fotografii postaveného experimentálního zařízení těsně před prvním ověřovacím experimentem zobrazuje Obr. 6.1.

Obr. 6.1. Fotografie experimentálního zařízení



Při prvním ověřovacím experimentu provedeném na zařízení, které bylo popsáno v kapitole 5, nebyl aparát z důvodu vizuální kontroly vyhřívaného bloku a silikonového–epoxidového těsnění jakkoliv izolován – byl pouze položen na vrstvu minerální skelné vaty. Pro měření teplot uvnitř vyhřívaného bloku byly použity dva termočlánky typu K v nerezovém zapouzdření zasunuté do dvou levých děr vyhřívaného bloku na Obr. 5.2.

6.1 Problémy s dosažením a udržením saturační teploty

Pro experiment bylo použito demineralizovaná voda, která byla v externí nádobě s indukčním ohřevem přivedena k varu a následně přelita do pracovního prostoru zařízení na Obr. 6.1. Výška hladiny vroucího média ve skleněném válci průměru $D = 200$ mm se pohybovala okolo $H = 75$ mm, tzn. objem vroucího média asi 2,4 litrů. Externího ohřevu bylo použito proto, jelikož v průběhu experimentu vznikly obtíže s přivedením vody k varu při vytápění pracovního prostoru zařízení pouze pomocí tepla přestupujícího do kapaliny skrze výhřevný povrch – teplota kapaliny v objemu se totiž při vytápění topnými patronami s příkonem rovným cca pětina maximálního příkonu patron nezvyšovala, nýbrž spíše pozvolna klesala. Proto byla pro dosažení a udržení saturační teploty v pracovním prostoru zařízení na Obr. 6.1 použita ponorná topná spirála výkonu 500 W. I s touto spirálou však nebylo saturační teploty T_{sat} dosaženo. Problém s vytápěním objemu kapaliny v zařízení se rovněž projevil při samotném varu, jelikož teplota kapaliny T_1 , stanovená termočlánkem ve středu nádoby asi 13 mm nad úrovní výhřevného povrchu, se i při intenzivním varu na výhřevném povrchu pohybovala nanejvýše okolo 98 °C – atmosférický tlak byl přitom stanoven na 99,8 kPa, čemuž při zanedbání vlivu hydrostatického tlaku odpovídá saturační teplota objemu vroucí vody asi $99,6$ °C. To tedy znamená že var byl při dosažené teplotě nejspíše o $1,6$ °C podchlazený. Neúspěchy při snaze dosáhnout varu bez použití pomocného ohříváče a při snaze dosáhnout stavu nasycení vroucího média mohou mít několik příčin jako např.:

- Dochází k velkým únikům tepla do okolí, což má za následek pokles teploty T_1 kapaliny v objemu.
- Termočlánek použitý pro stanovení T_1 neměřil přesně.
- Rozpuštěné plyny, příp. jiné příměsi v kapalině způsobily pokles saturační teploty T_{sat} vroucího média.
- Teplota kapaliny nebyla ustálena.
- Intenzita promíchávání teplejší přehřáté kapaliny s chladnější kapalinou ve větší vzdálenosti od výhřevného povrchu nebyla dostatečná pro dosažení homogenní teploty v objemu.

Pro identifikaci konkrétní příčiny bude nutno provést další měření. Prozatím se nejvíce reálnou jeví prvně zmiňovaná možnost – tepelné ztráty v kombinaci s teplem spotřebovávaným na fázovou změnu kapalina–pára způsobují lokální ochlazení kapaliny zejména v blízkosti stěn zařízení. To má za následek podchlazení celého objemu vroucího média. Zkusme tuto domněnku podpořit přibližným výpočtem tepelných ztrát. Budeme-li uvažovat, že vzduch v okolí zařízení má teplotu $T = 20$ °C a za velikost součinitele přestupu tepla při přirozené konvekci vezmeme horní mezní hodnotu uváděnou v Šesták a Rieger (2004), tzn. $\alpha = 15$ W m⁻² K⁻¹, lze přibližnou velikost hustoty ztrátového tepelného toku q_z přestupující přirozenou konvekci z objemu kapaliny o saturační teplotě T_{sat} do vzduchu stanovit vztahem

$$q_z = \alpha (T_{\text{sat}} - T) = 15 \cdot (100 - 20) = 1\,200 \text{ W m}^{-2}. \quad (6.1)$$

Budeme-li uvažovat, že ztrátový tepelný tok protéká pláštěm a horní podstavou válce kapaliny o saturační teplotě T_{sat} , bude ztrátový tepelný tok při uvažování výšky kapalného sloupce $H = 75$ mm a průměru válce $D = 200$ mm

$$\dot{Q}_z = q_z A = q_z \left(\pi D H + \frac{\pi D^2}{4} \right) = 1\,200 \cdot \left(\pi \cdot 0,2 \cdot 0,075 + \frac{\pi \cdot 0,2^2}{4} \right) = 94 \text{ W}. \quad (6.2)$$

Jisté je, že k podchlazenému varu a k ochlazení kapaliny docházelo při tomto experimentu i pokud byly topné patrony zapojeny paralelně a napětí na výstupu autotransformátoru bylo podle stupnice ručního ovládání nastaveno na 100 V, což bylo v rámci tohoto ověřovacího experimentu maximální

přiváděné napětí. Zkusme odhadnout tepelný tok vstupující při tomto napětí skrze výhřevný povrch do vroucího média. Z hodnoty výrobcem udávaného příkonu jedné topné patrony $P_{el} = 400 \text{ W}$ při napájení $U = 230 \text{ V}$ lze stanovit teoretický elektrický odpor jedné patrony

$$R = \frac{U^2}{P_{el}} = \frac{230^2}{400} = 132 \Omega. \quad (6.3)$$

Při paralelním zapojení tří totožných topných patron je celkový odpor $R_c = (3/R)^{-1} = 44 \Omega$. Potom by při přiváděném napětí $U = 100 \text{ V}$ za předpokladu konstantního elektrického odporu byl topný výkon tří takových patron vznikající v důsledku Jouleova tepla roven

$$\dot{Q} = P_{el} = \frac{U^2}{R_c} = \frac{100^2}{44} = 227 \text{ W}, \quad (6.4)$$

čemuž by při zanedbání tepelných ztrát, např. vlivem přirozené konvekce v okolí výhřevného bloku, odpovídala teoretická hustota tepelného toku ve výhřevném bloku plochy $48 \times 48 \text{ mm}$

$$q = \frac{\dot{Q}}{A} = \frac{227}{0,048^2} = 98,5 \text{ kW m}^{-2}. \quad (6.5)$$

Skutečný tepelný tok přestupující z výhřevného povrchu do vroucí kapaliny bude menší, než výsledek vztahu (6.4), např. proto, že dochází ke ztrátám tepla ve výhřevném bloku. Ztrátový tepelný tok stanovený ve vztahu (6.2) bude ve skutečnosti zřejmě rovněž menší, jelikož uvažovaná hodnota součinitele přestupu tepla přirozené konvekce $\alpha = 15 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ bude nejspíše nižší a teplota skla, které bude v kontaktu se vzduchem bude rozhodně nižší, než saturační teplota vroucí kapaliny T_{sat} , která byla uvažována ve vztahu (6.1). I tak je však při porovnání výsledků vztahu (6.4) a vztahu (6.2) možno dospět k závěru, že ztrátový tepelný tok \dot{Q}_z tvoří několik desítek procent přiváděného tepelného toku \dot{Q} . Experimentální měření přitom zřejmě bezpečně prokázalo, že skutečný ztrátový tepelný tok dokonce převyšuje skutečný tepelný tok dodávaný kapalině přes výhřevný povrch zmenšený o skutečný tepelný tok spotřebovaný vlivem probíhající fázové změny kapalina–pára.

Hustoty tepelných toků q v řádech desítek kW m^{-2} , viz výsledek vztahu (6.5), jsou však standardními hustotami tepelných toků při výzkumu nasyceného varu a mělo by být zajištěno, aby bylo při těchto hodnotách q nasyceného varu skutečně dosaženo. Možné způsoby úpravy experimentálního zařízení pro dosažení a udržení nasyceného varu jsou kupříkladu:

- Tepelně izolovat topné patrony spolu s výhřevným blokem a tak vlivem snížení tepelných ztrát zvýšit hustotu tepelného toku přiváděné do pracovního prostoru zařízení – v oblastech nižších hustot tepelných toků totiž roste vliv případných tepelných ztrát na homogenitu teplot v objemu. Při pohledu na výsledek vztahu (6.5) se však zdá, že hustota tepelného toku q byla dostatečně vysoká. Obtíže s dosažením T_{sat} a s rozložením teplot ve vroucím objemu by měly vznikat při hustotách tepelných toků q v řádech jednotek kW m^{-2} . Tato úprava navíc vůbec neřeší problém s tepelnými ztrátami. Výsledek vztahu (6.2) je v porovnání s výsledkem rovnice (6.4) značný, přičemž při vyjádření generovaného tepelného toku \dot{Q} ve vztahu (6.4) nejsou uvažovány jakékoliv tepelné ztráty.
- Tepelně izolovat skleněný válec, čímž dojde ke snížení tepelných ztrát z objemu tekutiny do okolí, které jsou nutně doprovázeny poklesem teploty vroucího média zejména v oblastech blízko stěn zařízení. Tento postup je zřejmě nejúčelnějším a nejjednodušším způsobem snížení tepelných ztrát. Vzhledem k relativně malému výkonu topných patron vůči velikosti zařízení by pro ohřev kapaliny na saturační teplotu v přijatelném čase zřejmě bylo nutné použít sekundárních pomocných ohříváčů, které by však v průběhu varu snad bylo možno vypnout. Nevýhodou tohoto řešení je, že vrstva tepelné izolace bude zřejmě neprůhledná, což povede ke ztrátě vizu-

álního kontaktu s vroucím médiem. Možnost vizuálního pozorování průběhu varu byla přitom hlavním důvodem pro použití skla coby materiálu válce, viz. součást (1) na Obr. 5.1.

