



ZADÁNÍ BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

pro:	p. Martina VAŇKA
program:	Teoretický základ strojního inženýrství
obor:	bez oboru
název česky:	Kondenzace vodní páry v trubce
název anglicky:	Steam Condensation Inside a Tube

Zásady pro vypracování:

- 1) Proved'te krátkou rešerši ke kondenzaci vodní páry.
- 2) Podrobněji zpracujte téma kondenzace vodní páry v kruhových i nekruhových trubkách.
- 3) Najděte a popište matematické modely včetně aspoň jednoho numerického modelu používané pro řešení kondenzace vodní páry v trubkách.

Rozsah průvodní zprávy: 30 stran

Rozsah grafických prací:

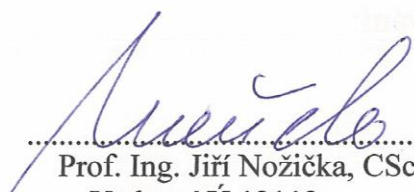
Seznam doporučené literatury: dle doporučení vedoucího diplomové práce

Vedoucí bakalářské práce: Ing. Zdeněk Sumara


Konzultant bakalářské práce:

Datum zadání bakalářské práce: 25. 4. 2016

Datum odevzdání bakalářské práce: 17. 6. 2016


.....
Prof. Ing. Jiří Nožička, CSc.
Vedoucí Ú 12112




.....
Prof. Ing. Michael Valášek, DrSc.
Děkan fakulty

V Praze dne 25. 4. 2016

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE

FAKULTA STROJNÍ

ÚSTAV MECHANIKY TEKUTIN A TERMODYNAMIKY

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Praha, 2016

Martin VANĚK

ČESTNÉ PROHLÁŠENÍ

Prohlašuji, že jsem tuto bakalářskou práci vypracoval sám, s pomocí vedoucího bakalářské práce, literatury a ostatních materiálů, které mi byly poskytnuty a které jsou uvedeny v seznamu literatury.

V Praze dne 16. června 2016

.....

PODĚKOVÁNÍ

Děkuji vedoucímu práce Ing. Zdeňku Sumarovi za podporu při vypracovávání bakalářské práce a za jeho cenné rady a připomínky.

Anotační list

Jméno autora:	Martin Vaněk
Název Bakalářské práce:	Kondenzace vodní páry v trubce
Anglický název:	Steam condensation inside a tube
Akademický rok:	2015/2016
Studijní obor:	Teoretický základ strojního inženýrství
Ústav/odbor:	Ústav mechaniky tekutin a termodynamiky
Vedoucí bakalářské práce:	Ing. Zdeněk Sumara
Bibliografické údaje:	Počet stran: 33 Počet obrázků: 12
Klíčová slova:	Kondenzace, potrubí, součinitel přestupu tepla, režim proudění, svislá stěna.
Key words:	Condensation, tube, heat transfer coefficient, flow regime, vertical plate.

Abstrakt:

Bakalářská práce se zabývá kondenzací vodní páry, jejím obecným rozdělením, jejími výpočty na svislé stěně, v nakloněném potrubí nekruhového průřezu a v horizontálních potrubích kruhových průřezů. Zabývá se i velmi základním rozdělením numerických výpočtů při kondenzaci vodní páry.

Abstract:

Bachelor thesis is dealing with condensation of water vapor, its general division, equalation on vertical plate, in inclined duct with non circular cross-section and circular horizontal tubes. Dealing with basic division of numerical calculations condensation of water vapor.

Obsah

Seznam symbolů	3
Seznam řeckých symbolů	6
1. Úvod.....	7
2. Vodní pára	8
2.1 Druhy vodních par	8
2.2 T-s diagram vodní páry	8
2.2.1 Popis dějů probíhajících v T-s diagramu vodní páry	9
3. Kondenzace vodní páry.....	10
3.1 Rozdělení kondenzace vodní páry	10
3.2 Podrobnější rozebrání typů kondenzace	11
3.2.1 Filmová kondenzace	11
3.2.2 Kapková kondenzace	11
3.2.3 Homogenní kondenzace	12
3.2.4 Kondenzace nemísitelných kapalin.....	12
4. Filmová kondenzace na svislé stěně	12
4.1 Laminární nevlnitá kondenzace na svislé stěně – Nusseltův model.....	13
4.2 Laminární vlnitá kondenzace na svislé stěně.....	17
4.3 Turbulentní kondenzace na svislé stěně.....	18
4.4 Průměrný součinitel přestupu tepla na stěně	18
5. Kondenzace v potrubích	19
5.1 Kondenzace uvnitř žebrované trubky oválného průřezu nakloněné na 60°	19
5.1.1 Obecný výpočet součinitele přestupu tepla podle Shaha	19
5.1.2 Obecný výpočet součinitele přestupu tepla dle Boyka a Kruzhilina.....	21
5.2 Výpočet sdíleného tepla trubky s parametry reálného kondenzátoru.....	22
5.2.1 Zadání reálného kondenzátoru.....	22
5.2.2 Součinitel přestupu tepla na straně vzduchu	23
5.2.3 Součinitel přestupu tepla na straně páry dle Shaha	23
5.2.4 Součinitel přestupu tepla na straně páry dle Boyka a Kruzhilina	24
5.2.5 Celkový součinitel prostupu tepla	25
5.3 Kondenzace uvnitř horizontálních trubek	25
5.3.1 Režimy průtoků uvnitř horizontálních trubek podle Brebera.....	25
5.3.2 Matematické modely kondenzace uvnitř potrubí kruhového průřezu	27
6. Numerické metody řešení dvoufázového proudění	29