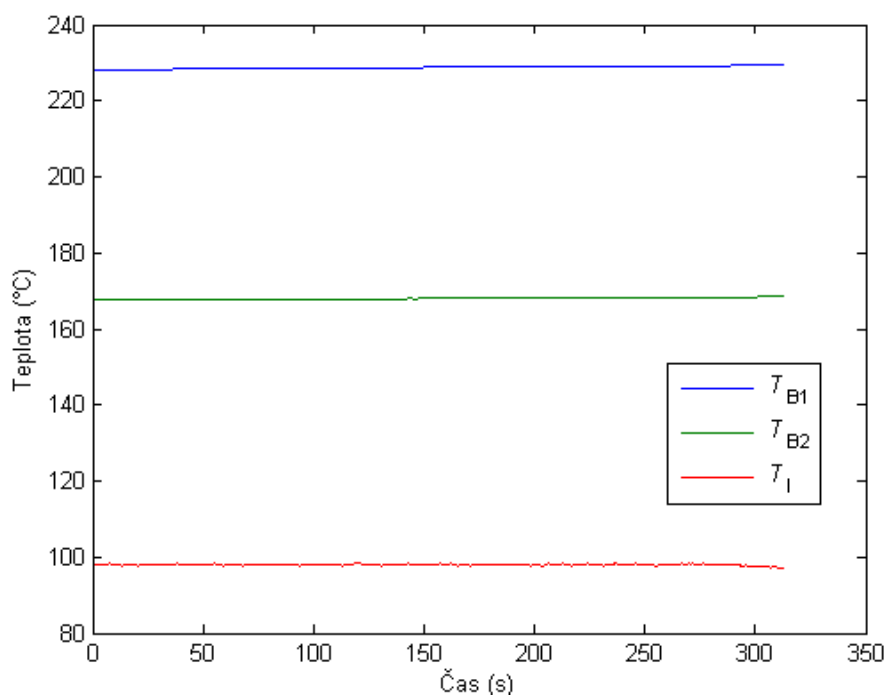
- Použít sekundární pomocné ohřívače pro teplotní homogenizaci kapaliny v objemu a generování většího tepelného toku v porovnání s tepelnými ztrátami. Z hlediska rychlosti a samotného dosažení saturační teploty T_{sat} při uvedení zařízení do provozu se jedná bezesporu o nejučinnější řešení problému. Tato realizace je však podle mého názoru mnohem méně vhodná pro dosažení homogenní teploty ve vroucím objemu. Bez velmi přesné (nejspíše termostatické) regulace nebo speciálních povrchových úprav bude totiž na takovém pomocném ohřívači nejspíše docházet k bublinovému varu, což zřejmě vzhledem k menší šířce válce experimentálního zařízení ovlivní a zkreslí naměřené nebo vypočítané hodnoty a dost možná také teplotní rozložení kapaliny v mezní vrstvě v bezprostřední blízkosti výhřevného povrchu. Pokud by bylo takové zařízení použito, pak by bylo zřejmě vhodné, aby bylo co nejmenší a aby bylo umístěné co nejdále od výhřevného povrchu (v horizontálním a pokud možno také ve vertikálním směru).
- Zařízení vzduchotěsně uzavřít a zajistit, aby teplota v parním prostoru byla udržována co nejbližší saturační teplotě T_{sat} . Konkrétní možnou realizací by pak mohlo být zabudování interního kondenzátoru do prostoru zařízení s refluxním navracením kondenzátu zpět do objemu vroucí kapaliny. Tato komplikovanější realizace je velice výhodná z hlediska udržení konstantních podmínek v pracovním prostoru zařízení – ať už teplotních, tlakových nebo množství; neřeší však problémy se ztrátami tepla do okolí a s nedostatečným tepelným výkonem. Snížení tepelných ztrát (alespoň skrze horní podstavu sloupce vroucí kapaliny) by mohlo být dosaženo instalací ohřívačů směsi vzduchu a páry v parním prostoru zařízení.
- Orientovat se na výzkum přestupu tepla při varu kapalin za hlubokých podtlaků. Jelikož bude saturační teplota vroucí kapaliny výrazně nižší, dojde rovněž k významnému snížení tepelných ztrát v důsledku přirozeně konvektivního přestupu tepla z kapaliny přes skleněnou stěnu válce do okolního vzduchu. Toto řešení však nepovažuji za postačující, jelikož by sice bylo možné zkoumat var za podtlaků, avšak nebylo by možné porovnávat získané výsledky s experimentálně získanými údaji pro var za standardních tlaků.
- Umístit zařízení do vytápěného prostoru s teplotou blízkou saturační teplotě T_{sat} .
- Zhotovit k zařízení duplikátorový plášť ve kterém by bylo médium s teplotou blízkou saturační teplotě T_{sat} .

6.2 Vyhodnocení získaných experimentálních údajů

Obr. 6.2 až 6.5 ukazují závislost teploty kapaliny v objemu T_1 , teplotu T_{B1} výhřevného bloku v levé horní díře, viz Obr. 5.2, a teplotu T_{B2} výhřevného bloku v levé spodní díře průměru 1 mm, které byly získány v průběhu experimentálního měření. Z grafů je patrné, že víceméně ustáleného stavu bylo dosaženo ve dvou ze čtyř měření (že se ve zbylých dvou měření nejednalo o ustálený stav nebylo v průběhu samotného experimentu zjevné).

Ukažme si nyní vyhodnocení naměřených údajů při napětí na výstupu autotransformátoru $U = 100 \text{ V}$ a s pomocným ohřívačem v podobě topné spirály o výkonu 500 W ponořeným ve vroucí kapalině v pracovním prostoru zařízení. Grafické znázornění experimentálních údajů pro tento případ zobrazuje Obr. 6.2. Po analýze naměřených dat v rozsahu časů 0 až 312 s při periodě záznamu 0,5 s, tzn. z 626 naměřených bodů, byla stanovena: průměrná teplota kapaliny $T_1 = 98,0 \text{ }^\circ\text{C}$, průměrná teplota vyhřívaného bloku v díře blíže výhřevnému povrchu $T_{B1} = 168,0 \text{ }^\circ\text{C}$ a průměrná teplota vyhřívaného bloku v díře dále od výhřevného povrchu $T_{B2} = 228,7 \text{ }^\circ\text{C}$. Gradient teplotního poklesu ve vyhřívaném bloku při uvažování jednorozměrné kondukce a rozměrů výhřevného bloku uvedených na Obr. 5.2 je potom

Obr. 6.2. Naměřené teploty v závislosti na čase pro $U = 100 \text{ V}$ s pomocným ohříváčem



$$\frac{\Delta T_B}{\Delta L_B} = \frac{T_{B1} - T_{B2}}{L_{B1} - L_{B2}} = \frac{168,0 - 228,7}{-10 - (-22)} = -5,1 \text{ } ^\circ\text{C mm}^{-1}, \quad (6.6)$$

kde L_{B1} a L_{B2} je vertikální poloha mezi oběma řadami termočlánků, přičemž je za nulovou vertikální hladinu zvolen výhřevný povrch. Pro průměrnou extrapolovanou teplotu výhřevného povrchu T_w platí

$$T_w = \frac{\Delta T_B}{\Delta L_B} (L_w - L_{B1}) + T_{B1} = -5,1 \cdot (0 - (-10)) + 168,0 = 117,4 \text{ } ^\circ\text{C}, \quad (6.7)$$

kde vertikální poloha výhřevného povrchu je z definice nulové vertikální hladiny $L_w = 0$. Z teplot naměřených ve vyhříváném bloku lze při uvažování jednorozměrného vedení tepla a předpokládané tepelné vodivosti vyhříváného bloku $\lambda = 15 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ (běžně uvažovaná hodnota tepelné vodivosti pro nerezovou ocel) stanovit velikost hustoty tepelného toku

$$q = (T_{B2} - T_{B1}) \frac{\lambda}{L_{B2} - L_{B1}} = (228,7 - 168,0) \cdot \frac{15}{0,022 - 0,010} = 75,9 \text{ kW m}^{-2}, \quad (6.8)$$

které odpovídá velikost tepelného toku

$$\dot{Q} = q A = 75,9 \cdot 10^3 \cdot 0,048^2 = 175 \text{ W}. \quad (6.9)$$

Z porovnání výsledku vztahu (6.8) a vztahu (6.5) vyplývá, že experimentálně stanovená hustota tepelného toku q dosahuje asi tři čtvrtin hustoty tepelného toku stanovené z příkonu topných patron.

Dosadíme-li rozdíl průměrné extrapolované teploty výhřevného povrchu T_w a průměrné teploty kapaliny T_1 , dostaneme z Newtonova ochlazovacího zákona pro součinitel přestupu tepla

$$\alpha = \frac{q}{\Delta T} = \frac{q}{T_w - T_1} = \frac{75,9 \cdot 10^3}{117,4 - 98,0} = 3 \text{ } 908 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}. \quad (6.10)$$

Použijme nyní tuto získanou hodnotu součinitele přestupu tepla pro vyjádření povrchového součinitele C_{sf} korelace Rohsenow (1952). Pro výpočet součinitele C_{sf} budou použity tyto termofyzikální vlastnosti vroucího média¹¹ (tzn. vody při teplotě $T_1 = 98,0$ °C): $\lambda_1 = 0,677$ W m⁻¹ K⁻¹; $\Delta h_{lg} = 2\,261,7$ kJ kg⁻¹; $c_{p,1} = 4\,214$ J kg⁻¹; $\rho_1 = 959,78$ kg m⁻³; $\rho_g = 0,56$ kg m⁻³; $\mu_1 = 0,288$ mPa s; $\sigma = 0,059$ N m⁻¹. Rohsenow (1952) doporučuje termofyzikální veličiny uvažovat pro saturační teplotu T_{sat} , které ale při experimentu nebylo dosaženo, proto byly uvažovány vlastnosti vody při naměřené teplotě kapaliny T_1 . Korelace Rohsenow (1952), viz vztah (1.9) na str. 22, má tvar

$$\text{Nu}_b = \frac{1}{C_{sf}} \text{Re}_b^{2/3} \text{Pr}^{m-1}. \quad (6.11)$$

Laplaceův průměr bubliny D_L potřebný pro výpočet Reynoldsova čísla bubliny Re_b a Nusseltova čísla bubliny Nu_b bude roven

$$D_L = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_1 - \rho_g)}} = \sqrt{\frac{0,059}{9,81 \cdot (959,78 - 0,56)}} = 2,51 \cdot 10^{-3} \text{ m}. \quad (6.12)$$

Pro Prandtlovo číslo vroucí kapaliny Pr_1 platí vztah

$$\text{Pr}_1 = \frac{\mu_1 c_{p,1}}{\lambda_1} = \frac{0,288 \cdot 10^{-3} \cdot 4\,214}{0,677} = 1,79. \quad (6.13)$$

Reynoldsovo číslo bubliny Re_b definované vztahem (1.7) bude mít při zanedbání závislosti průměru bubliny při odpoutání od výhřevného povrchu D_b na součinu $C_d \beta$, viz vztah (1.4) na str. 21, velikost

$$\text{Re}_b = \frac{\dot{m}_b D_L}{\mu_1} = \frac{q D_L}{\Delta h_{lg} \mu_1} = \frac{75,9 \cdot 10^3 \cdot 2,51 \cdot 10^{-3}}{2\,261,7 \cdot 10^3 \cdot 0,288 \cdot 10^{-3}} = 0,29. \quad (6.14)$$

Nusseltovo číslo bubliny bude při použití výše stanovené hodnoty součinitele přestupu tepla α a za předpokladu učiněného již pro Reynoldsovo číslo bubliny

$$\text{Nu}_b = \frac{\alpha D_L}{\lambda_1} = \frac{3\,908 \cdot 2,51 \cdot 10^{-3}}{0,677} = 14,49. \quad (6.15)$$

Ze stanovených hodnot Nu_b , Re_b a Pr_1 lze užitím vztahu (6.11) při uvažování běžné velikosti exponentu pro vodu $m = 1,0$ (viz Tab. 1.2 na str. 21) stanovit hodnotu součinitele