6.1 Euler-Lagrangeův přístup.....	29
6.2 Metody pro určení rozhraní.....	30
6.2.1 Metoda objemu tekutiny - VOF.....	30
7. Závěr	32
Seznam použité literatury:	33

Seznam symbolů

Veličina	Název veličiny	Jednotka
A_o	vnější plocha trubky	$[m^2]$
A_i	vnitřní plocha trubky	$[m^2]$
b	šířka stékajícího filmu	$[mm]$
C	empirický parametr	$[-]$
d_i	charakteristický rozměr	$[m]$
f	suma vnějších sil	$[-]$
g	gravitační konstanta	$[m \cdot s^{-2}]$
G	hmotnostní tok páry vztažený na průřez potrubí	$[kg \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}]$
h_{fg}	latentní výparné teplo	$[J \cdot kg^{-1}]$
J_g	bezrozměrná rychlost	$[-]$
k	součinitel tepelné vodivosti	$[W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}]$
k_l	součinitel tepelné vodivosti kondenzátu	$[W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}]$
k_1	celkový součinitel prostupu tepla dle Shaha	$[W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}]$
k_2	celkový součinitel prostupu tepla dle Boyka a Kruzhilina	$[W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}]$
L	délka stěny	$[m]$
m	hmotnost	$[kg]$
\dot{m}	hmotnostní tok	$[kg \cdot s^{-1}]$
\dot{m}_e	ekvivalentní hmotnostní tok	$[kg \cdot s^{-1}]$
\dot{m}_1	hmotnostní tok uvnitř trubky	$[kg \cdot s^{-1}]$
na	koeficient režimu proudění I	$[-]$
Nr	počet trubek v řadě nad sebou	$[-]$

Nu	Nusseltovo číslo	[–]
p	tlak	[Pa]
p_{krit}	kritický tlak kapaliny	[Pa]
p_k	tlak v potrubí	[Pa]
p_r	redukovaný tlak	[–]
p_{sat}	saturační tlak	[Pa]
Pr_l	Prandtlovo číslo filmu	[–]
Pr_A	Prandtlovo číslo vzduchu	[–]
Q	množství tepla	[J]
R	charakteristický rozměr potrubí nekruhového průřezu	[m]
Re_e	ekvivalentní Reynoldsovo číslo pro dvoufázové proudění	[–]
Re_f	Reynoldsovo číslo kondenzátu	[–]
Re_Γ	Reynoldsovo číslo filmu	[–]
Re_{LS}	Reynoldsovo číslo uvažující pouze kondenzát	[–]
Re_{LT}	Reynoldsovo číslo uvažující celé množství jako kondenzát	[–]
T	teplota	[K]
T_s	teplota stěny	[K]
T_{sat}	saturační teplota	[K]
u	rychlost	[m. s ⁻¹]
u_{LS}	rychlost kondenzátu	[m. s ⁻¹]
V_A	objem tekutiny A	[m ³]
V_B	objem tekutiny B	[m ³]
x	souřadnice ve směru osy x	[–]
X_{tt}	Lockhart-Martinelliho parametr	[–]
y	souřadnice ve směru osy y	[–]

z	hmotnostní zlomek páry	[–]
Z	Shahův korelační parameter	[–]

Seznam řeckých symbolů

α	celkový součinitel přestupu tepla	$[W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}]$
α_f	součinitel přestupu tepla kondenzátu	$[W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}]$
α_{in}	součinitel přestupu tepla na straně páry	$[W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}]$
α_{kf}	součinitel přestupu tepla dvoufázového proudění	$[W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}]$
α_{LT}	součinitel přestupu tepla – celé množství kondenzát	$[W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}]$
α_{Nu}	součinitel přestupu tepla režimu III	$[W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}]$
α_{out}	součinitel přestupu tepla na straně vzduchu	$[W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}]$
α_{strat}	součinitel přestupu tepla stratifikované vrstvy	$[W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}]$
α_I	součinitel přestupu tepla režimu I	$[W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}]$
α_{II}	součinitel přestupu tepla režimu II	$[W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}]$
Γ	hmotnostní tok kondenzátu na jednotku šířky stěny	$[kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}]$
δ	tloušťka filmu kondenzátu	$[m]$
ε	bezrozměrné číslo páry	$[-]$
μ_l	dynamická viskozita kondenzátu	$[Pa \cdot s]$
μ_v	dynamická viskozita páry	$[Pa \cdot s]$
ν_v	kinematická viskozita páry	$[m^2 \cdot s^{-1}]$
ν_A	kinematická viskozita vzduchu	$[m^2 \cdot s^{-1}]$
π	Ludolfovo číslo	$[-]$
ρ_l	hustota kondenzátu	$[kg \cdot m^{-3}]$
ρ_v	hustota páry	$[kg \cdot m^{-3}]$
Φ_{strat}	úhel stratifikované vrstvy	$[^\circ]$
Ω	geometrická funkce úhlu Φ_{strat}	$[-]$

1. Úvod

Cílem této práce je vypracování rešerše v oblasti kondenzace vodní páry v trubkách kruhových i nekruhových průřezů, popis matematických modelů a základní principy při práci s modely numerickými.