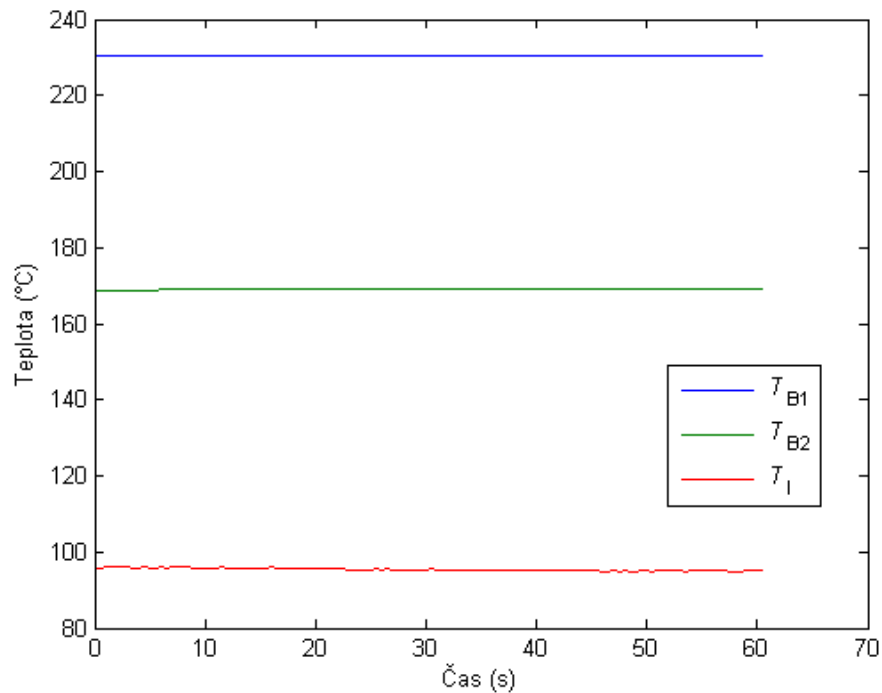
$$C_{sf} = \frac{\text{Re}_b^{2/3} \text{Pr}_1^{m-1}}{\text{Nu}_b} = \frac{0,29^{2/3} \cdot 1,79^0}{14,49} = 0,0304. \quad (6.16)$$

I přes to, že korelace Rohsenow (1952) byla sestavena pro nasycený vyvinutý var vroucí kapaliny, jehož podle výsledků měření nebylo dosaženo, lze při pohledu na výsledek rovnice (6.16) konstatovat, že se vypočítaná hodnota koeficientu C_{sf} řádově shoduje s velikostmi koeficientů uvedenými v Tab. 1.2.

Obr. 6.3 zobrazuje graf z měření při výstupním napětí autotransformátoru 100 V, avšak s vyjmutým pomocným ohřívacem – tzn. bez ponořené odporové topné spirály výkonu 500 W. Z grafu je patrné, že došlo k poměrně uspokojivému ustálení teplot ve výhřevném bloku T_{B1} a T_{B2} . Dochází však k pozvolnému chladnutí kapaliny – za dobu jedné minuty poklesla teplota T_1 z 95,2 °C na 95,0 °C. Var

¹¹Veškeré termofyzikální veličiny byly získány prostřednictvím programu „X Steam“ volně dostupného na: <http://xsteam.sourceforge.net/>.

Obr. 6.3. Naměřené teploty v závislosti na čase pro $U = 100$ V bez pomocného ohříváče



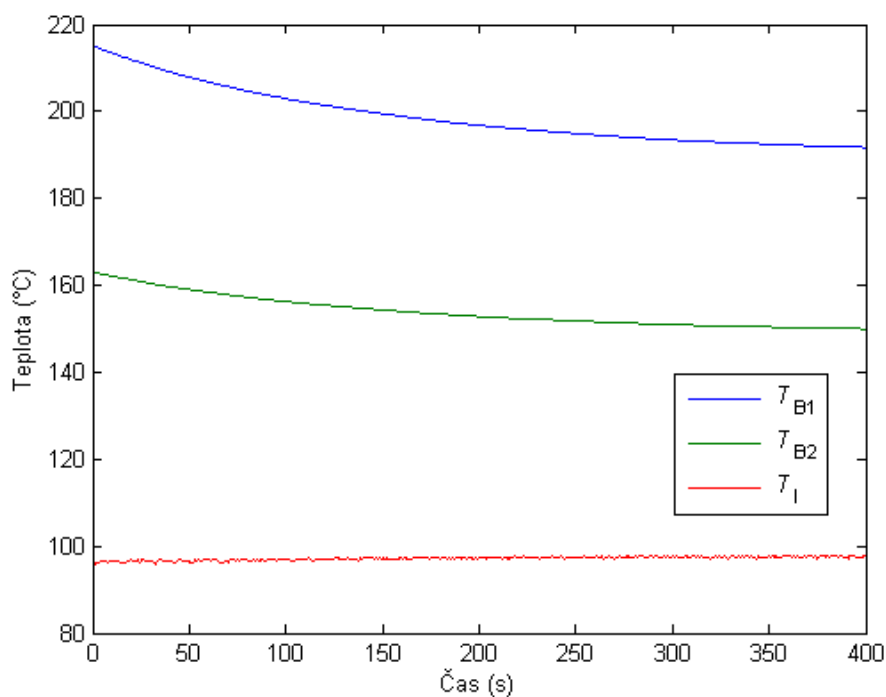
probíhající na výhřevném povrchu je při tomto měření zřejmě podchlazený v průměru o $4,5$ °C. Z experimentálních dat v rozsahu časů 0 až 60 s při periodě záznamu $0,5$ s, tzn. ze 122 naměřených bodů, byly stanoveny tyto teploty: průměrná teplota kapaliny $T_1 = 95,4$ °C; průměrná teplota vyhřívaného bloku v díře blíže výhřevnému povrchu $T_{B1} = 169,0$ °C a průměrná teplota vyhřívaného bloku v díře dále od výhřevného povrchu $T_{B2} = 230,4$ °C. Aplikací totožného postupu směřujícího k vyjádření součinitele C_{sf} korelace Rohsenow (1952) jako v případě předchozího měření lze obdržet hodnoty uvedené v souhrnné tabulce 6.1 na str. 111.

Obr. 6.4 přísluší měření při výstupním napětí autotransformátoru 80 V s pomocnou topnou spirálou výkonu 500 W v pracovním prostoru zařízení. Vlivem pomocného ohříváče je možno pozorovat pozvolný nárůst teploty kapaliny T_1 , která přibližně během 6,5 minut vzrostla z hodnoty $96,0$ °C na $97,7$ °C. I přes poměrně dlouhou dodrženu prodlevu před zahájením záznamu měření je z Obr. 6.4 patrné, že nebylo dosaženo ustáleného stavu. Vzhledem k tomu je orientační výpočet součinitele C_{sf} , jehož výsledky jsou uvedeny v souhrnné tabulce, proveden v oblasti časů 300 s $< t < 400$ s při periodě záznamu $0,5$ s, tzn. na souboru 201 naměřených bodů. Ve zvolené oblasti časů lze s jistou mírou tolerance považovat stav za víceméně ustálený. V této oblasti byla stanovena: průměrná teplota kapaliny $T_1 = 97,6$ °C; průměrná teplota v bloku $T_{B1} = 150,4$ °C; průměrná teplota v bloku $T_{B2} = 192,5$ °C. Výsledky výše uvedeného postupu pro vyjádření C_{sf} uvádí Tab. 6.1.

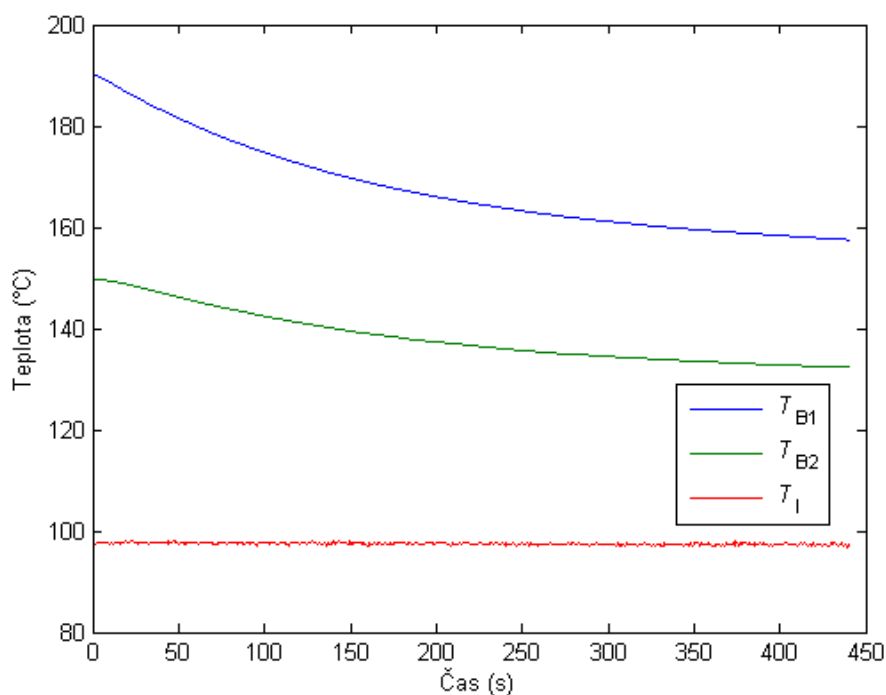
Obr. 6.5 zachycuje měření při výstupním napětí z autotransformátoru 60 V s pomocnou topnou spirálou výkonu 500 W v pracovním prostoru zařízení. Teplota kapaliny je i při použití pomocného ohříváče prakticky konstantní a pohybuje se okolo hodnoty $97,4$ °C. Při tomto měření opět nebylo dosaženo ustáleného stavu. Orientační výpočet součinitele C_{sf} s výsledky v tabulce 6.1 je proveden v oblasti časů 390 s $< t < 440$ s při periodě záznamu $0,5$ s, tzn. na souboru 101 naměřených bodů, ze kterých byly stanoveny tyto průměrné teploty: teplota kapaliny $T_1 = 97,3$ °C; teplota v bloku $T_{B1} = 132,7$ °C; teplota v bloku $T_{B2} = 158,1$ °C.

Při pohledu na vypočítané hodnoty součinitele C_{sf} v Tab. 6.1 je průměrná hodnota ze všech měření $C_{sf} = 0,0314$. Pioro (1999) udává pro vodu vroucí na horizontálním povrchu z nerezové oceli drsnosti $Ra = 0,75$ μm a drsnosti $Rq = 1,2$ μm hodnotu konstanty $C_{sf} = 0,015$. Kniha Collier a Thome

Obr. 6.4. Naměřené teploty v závislosti na čase pro $U = 80 \text{ V}$ s topnou spirálou



Obr. 6.5. Naměřené teploty v závislosti na čase pro $U = 60 \text{ V}$ s topnou spirálou



(1994) uvádí pro vodu v kombinaci s broušenou a leštěnou nerezovou ocelí $C_{sf} = 0,0080$, s chemicky leptanou nerezovou ocelí $C_{sf} = 0,0133$ a s mechanicky leštěnou nerezovou ocelí $C_{sf} = 0,0132$. Průměrná vypočítaná hodnota C_{sf} získaná v rámci tohoto experimentu z naměřených hodnot je při použití všech výše uvedených zjednodušujících předpokladů přibližně dvojnásobná v porovnání s hodnotami udávanými v odborné literatuře.

Obr. 6.6 zobrazuje grafickou závislost Nusseltova čísla Nu na velikosti Reynoldsova čísla Re podle

Tab. 6.1. Orientační výpočty koeficientů C_{sf} korelace Rohsenow (1952)

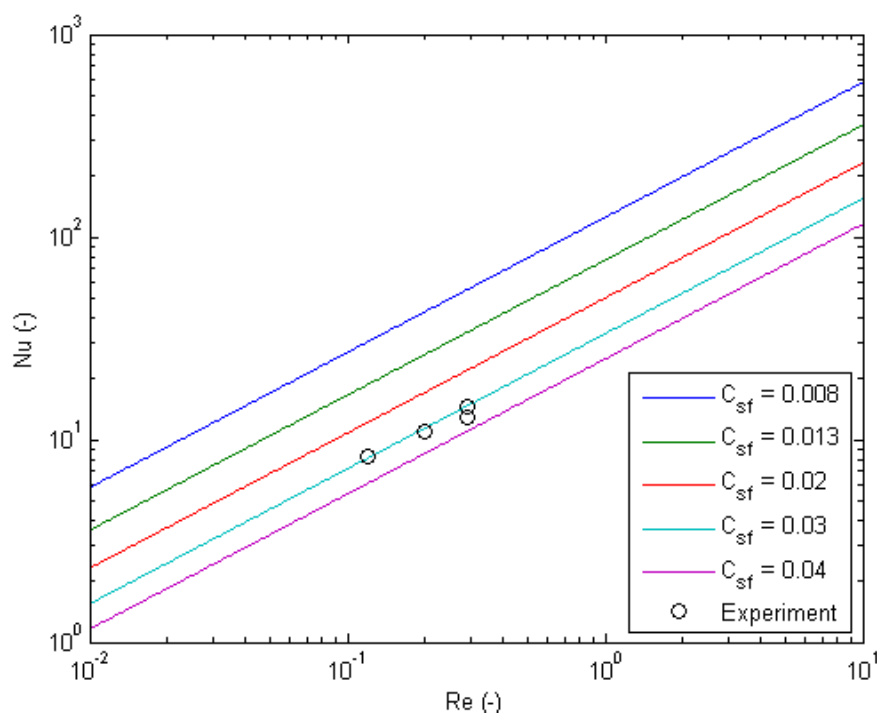
Veličina	Jednotka	č. 1	č. 2	č. 3	č. 4
U	(V)	100	100	80	60
P_{el}	(W)	227	227	145	82
\dot{Q}	(W)	175	177	121	73
q	(kW m ⁻²)	75,9	76,8	52,6	31,8
T_l	(°C)	98,0	95,4	97,6	97,3
T_{B1}	(°C)	168,0	169,0	150,4	132,7
T_{B2}	(°C)	228,7	230,4	192,5	158,1
T_w	(°C)	117,4	117,8	115,3	111,5
α	(W m ⁻² K ⁻¹)	3 908	3 421	2 970	2 231
D_L	(mm)	2,51	2,52	2,51	2,51
Pr_l	(-)	1,79	1,84	1,80	1,81
Re_b	(-)	0,29	0,29	0,20	0,12
Nu_b	(-)	14,49	12,75	11,02	8,28
C_{sf}	(-)	0,0304	0,0342	0,0312	0,0296

korelace Rohsenow (1952) se součinitelem C_{sf} coby parametrem s vyznačenými experimentálně zjištěnými hodnotami součinitele C_{sf} .

6.3 Jiné poznatky získané při ověřovacím experimentu

Přibližně v polovině experimentálního měření začal zřejmě v důsledku dlouhodobého překročení přípustných teplot vytékat silikon použitý pro spojení izolační skleněné podložky, viz součást (9) na Obr. 5.1, s vyhřívaným blokem (2). Činnost zařízení přitom nebyla jakkoliv ovlivněna. Skleněná izolační podložka bude zřejmě v budoucnu nahrazena podložkou z polyetherkeetonu (PEEK), který bude s vyhřívaným blokem rozebiratelně spojen za použití šroubu z izolačního materiálu (pravděpodobně

Obr. 6.6. Závislost $Nu = f(Re)$ podle Rohsenow (1952)



Obr. 6.7. Fotografie varu na výhřevném povrchu



rovněž z polyetherketonu). Při tomto řešení nebude silikonu v inkriminovaném místě použito.

Při ohřívání kapaliny před zahájením pravidelných nukleačních cyklů bublin vznikajících na výhřevném povrchu bylo možno pozorovat vznik „řetízku“ drobných bublin po obvodu výhřevného bloku přibližně v místech kontaktu mezi nerezovou ocelí výhřevného bloku a epoxidu vyplňujícího mezeru mezi výhřevným povrchem a dnem zařízení, viz Obr. 5.8. Tyto bubliny zůstávaly přisedlé k výhřevnému povrchu. Zřejmě se jednalo o bubliny předčasně vznikající v rámci bublinového varu v důsledku lokálně vyšších teplot, případně splněním jiných podmínek vhodných pro předčasné vytváření těchto bublin. Méně pravděpodobně byl příčinou vzniku těchto bublin vzduch vypuzený z vrstvy epoxidu např. vlivem nedokonalého zatečení epoxidu do spáry.

Při vizuálním pozorování bublinového (byť zřejmě podchlazeného) varu se zdálo, že vznik bublin je intenzivnější v oblastech okolo středu výhřevného povrchu. Po obvodu výhřevného povrchu vznikaly bubliny méně často a zřejmě i s menšími průměry. Při vzniku bublin u obvodu se také zdálo, že se takové bubliny „přesunují“ do oblastí blíže středu výhřevného povrchu a teprve zde se od výhřevného povrchu odpoutávají.

V průběhu varu docházelo k poměrně značnému zamlžení skleněného válce experimentálního zařízení, což prakticky znemožňovalo vizuální pozorování probíhajícího varu při pohledu z míst nad úrovní hladiny vroucí kapaliny. Probíhající var bylo ovšem možné velmi dobře pozorovat při pohledu šikmo skrze sloupec vroucí kapaliny, jak ukazuje fotografie na Obr. 6.7 pořízená při mírném podchlazeném varu, ke kterému docházelo v důsledku tepelné setrvačnosti po odpojení topných patron od zdroje elektrické energie. Na Obr. 6.7 je rovněž možno spatřit konec termočlánku měřícího teplotu kapaliny T_1 .

Po ukončení varu bylo zejména na vrstvě epoxidu možné pozorovat tenké žilkování. Jednalo se zřejmě buď o drobné trhlinky na povrchové vrstvě epoxidu vyplňujícího mezeru mezi výhřevným povrchem a dnem zařízení, nebo o úsady, jejichž zdrojem by zřejmě byla vroucí kapalina, tzn. demineralizovaná voda. Vzhledem k tomu, že sestavené zařízení doposud nebylo rozebráno, bude původ tohoto žilkování stanoven při první celkové demontáži aparátu.

6.4 Závěry experimentálního měření

V průběhu experimentálního měření docházelo k obtížím s dosažením a udržením saturační teploty T_{sat} v pracovním objemu zařízení. Na str. 105 je naznačeno několik možných řešení tohoto problému. Nejvhodnějším řešením by zřejmě bylo zkombinovat vícero uvedených možností – např. pro urychlení dosažení T_{sat} použít pomocný ohřívač, který by bylo možno v průběhu získávání experimentálních údajů při nasyceném varu zcela vypnout, jelikož by nádoba byla tepelně izolována a ztráty tepla do okolí by nezpůsobovaly významnější pokles teploty vroucí kapaliny (alespoň po dobu záznamu experimentálních dat).

Experimentální data obdržena při napětích $U = 80 \text{ V}$ a $U = 60 \text{ V}$, jejichž grafickou interpretaci zobrazují Obr. 6.4 a Obr. 6.5 nasvědčují, že před každým zahájením záznamu experimentálních dat je potřeba ověřit, zda bylo dosaženo ustáleného stavu, jelikož doba, po kterou dochází k přechodu systému do ustáleného stavu byla v průběhu tohoto experimentu překvapivě dlouhá.

Při experimentu nebyly pozorovány úniky kapaliny jiným způsobem, než v důsledku vývinu páry při varu. Okolo těsnění z PTFE mezi dnem a skleněným válcem, okolo silikonového–epoxidového těsnění výhřevného bloku a dna zařízení, ani okolo závitového spojení dna s nerezovou ohebnou hadičkou těsněného teflonovou páskou nebylo detekováno sebemenší množství protékající kapaliny.

Z výsledných vypočítaných hodnot součinitelů C_{sf} korelace Rohsenow (1952) je patrné, že průměrná hodnota ze čtyř měření $C_{\text{sf}} = 0,0314$ je v porovnání s hodnotami udávanými v literatuře, ve které se nejčastěji pro nerezovou ocel uvádí hodnota C_{sf} okolo 0,013 podstatně vyšší, což může být způsobeno např. varem na novém a tudíž i málo degradovaném povrchu, nepřesným měřením teplot, tepelnými ztrátami, vlastnostmi vroucí kapaliny, chybně odhadnutou hodnotou součinitele tepelné vodivosti vyhřívajícího bloku, podchlazením objemu vroucí kapaliny, aj. Při pohledu na hodnoty C_{sf} v Tab. 6.1 je patrné, že rozdíl minimální a maximální stanovené hodnoty C_{sf} ze všech čtyř měření činí $0,0342 - 0,0296 = 0,0046$, což představuje asi 14 % průměrné hodnoty C_{sf} .

Zajímavé je srovnání průměrných teplot T_{B1} a T_{B2} při měření č. 1 a měření č. 2, popř. srovnání tepelného toku \dot{Q} stanoveného z těchto dvou teplot a elektrického výkonu P_{el} , viz Tab. 6.1. Průměrné teploty T_{B1} a T_{B2} byly totiž zjištěny z dat naměřených při totožném elektrickém výkonu P_{el} na výstupu autotransformátoru. Připomeňme, že měření č. 1 i měření č. 2 byla v porovnání se zbylými dvěma měřeními prakticky ustálená. I přes to, že naměřená teplota kapaliny T_1 je v případě měření č. 2 o 2,6 °C nižší, jsou průměrné stanovené teploty v bloku při měření č. 2 vyšší – v případě T_{B1} o 1,0 °C; v případě T_{B2} dokonce o 1,7 °C. Vzhledem k tomu, že při konstantním elektrickém topném výkonu P_{el} a současném poklesu teploty kapaliny nad výhřevným povrchem by měly být teploty T_{B1} a T_{B2} v průběhu druhého měření nižší, je nejjednodušším možným vysvětlením chyba měření termočlánků umístěných ve vyhřívacím bloku.

Je jisté, že veškeré výše uvedené hypotézy a závěry bude nutné potvrdit dalšími měřeními. Z hlediska dalších experimentů však považují za zcela zásadní:

- Vyřešit problém s dosažením a udržením saturační teploty vroucího média T_{sat} .
- Extrapolovat teplotu T_{w} za použití maximálního možného počtu termočlánků, tzn. šesti namísto současných dvou.
- Alespoň přibližně kvantifikovat přesnost měření teploty termočlánky umístěnými ve výhřevném bloku a ve vroucí kapalině. Zkusit porovnat hodnoty naměřené nekrytými termočlánky za použití tmelu s hodnotami naměřenými termočlánky v nerezovém zapouzdření vloženými do děr výhřevného bloku bez použití tmelu.