První část se věnuje vodní páře a dějům s ní spojených, po základním rozebrání dějů následuje kapitola věnující se druhům kondenzace vodní páry, které jsou rozděleny do několika kategorií a tyto kategorie jsou stručně popsány.

V další kapitole je ukázáno odvození součinitele přestupu tepla na svislé stěně při laminární kondenzaci, jedná se o Nusseltův model. Následně jsou rozebírány další matematické modely používané při výpočtech kondenzace vodní páry na svislé stěně, použitelné pro laminární i turbulentní tok kondenzátu.

Následující kapitola se věnuje výpočtu součinitele prostupu tepla žebrované trubky oválného průřezu nakloněné na 60° . Součinitel přestupu tepla na straně vzduchu byl stanoven experimentálně. Součinitel přestupu tepla na straně páry je v této kapitole vypočten nejdříve pomocí Shahových korelačních rovnic, poté pomocí korelací podle Boyka a Kruzhilina. Oba výpočty jsou spolu porovnány.

Poslední část této práce se věnuje popisu Euler-Lagrangeovy metody, používané k numerickému řešení dvoufázového proudění a dále popisu možnosti výpočtů mezní vrstvy, přičemž je uveden i základní princip jedné z metod.

2. Vodní pára

Vodní pára může z vody vznikat několika způsoby:

- **odpařováním** – z otevřené hladiny, probíhá za všech teplot
- **vypařováním** – z celého objemu vody, probíhá při teplotě varu, nemění se tlak ani teplota kapaliny, jedná se tedy o izotermicko-izobarický děj, z důvodu že veškeré teplo, které je přivedené během vypařování, je spotřebováno na změnu skupenství

2.1 Druhy vodních par

Mokrá pára

Mokrá pára vzniká během průběhu vypařování. Je směsí syté páry a kapiček syté kapaliny.

Sytá pára

Sytá pára existuje pouze na mezní křivce syté páry, kde se kapalina změnila na plyn. Tato pára má stejnou teplotu a tlak jako voda při varu, ze které se vytváří. Neobsahuje žádné kapičky vody. Určitému tlaku odpovídá určitá teplota syté páry.

Přehřátá pára

Při stejném tlaku a teplotě nad mezní křivkou, vzniká ze syté páry pára přehřátá. Přehřátá pára již neobsahuje, stejně jako pára sytá, žádné kapičky vody.

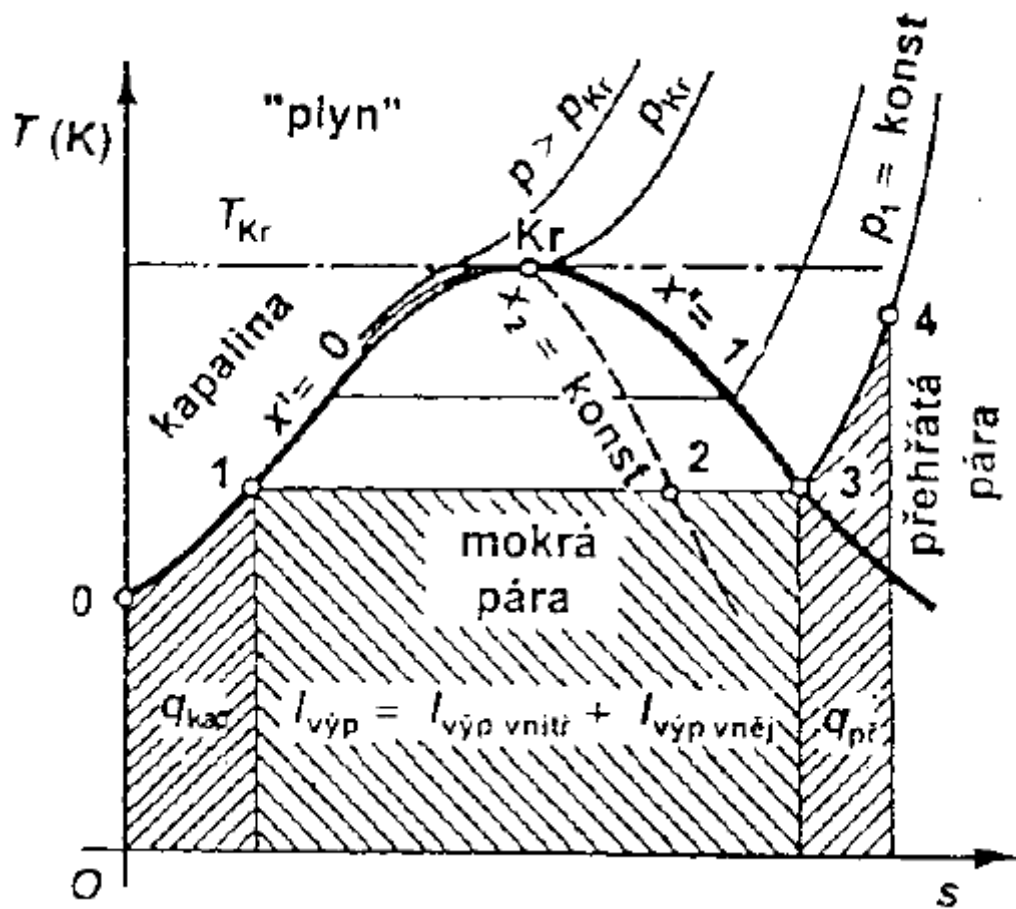
2.2 T-s diagram vodní páry

T-s diagram zobrazuje teplotní změnu, v závislosti na entropii, probíhající v systému. Využívá se například k zobrazení různých termodynamických oběhů. V následující části je uveden popis T-s diagramu vody/vodní páry.

2.2.1 Popis dějů probíhajících v T-s diagramu vodní páry

Voda se ohřívá za stálého tlaku, dokud mezní křivky syté kapaliny v bodě 1. Měrné kapalinné teplo q_{kap} je v diagramu znázorněné plochou pod uvedeným úsekem levé části mezní křivky.

Mezi stavem 1 a 3 se kapalina vypařuje při stálé teplotě a tlaku. Průběh změny stavu je určen přímkou rovnoběžnou s osou měrné entropie s . Výparné teplo $l_{výp}$ je v diagramu dáno plochou pod přímkou 1 – 3. Bod 3 znázorňuje sytou páru. Přivedeme-li syté páře bez přístupu kapaliny za stálého tlaku teplo $q_{př}$, pára se začne přehřívat ze stavu 3 do stavu 4 a vzroste její teplota i měrná entropie.



Obr. 1: T-s diagram vodní páry [11]

3. Kondenzace vodní páry

Kondenzace je fyzikální děj, kterým dochází ke změně plynného skupenství na kapalné. Aby ke kondenzaci došlo, je nutné odebrat syté páře tzv. výparné teplo. Teplota ochlazení musí být nižší než je teplota syté páry při stejném celkovém, respektive parciálním tlaku pokud se jedná o směs par a plynů. Děj kondenzace čisté látky je za konstantního tlaku izotermický. [2]

3.1 Rozdělení kondenzace vodní páry

Kondenzaci je možno rozdělit mnoha způsoby, následující části budou některé z nich rozebrány. Rozdělení mohou být tedy následující [2]:

Dle rychlosti proudění páry:

- Nízká rychlost – převládá vliv gravitace nad smykovým napětím
- Vysoká rychlost – převládá vliv smykových napětí nad vlivem gravitace

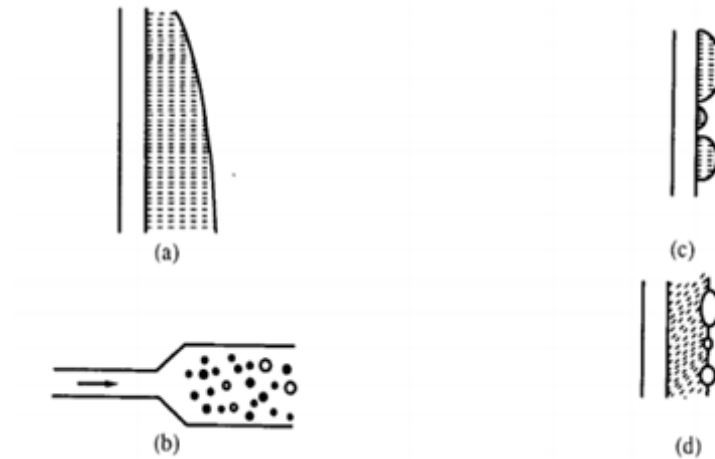
Dle typu látky:

- Jednosložková kondenzace
- Dvousložková kondenzace
- Vícesložková kondenzace
- Kondenzace za přítomnosti nekondenzovatelné složky

Dle typu kondenzace:

- Filmová
- Kapková
- Homogenní
- Kondenzace nemísitelných kapalin

3.2 Podrobnější rozebrání typů kondenzace



Obr. 2: Typy kondenzace. (a) Filmová kondenzace; (b) homogenní kondenzace; (c) kapková kondenzace; (d) kondenzace nemísitelných kapalin [2]

3.2.1 Filmová kondenzace

Filmová kondenzace nastává, pokud je na povrchu vytvořena souvislá vrstva filmu, na Obr. 2 (a) je zobrazena filmová kondenzace na svislé desce. Vlivem gravitace kondenzát odtéká směrem dolů, čímž se udržuje stejná tloušťka filmu v jednom bodě. Filmová kondenzace je charakteristická pro čistou rovnou plochu. Při výpočtech vnitřního součinitele přestupu tepla je filmová kondenzace v kondenzátorech výhodná vzhledem k tomu, že dokážeme snadněji matematicky popsat zkondenzovaný film než kapky při kapkové kondenzaci. Ovšem při filmové kondenzaci je menší odvod tepla z kondenzátoru. Z těchto okolností vyplývá, že pokud bychom byli schopni vhodně matematicky popsat kapkovou kondenzaci, byla by v kondenzátorech výhodnější. [2]

3.2.2 Kapková kondenzace

O kapkové kondenzaci hovoříme tehdy, je-li stěna pokryta částčkami o rozměrech od několika mikrometrů až po kapky viditelné pouhým okem. Při kapkové kondenzaci je stěna běžně pokryta z více než 90 % kapkami. Kapky, stejně jako film, stékají po stěně vlivem gravitace. [2]