Závěr

V Úvodu a čtyřech kapitolách teoretické části této práce byla ve stručnosti popsána problematika přestupu tepla při varu se zaměřením na nasycený bublinový var v objemu. Práce byla napsána se záměrem vytvořit teoretický podklad při zahajování vlastního experimentálního výzkumu v oblasti bublinového varu v objemu založeném na „inženýrském“ a „praktickém“ přístupu, což znamená zejména výzkum zaměřený na proces varu v průmyslových zařízeních a aparátech. Zdrojem poznatků při vytváření této práce byly výhradně vědecké publikace. Je však otázkou, do jaké míry jsou závěry uváděné v těchto publikacích slučitelné s vytyčeným a kýženým přístupem. Při čtení těchto publikací se totiž zdá, že autoři volí pro výzkum varu buď až příliš teoretický a akademický přístup, který se se zmíněným inženýrským pojetím prolíná pouze v poměrně úzké, nebo dokonce žádné oblasti; popř. naopak přístup velmi konkrétní, se kterým se lze setkat zejména u novějších prací, které ustupují od snahy zkoumat proces varu v obecném slova smyslu a soustředí se spíše na výzkum varu za příliš vyhraněných podmínek nebo pouze pro specifickou konfiguraci. Jako kdyby chyběla jakási „zlatá střední cesta“, která by neupouštěla od snahy zkoumat var jakožto proces v průmyslových zařízeních, ale vzdala by se snahy o jeho úplný popis nebo vyřešení „podproblémů“ s varem spojených. Uveďme si několik konkrétních příkladů z oblasti experimentálního výzkumu varu, o nichž bylo v práci pojednáno a na kterých vynikne rozdíl mezi „teoreticko-vědeckým“ a „prakticko-inženýrským“ přístupem:

- Ve vědeckých publikacích bývá nejčastěji zkoumanou konfigurací horizontální rovinný povrch, se kterým se lze v průmyslových aplikacích setkat poměrně výjimečně.
- Materiálem vyhřívaného bloku a dost často také výhřevného povrchu bývá ve většině případů měď, která se však pro průmyslová zařízení používá málokdy.
- Výhřevný povrch je nejčastěji leštěn či broušen. Jeho drsnost Ra se přitom nejčastěji pohybuje okolo $0,4 \mu\text{m}$. Povrchy v průmyslových zařízeních však nebývají takto hladké.
- Veškerým spojům a oblastem okolo takových spojení je věnována abnormální péče pro vyloučení nechtěné nukleace na těchto místech.
- Povrchy ve vědeckých pracích bývají čištěny a to často po každém měření. V průmyslových zařízeních přitom není přítomnost usazenin nebo lokální degradace povrchu ničím neobvyklým.
- Předmětem výzkumu mnoha prací často bývají veličiny, mechanismy nebo fyzikální principy varu, které nejsou pro činnost průmyslových zařízení podstatné.
- Média, která bývají zkoumána ve vědeckých publikacích, mají většinou velmi vysokou čistotu a bývají upravována způsoby, které se v průmyslové praxi nepoužívají.
- Pro výzkum varu se používají zařízení laboratorního měřítka, přičemž je ne vždy jasné, zda lze takto získané výsledky vztahovat i na měřítka větší.
- Podmínky v pracovním prostoru zařízení pro vědecký výzkum varu jsou zpravidla co možná nejvíce homogenní a bývají regulovány tak přesně, že dochází jen k velmi malým fluktuacím veškerých parametrů.
- Při výzkumu se nejčastěji zkoumá nasycený var, i když v praxi je var velmi často nenasycený.

Při pohledu na body uvedené výše lze dojít k závěru, že si experimentální vědecký výzkum varu (vynecháme-li vysoce specifické a konkrétní práce) klade za cíl popsat var při nejjednodušších možných konfiguracích za stálých a homogenních podmínek a následně na takto vytvořeném základu odvodit a popsat var při jakékoliv konfiguraci a podmínkách. Vzhledem k tomu, jak dlouho je tato snaha vyvíjena a jak intenzivně probíhal výzkum v této oblasti v padesátých a šedesátých letech minulého století a dosaženým úspěchům se však nelze ubránit jistým pochybám a skepsi, zda je takový cíl v blízké době zdolatelný. Proto by upuštění od snahy o teoretický či přesný popis varu a zaměření se na méně přesný zato však praktičtější směřovaný výzkum mohl být krok správným směrem, přičemž je takový přístup dost možná méně naivní, než očekávání průlomu v teoretickém popisu varu.

V Úvodu této práce byl rámcově nastíněn stav současného poznání a cesty, po kterých se ubírá vědecký výzkum varu. Byly popsány teoretické i praktické přístupy k varu spolu s obtížemi, které s sebou výzkum varu ve vší jeho komplexnosti přináší. Byly vysvětleny nejdůležitější pojmy související s výzkumem varu, některá používaná dělení varu a ve stručnosti bylo pojednáno o režimech varu.

První kapitola obsahuje několik korelací pro výpočet součinitele přestupu tepla v režimu bublinového varu v objemu. Je patrné, že zejména v padesátých a šedesátých letech minulého století bylo snahou vědců vytvořit univerzální bezrozměrné korelace, u kterých jsou často předpokládány různé analogie s jinými oblastmi přestupu tepla. Tento postup především v novějších pracích často ustupuje korelacím založeným na teorému korespondujících stavů. Někteří autoři se snaží o vytváření korelací odvozených ze zjednodušených teoreticky založených aproximativních modelů varu. Existují rovněž korelace založené na čistě matematických přístupech, zejména na statistice.

Druhá kapitola se zabývá vlivy nejdůležitějších parametrů na přestup tepla při varu v objemu. Bylo upozorněno, že tyto parametry bývají často rozdělovány na prvotně a druhotně ovlivňující, přičemž však mezi autory ne vždy panuje shoda jakým způsobem takové dělení provést. Změna parametrů, na kterých var závisí, může významným způsobem ovlivnit tepelné parametry varu – zejména přestup tepla při varu, ale také např. kritickou hustotu tepelného toku, přičemž se často jedná o nárůst, či pokles v řádech desítek, nebo i stovek procent. Mimo to lze změnou parametrů ovlivňovat také např. teplotu výhřevného povrchu, teplotu vroucího média, počet a hustotu aktivních nukleačních míst, rovnoměrnost a stabilitu varu, velikost teplotních případně jiných fluktuací, aj.

Ve třetí kapitole jsou uvedeny výpočtové korelace pro stanovení kritické hustoty tepelného toku spolu s důležitými poznatky, které se týkají změny bublinového režimu varu na režim filmový. Při studiu příslušných vědeckých publikací lze dospět k závěru, že korelace pro stanovení q_{kr} jsou velmi často vytvořeny na hluboce propracovaných teoretických základech, přičemž zejména korelace založené na teorii ztráty hydrodynamické stability predikují poměrně spolehlivé výsledky (zejména dochází-li k varu za standardních podmínek, nebo v jejich blízkosti). Nelze se ubránit jistému překvapení při pohledu na kontrast mezi úspěchem při vytváření teorie změny bublinového režimu na režim filmový a neúspěchem při vytváření teorie samotného bublinového varu. I přes poměrně zdařilé aplikování korelací založených na teorii ztráty hydrodynamické stability existují alternativní teorie, které nacházejí oporu zejména v závěrech prací zabývajících se vizuálním zkoumáním změny režimu varu.

Čtvrtá kapitola nabízí stručný vhled do problematiky konstrukce experimentálních zařízení a postupů při experimentálním výzkumu varu. Mimo běžně používané součásti, metody a trendy uvádí také některé méně časté, se kterými se lze ojediněle setkat zejména při zkoumání specifických vlastností varu. Jsou rovněž zmíněny určité problémy a úskalí, na která autoři vědeckých publikací při navrhování takových zařízení upozorňují a před kterými varují.

Pátá kapitola pojednává o experimentálním zařízení, které bylo navrženo a sestaveno za účelem experimentálního výzkumu nasyceného bublinového varu v objemu. Pro konstrukci zařízení bylo využito poznatků, které jsou uvedeny zejména ve čtvrté kapitole této práce spolu s omezenými poznatky z vlastního „pionýrského“ měření varu na velice jednoduchých zařízeních za omezených podmínek.

V šesté kapitole je popsán průběh prvního experimentu na zařízení navrženém v páté kapitole. Pro soubor experimentálních dat získaných při čtyřech měřeních, z čehož dvě měření nelze považovat za ustálená, je vypočítán součinitel C_{sf} korelace Rohsenow (1952). Takto stanovený součinitel je porovnán s velikostí C_{sf} , která je uváděna v odborné literatuře. Je pojednáno o úspěších a potížích vzniklých či pozorovaných během experimentu včetně návrhů řešení nejdůležitějších problémů.

Reference

- Addoms, J. N. *Heat transfer at high rates to water boiling outside cylinders*. Doktorská práce, Massachusetts Institute of Technology, 1948.
- Agrawal, S. K., Gupta, S. C., Varshney, B. S. A generalized correlation of nucleate pool boiling heat transfer. NISCAIR-CSIR, India, 1997, .
- Akin, G. A., McAdams, W. H. Boiling: heat transfer in natural convection evaporator. *Trans. Am. Inst. Chem. Eng.*[137], 1939, roč. 35, str. 646.
- Averin, E. K., Kruzhilin, G. N. Effects of surface tension and viscosity in conditions of heat exchange at boiling point of water. *Izvest. Akad. Nauk SSSR Otdel. Tekh. Nauk*, 1955, .
- Balajka, B., Sýkora, K. *Výměna tepla v zařízeních chemického průmyslu*. Praha: Státní nakladatelství technické literatury, 1959
- Bankoff, S. G. Entrapment of gas in the spreading of a liquid over a rough surface. *AIChE journal*, 1958, roč. 4, č. 1, s. 24–26.
- Bar-Cohen, A. Hysteresis phenomena at the onset of nucleate boiling. *Pool and External Flow Boiling*, 1992, , s. 1–14.
- Beitel, G. R. *A Review of Boiling Heat Transfer Processes at High Heat Flux*. Tech. zpr., DTIC Document, 1991.
- Benjamin, R. J., Balakrishnan, A. R. Nucleate pool boiling heat transfer of pure liquids at low to moderate heat fluxes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1996, roč. 39, č. 12, s. 2495–2504.
- Benjamin, R. J., Balakrishnan, A. R. Nucleation site density in pool boiling of saturated pure liquids: effect of surface microroughness and surface and liquid physical properties. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 1997, roč. 15, č. 1, s. 32–42.
- Berenson, P. J. *Transition boiling heat transfer from a horizontal surface*. Massachusetts Institute of Technology, Division of Industrial Cooperation, 1960
- Berenson, P. J. Experiments on pool-boiling heat transfer. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1962, roč. 5, č. 10, s. 985–999.
- Bergles, A. E. What is the real mechanism of CHF in pool boiling. *Pool and External Flow Boiling (Edited by Dhir, VK, and Bergles, AE)*, ASME, New York, 1992, , s. 165–170.
- Bergles, A. E., Rohsenow, W. M. *Forced-convection surface-boiling heat transfer and burnout in tubes of small diameters*. Tech. zpr., Cambridge, Mass.: MIT Dept. of Mechanical Engineering, 1962.
- Bhaumik, S., Agarwal, V. K., Gupta, S. C. A generalized correlation of nucleate pool boiling of liquids. 2004, .
- Bier, K., Gorenflo, D., Salem, M., Tanes, Y. Pool boiling heat transfer and size of active nucleation centers for horizontal plates with different surface roughness. In *Proceedings of the sixth international heat transfer conference*. 1978, s. 151–156.
- Bier, K., Gorenflo, D., Wickenhäuser, G. Pool boiling heat transfer at saturation pressures up to critical. *Heat Transfer in Boiling*. Hemisphere Publishing Corporation, Washington, London, 1977, , s. 137–158.