3.2.3 Homogenní kondenzace

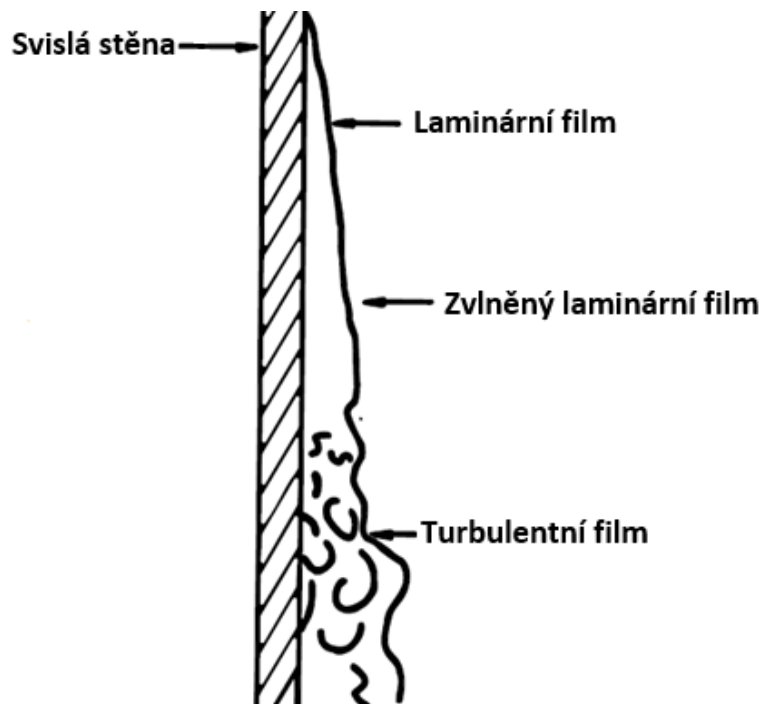
Při homogenní kondenzaci dochází ke kondenzaci uvnitř objemu páry. Nastává, jestliže dojde ke snížení tlaku. Na *Obr. 2 (b)* dochází ke změně průřezu potrubí, jeho rozšířením se sníží tlak, což vede ke tvorbě zkondenzovaných kapiček v objemu páry. [2]

3.2.4 Kondenzace nemísitelných kapalin

V určitých případech může pára zkondenzovat do dvou kapalných složek. To je například případ směsi vodní páry a uhlovodíků. Na ochlazeném povrchu se vytvoří film jedné kapaliny a na jeho povrchu pak vznikají kapky druhé kapaliny *Obr. 2 (c)*. [2]

4. Filmová kondenzace na svislé stěně

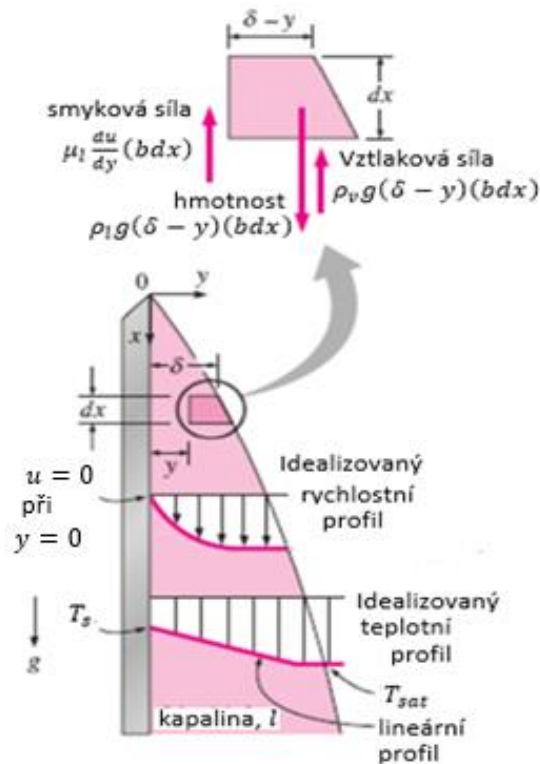
Jako ukázkový případ kondenzace, byla zvolena filmová kondenzace na svislé stěně, která byla odvozena Nusseltem v roce 1916. Tento model je zde odvozen a podrobněji popsán. Platí však pouze pro nízká Reynoldsova čísla $Re < 30$. Pro vyšší Reynoldsova čísla se mění povrch kondenzátu nejdříve na vlnkový a dále přechází zvlněním v turbulentní, pro tyto případy byly vypracovány další vztahy, které vychází z Nusseltova modelu a jsou taktéž uvedeny v následující části. [9]



Obr. 3: Druhy proudění kondenzátu na svislé stěně [9]

4.1 Laminární nevltnitá kondenzace na svislé stěně – Nusseltův model

Tento děj je zobrazen na *Obr. 4*. Film začíná na horním vrcholku desky a vlivem gravitace stéká dolů, čímž s narůstající vzdáleností od horního vrcholu desky narůstá i jeho tloušťka δ . Mění se i hmotnostní průtok \dot{m} , protože se stékáním filmu směrem dolů, na kondenzát i nadále kondenzuje další pára, která dosáhne saturační teploty.