- Bonilla, C. F., Perry, C. W. Heat transmission to boiling binary liquid mixtures. In *Chemical Engineering Progresses Symposium Series*, roč. 37. roč. 37, 1941, s. 685–705.
- Bonjour, J., Lallemand, M. Flow patterns during boiling in a narrow space between two vertical surfaces. *International Journal of Multiphase Flow*, 1998, roč. 24, č. 6, s. 947–960.
- Borishanski, V. M. An equation generalizing experimental data on the cessation of bubble boiling in a large volume of liquid. *Soviet Physics-Technical Physics*, 1956, roč. 1, č. 2, s. 438–442.
- Borishanski, V. M. Correlation of the effect of pressure on the critical heat flux and heat transfer rates using the theory of thermodynamic similarity. *Problems of Heat Transfer and Hydraulics of Two-Phase Media*, 1969, , s. 16–37.
- Borishanski, V. M., Kozyrev, A. P., Svetlova, L. S. Heat transfer during nucleate boiling of liquids. *Convective Heat Transfer in Two-Phase and One-Phase Flows, Israel Program for Scientific Translations, Jerusalem*, 1969, , s. 57–84.
- Borishanski, V. M., Minchenko, F. P. *Fundamentals of Heat Transfer*. Academic Press, New York, 1963, 362 s.
- Braunlich, R. H. *Heat transfer to boiling liquids under vacuum*. Doktorská práce, Massachusetts Institute of Technology, 1941.
- Brown, W. T. *A study of flow surface boiling*. Doktorská práce, Massachusetts Institute of Technology, 1967.
- Chang, Y., Snyder, N. W. Heat transfer in saturated boiling. *Chem. Eng. Progr.*, 1960, roč. 56.
- Chang, Y. P. A theoretical analysis of heat transfer in natural convection and in boiling. *Trans. ASME*, 1957, roč. 79, č. 7, str. 1501.
- Choon, N. K., Chakraborty, A., Aye, S. M., Xiaolin, W. New pool boiling data for water with copper-foam metal at sub-atmospheric pressures: experiments and correlation. *Applied Thermal Engineering*, 2006, roč. 26, č. 11, s. 1286–1290.
- Cichelli, M. T., Bonilla, C. F. Heat transfer to liquids boiling under pressure. *Transactions of the American Institute of Chemical Engineers*, 1945, roč. 41, č. 6, s. 755–787.
- Cole, R. Bubble frequencies and departure volumes at subatmospheric pressures. *AIChE Journal*, 1967, roč. 13, č. 4, s. 779 – 783.
- Cole, R., Rohsenow, W. M. Correlation of bubble departure diameters for boiling of saturated liquids. In *Chem. Eng. Prog. Symp. Ser*, roč. 65. roč. 65, 1969, s. 211–213.
- Cole, R., Shulman, H. L. Bubble departure diameters at subatmospheric pressures. In *Chemical Engineers Progress Symposium Series*, roč. 62. roč. 62, 1966, s. 6–16.
- Collier, J. G., Thome, J. R. *Convective boiling and condensation*. Clarendon Press, 1994
- Cooper, M. G. Correlations for nucleate boiling—formulation using reduced properties. *PCH, PhysicoChem. Hydrodyn*, 1982, roč. 3, č. 2, s. 89–111.
- Cooper, M. G. Saturation nucleate pool boiling—a simple correlation. In *Inst. Chem. Eng. Symp. Ser*, roč. 86. roč. 86, 1984, s. 785–793.
- Cooper, M. G., Judd, A. M., Pike, R. A. Shape and departure of single bubbles growing at a wall. In *Proceedings of the 6th International Heat Transfer Conference*, roč. 2. roč. 2, 1978, s. 115–120.

- Cornwell, K., Houston, S. D. Nucleate pool boiling on horizontal tubes: a convection-based correlation. *International journal of heat and mass transfer*, 1994, roč. 37, s. 303–309.
- Cornwell, K., Schüller, R. B. A study of boiling outside a tube bundle using high speed photography. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1982, roč. 25, č. 5, s. 683–690.
- Cryder, D. S., Finalborgo, A. C. Heat Transmission from Metal Surfaces to Boiling Liquids; Effect of Temperature of the Liquid on the Liquid Film Coefficient. *American Institute of Chemical Engineers*, 1937, roč. 33, s. 346–362.
- Cryder, D. S., Gilliland, E. R. Heat transmission from metal surfaces to boiling liquids. *Industrial & Engineering Chemistry*, 1932, roč. 24, č. 12, s. 1382–1387.
- Danilova, G. N. Correlation of boiling heat transfer data for Freons. *Heat Transfer-Sov. Res*, 1970, roč. 2, č. 2, s. 73–78.
- Das, S., Kumar, D. S., Bhaumik, S. Experimental study of nucleate pool boiling heat transfer of water on silicon oxide nanoparticle coated copper heating surface. *Applied Thermal Engineering*, 2016, roč. 96, s. 555–567.
- Das, S. K., Roetzel, W. A composite heat transfer model for pool boiling on a horizontal tube at moderate pressure. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, 2004, roč. 82, č. 2, s. 316–322.
- Dhir, V. K., Lienhard, J. H. Peak pool boiling heat flux in viscous liquids. *Journal of Heat Transfer*, 1974, roč. 96, č. 1, s. 71–78.
- Donnelly, B., O'Donovan, T. S., Murray, D. B. Surface heat transfer due to sliding bubble motion. *Applied Thermal Engineering*, 2009, roč. 29, č. 7, s. 1319–1326.
- Drysdale, D. *An introduction to fire dynamics*. John Wiley & Sons, 2011
- El-Genk, M. S., Guo, Z. Transient boiling from inclined and downward-facing surfaces in a saturated pool. *International journal of refrigeration*, 1993, roč. 16, č. 6, s. 414–422.
- El-Genk, M. S., Suszko, A. Effects of inclination angle and liquid subcooling on nucleate boiling on dimpled copper surfaces. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2016, roč. 95, s. 650–661.
- Fishenden, M. W., Saunders, O. A. *An introduction to heat transfer*. Clarendon Press, 1950
- Forster, H. K. Diffusion in a moving medium with time-dependent boundaries. *AIChE Journal*, 1957, roč. 3, č. 4, s. 535–538.
- Forster, H. K., Greif, R. Heat Transfer to a Boiling Liquid—Mechanisms and Correlations. *ASME J. Heat Transfer*, 1959, roč. 81, s. 43–53.
- Forster, H. K., Zuber, N. Dynamics of vapor bubbles and boiling heat transfer. *AIChE Journal*, 1955, roč. 1, č. 4, s. 531–535.
- Fritz, W. Maximum volume of vapor bubbles. *Physikalische Zeitschrift*, 1935, roč. 36, č. 11, s. 379–384.
- Frost, W. *Heat transfer at low temperatures*. Springer Science & Business Media, 2013
- Gaertner, R. F. Photographic study of nucleate pool boiling on a horizontal surface. *Journal of Heat Transfer*, 1965, roč. 87, č. 1, s. 17–27.

- Gaertner, R. F., Westwater, J. W. Population of active sites in nucleate boiling heat transfer. *Chem. Eng. Progr.*, 1960, roč. 56.
- Galvin, K. P. A conceptually simple derivation of the Kelvin equation. *Chemical engineering science*, 2005, roč. 60, č. 16, s. 4659–4660.
- Gerardi, C., Buongiorno, J., Hu, L.-w., McKrell, T. Study of bubble growth in water pool boiling through synchronized, infrared thermometry and high-speed video. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2010, roč. 53, č. 19, s. 4185–4192.
- Gilmour, C. H. Nucleate boiling – a correlation. *Chem. Eng. Progr.*, 1958, roč. 54.
- Giraud, F., Rullière, R., Toubanc, C., Clause, M., Bonjour, J. Experimental evidence of a new regime for boiling of water at subatmospheric pressure. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 2015, roč. 60, s. 45–53.
- Gorenflo, D. *Wärmeatlas*, Berlin: Springer-Verlag, kap. Behältersieden (Pool Boiling). 1993, .
- Gorenflo, D., Chandra, U., Kotthoff, S., Luke, A. Influence of thermophysical properties on pool boiling heat transfer of refrigerants. *International journal of refrigeration*, 2004, roč. 27, č. 5, s. 492–502.
- Gorenflo, D., Kenning, D. *Heat Atlas*, Berlin: Springer, VDI, kap. H2 Pool Boiling. Second edition ed., 2010, str. 780.
- Griffith, P., Wallis, J. D. *The role of surface conditions in nucleate boiling*. Tech. zpr., Cambridge, Mass.: Massachusetts Institute of Technology, Division of Industrial Cooperation, 1958.
- Han, C.-Y., Griffith, P. The mechanism of heat transfer in nucleate pool boiling—Part I: Bubble initiation, growth and departure. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1965, roč. 8, č. 6, s. 887–904.
- Haramura, Y., Katto, Y. A new hydrodynamic model of critical heat flux, applicable widely to both pool and forced convection boiling on submerged bodies in saturated liquids. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1983, roč. 26, č. 3, s. 389–399.
- Hasan, M. N., Monde, M., Mitsutake, Y. Lower limit of homogeneous nucleation boiling explosion for water. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2011, roč. 54, č. 15, s. 3226–3233.
- Hatton, A. P., Hall, I. S. Photographic study of boiling on prepared surfaces. In *Chemical Engineering Progress*, roč. 62. roč. 62, 1966, str. 82.
- Henry, C. D., Kim, J. A study of the effects of heater size, subcooling, and gravity level on pool boiling heat transfer. *International journal of heat and fluid flow*, 2004, roč. 25, č. 2, s. 262–273.
- Hewitt, G. F. *Handbook of heat transfer*, roč. 3. McGraw-Hill New York, 1998
- Hsu, Y. Y. On the size range of active nucleation cavities on a heating surface. *Journal of Heat Transfer*, 1962, roč. 84, č. 3, s. 207–213.
- Ivey, H. J. Acceleration and the critical heat flux in pool boiling heat transfer. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*, 1963, roč. 177, č. 1, s. 15–42.
- Jabardo, J. M. S., Silva, E. F., Ribatski, G., Barros, S. F. Evaluation of the Rohsenow's correlation through experimental pool boiling of halocarbon refrigerants on cylindrical surfaces. *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, 2004, roč. 26, s. 218–230.

- Jakob, M. Local Temperature Differences as Occurring in Evaporation Condensation and Catalytic Reaction. *Temperature, Its Measurement, and Control in Science and Industry*, 1941, , str. 837.
- Jakob, M. Heat transfer. 1949. *Wiley & Sons, New York*, 1949, .
- Jakob, M., Erk, S. Condensation and Evaporation. *ZVDI*, 1932, roč. 76, str. 1161.
- Jansen, F., Minlar, M., Schröder, J. J. The Influence of Wetting Behavior on Pool Boiling Heat Transfer. *Pool and External Flow Boiling*, 1992, .
- Jones, B. J., McHale, J. P., Garimella, S. The influence of surface roughness on nucleate pool boiling heat transfer. *Journal of Heat Transfer*, 2009, roč. 131, č. 12.
- Judd, R. L., Hwang, K. S. A comprehensive model for nucleate pool boiling heat transfer including microlayer evaporation. *ASME J. Heat Transfer*, 1976, roč. 98, č. 4, s. 623–629.
- Judd, R. L., Merte, H., Ulucakli, M. E. Variation of superheat with subcooling in nucleate pool boiling. *Journal of Heat Transfer*, 1991, roč. 113, č. 1, s. 201–208.
- Jun, S., Kim, J., You, S. M., Kim, H. Y. Effect of heater orientation on pool boiling heat transfer from sintered copper microporous coating in saturated water. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2016, roč. 103, s. 277–284.
- Jung, D., Kim, Y., Ko, Y., Song, K. Nucleate boiling heat transfer coefficients of pure halogenated refrigerants. *International Journal of Refrigeration*, 2003, roč. 26, č. 2, s. 240–248.
- Jung, D., Lee, H., Bae, D., Oho, S. Nucleate boiling heat transfer coefficients of flammable refrigerants. *International journal of refrigeration*, 2004, roč. 27, č. 4, s. 409–414.
- Kalani, A., Kandlikar, S. G. Enhanced pool boiling with ethanol at subatmospheric pressures for electronics cooling. *Journal of Heat Transfer*, 2013, roč. 135, č. 11.
- Kandlikar, S. G., Shoji, M., Dhir, V. K. *Handbook of phase change: boiling and condensation*. Taylor & Francis, 1999
- Kang, M.-G. Effect of surface roughness on pool boiling heat transfer. *International journal of heat and mass transfer*, 2000, roč. 43, č. 22, s. 4073–4085.
- Kang, M.-G. Effects of tube inclination on pool boiling heat transfer. *Nuclear Engineering and Design*, 2003, roč. 220, č. 1, s. 67–81.
- Kang, M.-G. Effects of pool subcooling on boiling heat transfer in a vertical annulus with closed bottom. *International journal of heat and mass transfer*, 2005, roč. 48, č. 2, s. 255–263.
- Kazakova, E. A. The Influence of Pressure on the First Crisis in Boiling Water From a Horizontal Surface. *Problems of Heat Transfer With Change of Phase*, 1953, .
- Kew, P. A., Cornwell, K. Correlations for the prediction of boiling heat transfer in small-diameter channels. *Applied Thermal Engineering*, 1997, roč. 17, č. 8, s. 705–715.
- Kichigin, M. A., Tobilevich, N. Y. Generalization of experimental data on heat transfer in boiling. *Hydrodynamics and Heat Transfer in Boiling in High-Pressure Boilers*, 1955, , s. 175–185.
- Kim, T. Y., Weibel, J. A., Garimella, S. V. A free-particles-based technique for boiling heat transfer enhancement in a wetting liquid. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2014, roč. 71, s. 808–817.
- Kosky, P. G., Lyon, D. N. Pool boiling heat transfer to cryogenic liquids; I. Nucleate regime data and a test of some nucleate boiling correlations. *AIChE Journal*, 1968, roč. 14, č. 3, s. 372–379.

- Kruzhilin, G. N. Free-convection transfer of heat from a horizontal plate and boiling liquid. *Doklady AN SSSR (Reports of the USSR Academy of Sciences)*, 1947, roč. 58, č. 8, s. 1657–1660.
- Kurihara, H. M., Myers, J. E. The effects of superheat and surface roughness on boiling coefficients. *AIChE Journal*, 1960, roč. 6, č. 1, s. 83–91.
- Kutateladze, S., Borishanski, V. *Průručka sdílení tepla*. Praha: Státní nakladatelství technické literatury, 1962
- Kutateladze, S. S. A hydrodynamic theory of changes in a boiling process under free convection. *Izvestia Akademia Nauk, SSSR, Otdelenie Tekhnicheskii Nauk*, 1951, roč. 4, str. 529.
- Kutateladze, S. S. *Heat transfer and hydrodynamic resistance*. Energoatomizdat, Moscow, 1990
- Kwark, S. M., Amaya, M., Kumar, R., Moreno, G., You, S. M. Effects of pressure, orientation, and heater size on pool boiling of water with nanocoated heaters. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2010, roč. 53, č. 23, s. 5199–5208.
- Labuntsov, D. A. *Heat Transfer in Nucleate Boiling of a Liquid*. United Kingdom Atomic Energy Authority, Reactor Group, 1963
- Labuntsov, D. A. Heat transfer problems with nucleate boiling of liquids. *Therm. Eng.(SSSR)*, 1973, roč. 19, č. 9, s. 21–28.
- Laca, P., Wirtz, R. A. Sub-atmospheric pressure pool boiling of water on a screen laminate-enhanced extended surface. In *Semiconductor Thermal Measurement and Management Symposium, 2009. SEMI-THERM 2009. 25th Annual IEEE*. IEEE, 2009, s. 9–16.
- Lee, H. S., Merte, H., Chiaramonte, F. Pool boiling curve in microgravity. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 1997, roč. 11, č. 2, s. 216–222.
- Leiner, W. *Wärmeübergang und Blasenbildung beim Behältersieden: Beeinflussung durch Heizflächeneigenschaften und durch Siedeverstärker*. Deutscher Universitätsverlag, 1990
- Leiner, W. Heat transfer by nucleate pool boiling—general correlation based on thermodynamic similarity. *International journal of heat and mass transfer*, 1994, roč. 37, č. 5, s. 763–769.
- Leiner, W., Gorenflo, D. Methods of predicting the boiling curve and a new equation based on thermodynamic similarity. *Pool and External Flow Boiling*, 1992, , s. 99–103.
- Levy, S. Generalized correlation of boiling heat transfer. *Journal of Heat Transfer, Trans. ASME, Series C*, 1959, roč. 81, č. 1, str. 37.
- Lienhard, J. H. A Semi-rational nucleate boiling heat flux correlation. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1963, roč. 6, č. 3, s. 215–219.
- Lienhard, J. H. Corresponding states correlations of the spinodal and homogeneous nucleation limits. *Journal of Heat Transfer*, 1982, roč. 104, č. 2, s. 379–381.
- Lienhard, J. H., Dhir, V. K. Extended hydrodynamic theory of the peak and minimum pool boiling heat fluxes. 1973a, .
- Lienhard, J. H., Dhir, V. K. Hydrodynamic prediction of peak pool-boiling heat fluxes from finite bodies. *Journal of Heat Transfer*, 1973b, roč. 95, č. 2, s. 152–158.
- Lienhard, J. H., Dhir, V. K., Rihard, D. M. Peak pool boiling heat flux measurements on finite horizontal flat plates. *Journal of Heat Transfer*, 1973, roč. 95, č. 4, s. 477–482.

- Lienhard, J. H., Watanabe, K. On correlating the peak and minimum boiling heat fluxes with pressure and heater configuration. *Journal of Heat Transfer*, 1966, roč. 88, č. 1, s. 94–99.
- Lienhard IV, J., Lienhard V, J. *A Heat Transfer Textbook*. Cambridge, USA: J. H. Lienhard V, vydání třetí ed., 2000
- Liu, Z.-H., Liao, L. Enhancement Boiling Heat Transfer Study of a Newly Compact In-line Bundle Evaporator under Reduced Pressure Conditions. *Chemical engineering & technology*, 2006, roč. 29, č. 3, s. 408–413.
- Lorenz, J. J., Mikic, B. B., Rohsenow, W. M. *The effects of surface conditions on boiling characteristics*. Tech. zpr., Cambridge, Mass.: MIT Engineering Projects Laboratory, 1972.
- Magrini, U., Nannei, E. On the influence of the thickness and thermal properties of heating walls on the heat transfer coefficients in nucleate pool boiling. *Journal of Heat transfer*, 1975, roč. 97, č. 2, s. 173–178.
- Marto, P. J., Rohsenow, W. M. Effects of surface conditions on nucleate pool boiling of sodium. *Journal of Heat Transfer, Trans. ASME, Series C*, 1966, roč. 88, str. 196.
- McGillis, W. R., Carey, V. P., Fitch, J. S., Hamburgers, W. R. Pool boiling enhancement techniques for water at low pressure. In *Semiconductor Thermal Measurement and Management Symposium, 1991. SEMI-THERM VII. Proceedings., Seventh Annual IEEE*. IEEE, 1991a, s. 64–72.
- McGillis, W. R., Fitch, J. S., Hamburgers, W. R., Carey, V. P. Pool boiling on small heat dissipating elements in water at subatmospheric pressure. 1991b, .
- McNelly, M. J. A correlation of rates of heat transfer to nucleate boiling of liquids. *J. Imperial College Chem. Eng. Soc*, 1953, roč. 7, s. 18–34.
- MechanicalEngineering. Boiling heat transfer – The burnout effect on boiling. [online], 2012. Dostupné na: <http://mechanicalinventions.blogspot.cz/2012/12/the-burnout-effect-on-boiling.html>.
- Meduri, P. K., Warriar, G. R., Dhir, V. K. Wall heat flux partitioning during subcooled forced flow film boiling of water on a vertical surface. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2009, roč. 52, č. 15, s. 3534–3546.
- Mesler, R. B., Banchemo, J. T. Effect of superatmospheric pressures on nucleate boiling of organic liquids. *AIChE Journal*, 1958, roč. 4, č. 1, s. 102–113.
- Mikic, B. B., Rohsenow, W. M. A new correlation of pool-boiling data including the effect of heating surface characteristics. *Journal of Heat Transfer*, 1968, roč. 91, č. 2, s. 245–250.
- Milne-Thomson, L. M. *Theoretical hydrodynamics*. Macmillan, 1950
- Moissis, R., Berenson, P. J. On the hydrodynamic transitions in nucleate boiling. *Jour. Heat Transfer*, 1963, roč. 85, s. 221–229.
- Mostinski, I. L. Calculation of heat transfer and critical heat flux in boiling liquids based on the law of corresponding states. *Teploenergetika*, 1963, roč. 10, č. 4, s. 66–71.
- Niro, A., Beretta, G. P. Boiling regimes in a closed two-phase thermosyphon. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1990, roč. 33, č. 10, s. 2099–2110.
- Nishikawa, K., Fujita, Y., Nawata, Y., Hirahaya, K. Effect of pressure on nucleate boiling heat transfer of water. *Mem. Fac. Eng. Kyushu Univ*, 1970, roč. 30, č. 2, s. 27–49.