Obr. 4: Rozbor kondenzátu na svislé stěně při laminárním proudění [10]

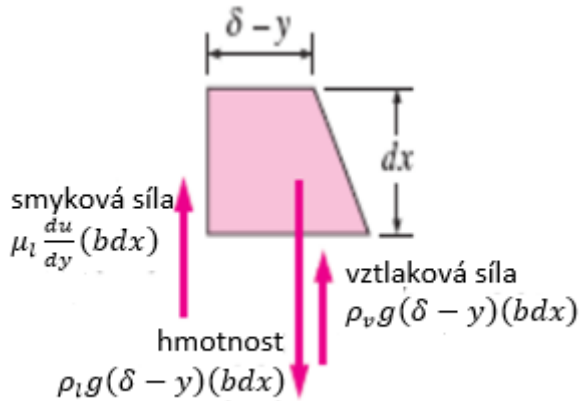
Předpoklady [10]:

1. Obě teploty T_s i T_{sat} jsou konstantní a změna teploty při průchodu kapalinou je lineární.
2. Přestup tepla skrz vrstvu kondenzátu probíhá pouze kondukcí.
3. Rychlost páry se blíží k nule, takže nijak neovlivňuje vrstvu kondenzátu.
4. Tok kondenzátu je laminární.
5. Vlastnosti kondenzátu se na celém průběhu nemění.
6. Zrychlení vrstvy kondenzátu je zanedbatelné.

Za těchto předpokladů platí následující výpočet:

Z druhého Newtonova pohybového zákona vyplývá, ve směru osy x [10]:

$$\Sigma F_x = ma_x = 0 \quad (1)$$



Obr. 5: Síly působící na element kondenzátu [10]

Pomocí Obr. 5 lze tedy napsat následující vztahy [10]:

$$\mu_l \frac{du}{dy} (bdx) - \rho_l g (\delta - y) (bdx) + \rho_v g (\delta - y) (bdx) = 0 \quad (2)$$

$$\mu_l \frac{du}{dy} (bdx) + \rho_v g (\delta - y) (bdx) = \rho_l g (\delta - y) (bdx) \quad (3)$$

$$\mu_l \frac{du}{dy} + \rho_v g (\delta - y) = \rho_l g (\delta - y) \quad (4)$$

Pro další řešení je nutné provést separaci proměnných a vyřešit integrál v mezích od $y = 0$ při $u = 0$ do $y = y$ při $u = u(y)$ [10]:

$$\frac{du}{dy} = \frac{g(\rho_l - \rho_v)(\delta - y)}{\mu_l} \quad (5)$$

$$du = \frac{g(\rho_l - \rho_v)(\delta - y)}{\mu_l} dy \quad (6)$$

$$\int_0^{u(y)} du = \int_0^y \frac{g(\rho_l - \rho_v)(\delta - y)}{\mu_l} dy \quad (7)$$

$$u(y) = \frac{g(\rho_l - \rho_v)}{\mu_l} \left(y\delta - \frac{y^2}{2} \right) \quad (8)$$

Vztahem (8) je tedy vyjádřena závislost rychlosti u na šířce vrstvy kondenzátu y .

Integrací tohoto rychlostního profilu přes celý film, získáme hmotnostní tok kondenzátu na jednotku šířky stěny [9]:

$$\Gamma = \rho_l \int_{y=0}^{\delta} u(y) dy = \frac{g \rho_l (\rho_l - \rho_v) \delta^3}{3 \mu_l} \quad (9)$$

Jednotky hmotnostního toku kondenzátu na jednotku šířky stěny jsou $\frac{kg}{ms}$ což představuje hmotnostní tok $\frac{kg}{s}$ na jednotku šířky stěny. Diferencováním toho výrazu podle δ kde $\delta = 0$ při $x = 0$, lze tempo nárůstu průtoku filmového proudění v závislosti na šířce filmu vypočítat následovně [9]:

$$\frac{d\Gamma}{d\delta} = \frac{g \rho_l (\rho_l - \rho_v) \delta^2}{3 \mu_l} \quad (10)$$

Pokud považujeme teplotu povrchu filmu jako teplotu saturační T_{sat} a teplotu stěny jako T_s , teplo vedené skrz zkondenzovaný film délky x je [9]:

$$dq = \frac{k_l}{\delta} (T_{sat} - T_s) dx \quad (11)$$

Aplikováním energetické bilance, je velikost tepla převedeného kondukcí rovna velikosti latentního výparného tepla odebraného z páry na rozhraní mezi kondenzátem a párou, což znamená $dq = h_{fg} d\Gamma$. Míra kondenzace na elemntu $d\Gamma$ je tedy následující [9]:

$$d\Gamma = \frac{k_l}{\delta h_{fg}} (T_{sat} - T_s) dx \quad (12)$$

Substitucí ve vztahu (12) ze vztahu (10), separací proměnných a následnou integrací od $\delta = 0$ do $x = 0$ dostáváme [9]:

$$k_l \mu_l (T_{sat} - T_s) x = \rho_l (\rho_l - \rho_v) g h_{fg} \left(\frac{\delta^4}{4} \right) \quad (13)$$

Vyjádřením místní šířky filmu δ z tohoto vztahu získáme [9]:

$$\delta(x) = \left[\frac{4 \mu_l k_l (T_{sat} - T_s) x}{g \rho_l (\rho_l - \rho_v) h_{fg}} \right]^{\frac{1}{4}} \quad (14)$$

Z odporu tepelné vodivosti napříč filmem je místní součinitel přestupu tepla v jakémkoliv bodě ve vzdálenosti x od vršku stěny definován takto [9]:

$$\alpha_f(x) = \frac{k_l}{\delta} = \left[\frac{\rho_l(\rho_l - \rho_v)h_{fg}gk_l^3}{4\mu_l x(T_{sat} - T_s)} \right] \quad (15)$$

Vztah je možné přestavit tak, abychom získali Nusseltovo číslo pro filmovou kondenzaci, při použití vzdálenosti x jako charakteristického rozměru [9]:

$$Nu(x) = \left[\frac{\alpha_f(x)x}{k_l} \right] = \left[\frac{\rho_l(\rho_l - \rho_v)h_{fg}gx^3}{4\mu_l k_l(T_{sat} - T_s)} \right]^{\frac{1}{4}} \quad (16)$$

Integrací vztahu (15) od $x = 0$ do x je průměrný součinitel přestupu tepla na stěně do vzdálenosti x vyjádřen takto [9]:

$$\alpha_f = \frac{1}{x} \int_0^x \alpha_f(x) dx = 0,943 \left[\frac{g\rho_l(\rho_l - \rho_v)h_{fg}k_l^3}{\mu_l x(T_{sat} - T_s)} \right]^{\frac{1}{4}} \quad (17)$$

Porovnáním předchozích vztahů je patrné, že průměrný součinitel přestupu tepla α_f na stěně od 0 do x je $\frac{4}{3}$ krát větší, než místní součinitel $\alpha_f(x)$ ve vzdálenosti x . Průměrný součinitel přestupu tepla lze také získat ze vztahu [9]:

$$\alpha_f = \frac{\Gamma(x)h_{fg}}{x(T_{sat} - T_s)} \quad (18)$$

Kde $\Gamma(x)$ je hmotnostní tok kondenzátu na jednotku šířky stěny ve vzdálenosti x od vrchní hrany stěny. Kombinací vztahu (18) a vztahu (12), abychom eliminovali $(T_{sat} - T_s)$, je možné další vyjádření šířky filmu na stěně takto [9]:

$$\delta = \frac{k_l \Gamma(x) dx}{\alpha_f x d\Gamma} \quad (19)$$

Pro eliminaci δ z rovnice, je možné použít kombinaci vztahu (19) a (9), z čehož vychází následující rovnice [9]:

$$k_l \left[\frac{g\rho_l(\rho_l - \rho_v)}{3\mu_l} \right] \frac{dx}{x} = \frac{\alpha_f \Gamma^{\frac{1}{3}} d\Gamma}{\Gamma(x)} \quad (20)$$

Integrací přes x dostáváme průměrný součinitel přestupu tepla takto [9]:

$$\alpha_f = 0,925 \left[\frac{g\rho_l(\rho_l - \rho_v)k_l^3}{\mu_l \Gamma(x)} \right]^{\frac{1}{3}} \quad (21)$$

Je nevhodné využít vztah pro výpočet součinitele přestupu tepla ve tvaru rovnice (17), v této rovnici jsou pro výpočet nutné teploty T_{sat} a T_s , které jsou při výpočtu součinitele přestupu tepla v kondenzátorech neznámé. Z předchozí situace je možno součinitel přestupu tepla vyjádřit také pomocí Reynoldsova čísla, které je ve vzdálenosti x od horního okraje stěny definováno takto [9]:

$$Re_{\Gamma} = \frac{4\Gamma(x)}{\mu_l} \quad (22)$$

Substitucí vztahu (22) ze vztahu (21) a přeskupením průměrného součinitele přestupu tepla do vzdálenosti x získáme [9]:

$$\frac{\alpha_f}{k_l} \left[\frac{\mu_l^2}{g\rho_l(\rho_l - \rho_v)} \right]^{\frac{1}{3}} = 1,47 Re_{\Gamma}^{-\frac{1}{3}} \quad (23)$$

Lokální součinitel přestupu tepla lze vyjádřit ve formě [9]:

$$\frac{\alpha_f(x)}{k_l} \left[\frac{\mu_l^2}{g\rho_l(\rho_l - \rho_v)} \right]^{\frac{1}{3}} = 1,1 Re_{\Gamma}^{-\frac{1}{3}} \quad (24)$$

4.2 Laminární vlnitá kondenzace na svislé stěně

Předpoklad, že povrch zkondenzovaného filmu je hladký, ve většině případů není správný. Pozorováním bylo zjištěno, že povrch filmu se stává nestabilním a vytváří vlny. Drew (1954) zjistil rozdíl mezi hodnotami získanými z prováděných měření a výsledky vypočtenými pomocí Nussletovy teorie, v některých případech se tyto hodnoty lišily až o 50 %. Zvlnění zvyšuje přestup tepla tím, že zvětšuje plochu, přes kterou k přestupu dochází a redukuje průměrnou tloušťku filmu. Pro výpočty při Reynoldsových číslech vyšších než 30 bylo tedy potřeba upravit Nusseltovy vztahy platné pouze pro nízká Reynoldsova čísla. [9]