- Nishikawa, K., Fujita, Y., Nawata, Y., Nishijima, T. Studies on nucleate pool boiling at low pressures. *Heat Transfer—Jpn. Res*, 1976, roč. 5, č. 2, s. 66–89.
- Nishikawa, K., Fujita, Y., Ohta, H., Hidaka, S. Effect of the surface roughness on the nucleate boiling heat transfer over the wide range of pressure. In *Proceedings of the Seventh International Heat Transfer Conference*, roč. 4. roč. 4, 1982, s. 61–66.
- Nishikawa, K., Fujita, Y., Uchida, S., Ohta, H. Effect of heating surface orientation on nucleate boiling heat transfer. In *Proc. ASME-JSME Thermal Engineering Joint Conference*, roč. 1. Honolulu, HI, roč. 1, 1983, s. 129–136.
- Noyes, R. C. An experimental study of sodium pool boiling heat transfer. *Journal of Heat Transfer*, 1963, roč. 85, č. 2, s. 125–129.
- Nukiyama, S. The maximum and minimum values of the heat Q transmitted from metal to boiling water under atmospheric pressure. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1966, roč. 9, č. 12, s. 1419–1433.
- Orlova, E., Kuznetsova, G., Feoktistov, D. The dynamics of a vapour bubble growth under the boiling of a subcooled liquid in low volumes. In *EPJ Web of Conferences*, roč. 76. EDP Sciences, roč. 76, 2014, .
- Pirotto, I. L. Experimental evaluation of constants for the Rohsenow pool boiling correlation. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1999, roč. 42, č. 11, s. 2003–2013.
- Pirotto, I. L., Rohsenow, W., Doerffer, S. S. Nucleate pool-boiling heat transfer. I: review of parametric effects of boiling surface. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2004, roč. 47, č. 23, s. 5033–5044.
- Pratik, K. C., Nammari, A., Ashton, T. S., Moore, A. L. Saturated pool boiling heat transfer from vertically oriented silicon surfaces modified with foam-like hexagonal boron nitride nanomaterials. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2016, roč. 95, s. 964–971.
- Qiu, Y.-H., Liu, Z.-H. Boiling heat transfer of water on smooth tubes in a compact staggered tube bundle. *Applied thermal engineering*, 2004, roč. 24, č. 10, s. 1431–1441.
- Raben, I. A., Beaubouef, R. T., Commerford, G. E. A Study of Heat Transfer in Nucleate Pool Boiling of Water at Low Pressure. In *Chemical Engineering Progresses Symposium Series*, roč. 61. roč. 61, 1965, s. 249–257.
- Rainey, K. N., You, S. M., Lee, S. Effect of pressure, subcooling, and dissolved gas on pool boiling heat transfer from microporous, square pin-finned surfaces in FC-72. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2003, roč. 46, č. 1, s. 23–35.
- Rayleigh, J. W. *The theory of sound*, roč. 2. Macmillan, 1896
- Rayleigh, J. W. On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 1917, roč. 34, č. 200, s. 94–98.
- Reid, R. C. Superheated Liquids: A Laboratory Curiosity, and Possibly, an Industrial Curse. *Chemical Engineering Education*, 1978, roč. 12, č. 4.
- Ribatski, G., Jabardo, J. M. S. Experimental study of nucleate boiling of halocarbon refrigerants on cylindrical surfaces. *International journal of heat and mass transfer*, 2003, roč. 46, č. 23, s. 4439–4451.

- Rohsenow, W. M. *A method of correlating heat transfer data for surface boiling of liquids*. Tech. zpr., Cambridge, Mass.: MIT Division of Industrial Cooperation, 1952.
- Rohsenow, W. M., Choi, H. Y. *Heat, mass, and momentum transfer*. Prentice Hall, 1961
- Rohsenow, W. M., Clark, J. A. *Heat transfer and pressure drop data for high heat flux densities to water at high subcritical pressures*. Tech. zpr., Cambridge, Mass.: MIT Division of Industrial Cooperation, 1951.
- Rohsenow, W. M., Griffith, P. *Correlation of maximum heat flux data for boiling of saturated liquids*. Tech. zpr., Cambridge, Mass.: Massachusetts Institute of Technology, Division of Industrial Cooperation, 1955.
- Rohsenow, W. M., Hartnett, J. P., Ganic, E. N. *Handbook of heat transfer fundamentals*. New York: McGraw-Hill Book Co, 1985
- Sateesh, G., Das, S. K., Balakrishnan, A. R. Analysis of pool boiling heat transfer: effect of bubbles sliding on the heating surface. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2005, roč. 48, č. 8, s. 1543 – 1553.
- Sauer, H. J., Medrow, R. A., Sinnarwalla, A. M. Effects of surface condition on nucleate boiling of refrigerant-11. *ASHRAE Transactions*, 1975, roč. 81, č. part 2, s. 274–28.
- Schlunder, E. U. *Heat exchanger design handbook*. Washington D.C.: Hemisphere, 1981
- Schnabel, L., Scherr, C., Weber, C. Water as Refrigerant-experimental evaluation of boiling characteristics at low temperatures and pressures. 2008, .
- Schroder, J. J., McGill, S., Dirbach, M., Podzelny, E. Secondary Nucleation Ambivalent Heat Transfer and Sound Emission in Low Pressure Subcooled Boiling. In *Proceedings of the EURO THERM Seminar*. 48, 1996, s. 291–299.
- Shekrladze, I. G. Boiling heat transfer: mechanisms, models, correlations and the lines of further research. *The Open Mechanical Engineering Journal*, 2008, roč. 2, č. 1, s. 104–127.
- Sloan, A., Penley, S., Wirtz, R. A. Sub-atmospheric pressure pool boiling of water on a screen-laminate enhanced surface. In *Semiconductor Thermal Measurement and Management Symposium, 2009. SEMI-THERM 2009. 25th Annual IEEE*. IEEE, 2009, s. 246–253.
- Stephan, K., Abdelsalam, M. Heat-transfer correlations for natural convection boiling. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1980, roč. 23, č. 1, s. 73–87.
- Stephan, K., Green, C. V. *Heat transfer in condensation and boiling*. Springer, 1992
- Stephan, P., Fuchs, T., Wagner, E., Schweizer, N. Transient local heat fluxes during the entire vapor bubble life time. In *Proceedings of the ECI International Conference on Boiling Heat Transfer*, roč. 45. roč. 45, 2009, s. 919–928.
- van Stralen, S., Cole, R. *Boiling Phenomena*. Hemisphere Publishing Corporation, 1979
- van Stralen, S. J. D., Cole, R., Sluyter, W. M., Sohal, M. S. Bubble growth rates in nucleate boiling of water at subatmospheric pressures. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1975, roč. 18, s. 655–669.
- Styushin, N. G., Elinzon, L. M. Rate of heat transfer to boiling liquids at atmospheric and reduced pressures during natural convection. *Journal of engineering physics*, 1969, roč. 16, č. 1, s. 39–42.
- Sun, K.-H., Lienhard, J. H. The peak pool boiling heat flux on horizontal cylinders. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1970, roč. 13, č. 9, s. 1425–1430.

- Theofanous, T. G. Multiscale treatment: a paradigm shift for addressing complexity in multiphase flows. In *Multiphase Flow and Heat Transfer, Proc. of the 4th Int. Symp.* 1999, s. 22–24.
- Thomson Lord Kelvin, W. On the equilibrium of vapour at a curved surface of liquid. *Philosophical Magazine*, 1871, roč. 4, č. 42, s. 448–452.
- Tien, C. L. A hydrodynamic model for nucleate pool boiling. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1962, roč. 5, č. 6, s. 533–540.
- Tong, L. S., Tang, Y. S. *Boiling heat transfer and two-phase flow*. CRC press, 1997
- Unal, C., Sadasivan, P., Nelson, R. A. On the hot-spot controlled critical heat flux mechanism in pool boiling of saturated fluids. In *Engineering Foundation Conference on Pool and External Flow Boiling*, S. Barbara, CA. 1992, .
- Vachon, R. I., Nix, G. H., Tanger, G. E. Evaluation of constants for the Rohsenow pool-boiling correlation. *Journal of Heat Transfer*, 1968, roč. 90, č. 2, s. 239–246.
- Vafaei, S., Wen, D. Critical heat flux of nanofluids inside a single microchannel: experiments and correlations. *Chemical Engineering Research and Design*, 2014, roč. 92, č. 11, s. 2339–2351.
- Šesták, J., Rieger, F. *Přenos hybnosti, tepla a hmoty*. Praha: Vydavatelství ČVUT, 2004
- Šesták, J., Žitný, R. *Tepelné pochody II. Výměníky tepla, odpařování, sušení, průmyslové pece a elektrický ohřev*. Praha: Vydavatelství ČVUT, 1997
- Warrier, G. R., Dhir, V. K. Review: Heat transfer and wall heat flux partitioning during subcooled flow nucleate boiling. *Journal of Heat Transfer*, 2006, roč. 128, č. 12, s. 1243 – 1256.
- Yagov, V. V. Nucleate boiling heat transfer: possibilities and limitations of theoretical analysis. *Heat and mass transfer*, 2009a, roč. 45, č. 7, s. 881–892.
- Yagov, V. V. Generic features and puzzles of nucleate boiling. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2009b, roč. 52, č. 21, s. 5241–5249.
- Yamagata, K., Hirano, F., Nishikawa, K., Matsuoka, H. Nucleate boiling of water on the horizontal heating surface. *Mem. Fac. Eng. Kyushu*, 1955, roč. 15, str. 98.
- Yu, L. H., Xu, S. X., Ma, G. Y., Wang, J. Experimental Research on Water Boiling Heat Transfer on Horizontal Copper Rod Surface at Sub-Atmospheric Pressure. *Energies*, 2015, roč. 8, č. 9, s. 10141–10152.
- Zell, M., Straub, J., Vogel, B. Pool boiling under microgravity. *PCH, PhysicoChem. Hydrodyn*, 1989, roč. 11, s. 812–823.
- Zhou, X., Bier, K. Influence of the heat conduction properties of the wall material and of the wall thickness on pool boiling heat transfer. In *Proceedings of EURO THERM Seminar No. 48: Pool Boiling*, roč. 2. roč. 2, 1996, s. 43–54.
- Zuber, N. On the stability of boiling heat transfer. *Trans. Am. Soc. Mech. Engrs.*, 1958, roč. 80.
- Zuber, N. *Hydrodynamic aspects of boiling heat transfer (thesis)*. Tech. zpr., California. Univ., Los Angeles; and Ramo-Wooldridge Corp., Los Angeles, 1959.
- Zuber, N. Nucleate boiling. The region of isolated bubbles and the similarity with natural convection. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1963a, roč. 6, č. 1, s. 53–78.
- Zuber, N., Tribus, M., Westwater, J. W. Critical heat flux from an upward-facing surface in the pool boiling of saturated and subcooled liquids. *Int. Dev. in Heat Transfer*, 1963b, , s. 230–235.