Kutateladze (1963) navrhl vynásobení Nusseltova vztahu (24), pro výpočet součinitele přestupu tepla, empirickou korekcí $\left[0,8\left(\frac{Re_{\Gamma}}{4}\right)^{0,11}\right]$. Aplikací této empirické korekce do vztahu (24) získáváme [9]:

$$\frac{\alpha_f(x)}{k_l} \left[\frac{\mu_l^2}{g\rho_l(\rho_l - \rho_v)} \right]^{\frac{1}{3}} = 0,756 Re_{\Gamma}^{-0,22} \quad (25)$$

4.3 Turbulentní kondenzace na svislé stěně

Kritické Reynoldsovo číslo, při kterém se stékající film stane turbulentním, je stále předmětem diskuzí. Colburn (1934) nastavil přechod mezi laminárním a turbulentním stékáním filmu na Reynoldsovo číslo 2000, kdy porovnal jeho experimentální data s Nusseltovou teorií. Analogii Nusseltových vztahů při laminárním proudění aplikoval na proudění turbulentní. Colburn vydal následující korelaci pro výpočet místního součinitele přestupu tepla při turbulentní filmové kondenzaci na stěně [9]:

$$\frac{\alpha_f(x)}{k_l} \left[\frac{\mu_l^2}{g\rho_l(\rho_l - \rho_v)} \right]^{\frac{1}{3}} = 0,056 Re_\Gamma^{0,2} Pr_l^{\frac{1}{3}} \quad (26)$$

Kde x je měřeno od vrchní části stěny. Labuntsov (1957) vydal podobný výraz pro místní součinitel přestupu tepla, pokud je $Pr_l \leq 10$ [9]:

$$\frac{\alpha_f(x)}{k_l} \left[\frac{\mu_l^2}{g\rho_l(\rho_l - \rho_v)} \right]^{\frac{1}{3}} = 0,023 Re_\Gamma^{0,25} Pr_l^{0,5} \quad (27)$$

4.4 Průměrný součinitel přestupu tepla na stěně

Butterworth (1983) získal průměrný součinitel přestupu tepla skrz laminární nezvlněný, laminární zvlněný a turbulentní tok kombinací vztahů (24), (25) a (27) [9]:

$$\frac{\alpha_f(x)}{k_l} \left[\frac{\mu_l^2}{g\rho_l(\rho_l - \rho_v)} \right]^{\frac{1}{3}} = \frac{Re_\Gamma}{8750 + 58 Pr_l^{-0,5} (Re_\Gamma^{0,75} - 253)} \quad (28)$$

Tento vztah využívá stav na mezi turbulence a dává ho do souvislosti s experimentálními daty kondenzace vodní páry v rozhraní $1 < Re_\Gamma < 7200$. [9]

5. Kondenzace v potrubích

5.1 Kondenzace uvnitř žebrované trubky oválného průřezu nakloněné na 60°

V následující části bude řešena kondenzace uvnitř žebrovaného potrubí oválného průřezu nakloněného na 60°. Na základě parametrů reálného vzduchem chlazeného kondenzátoru bude proveden výpočet součinitele prostupu tepla.

Součinitel přestupu tepla na straně vzduchu byl stanoven experimentálně v laboratořích ČVUT v Praze. Výpočet součinitele přestupu tepla na straně páry bude proveden dvěma způsoby. První výpočet vnitřního součinitele přestupu tepla bude proveden pomocí Shahových korelačních vztahů pro vertikální trubky, druhý pomocí korelačních vztahů podle Boyka a Kruzhilina pro trubky horizontální.

Je předpoklad, že na výsledný součinitel prostupu tepla mnohem větší vliv součinitel přestupu tepla na straně vzduchu než na straně páry. Z výsledků bude pravděpodobně patrné, že rozdílné hodnoty součinitelů přestupu tepla na straně páry příliš neovlivní součinitel prostupu tepla.

V obou případech nebude brán v potaz náklon potrubí. Chyba v součiniteli přestupu tepla na straně páry způsobená zanedbáním náklonu nemá na celkový prostup tepla příliš velký vliv. Pro zjednodušení bude zanedbáno zaoblení potrubí a jako charakteristický rozměr R bude brána jeho šířka. Dále bude zanedbán tepelný odpor stěny trubky.

5.1.1 Obecný výpočet součinitele přestupu tepla podle Shaha

V následující části je uveden výpočet součinitele přestupu tepla na straně páry na základě Shahových korelačních vztahů pro vertikální trubky. Ve vertikálních trubkách je možné rozlišit tři různé režimy proudění, dle kterých je následně určen režim proudění a jemu odpovídající použité vztahy.

V následujícím grafu jsou zobrazeny křivky, které vymezují režimy proudění. Na vodorovné ose je vynesena Shahův korelační parametr Z a na svislé ose bezrozměrná rychlost J_g .

Shahův korelační parametr lze vypočítat ze vztahu [3]:

$$Z = \left(\frac{1}{z} - 1\right)^{0,8} p_r^{0,4} \quad (29)$$

$$p_r = \frac{p_k}{p_{krit}} \quad (30)$$

Bezrozměrná rychlost J_g je dána vztahem [3]:

$$J_g = \frac{zG}{[gR\rho_l(\rho_l - \rho_v)]^{0,5}} \quad (31)$$

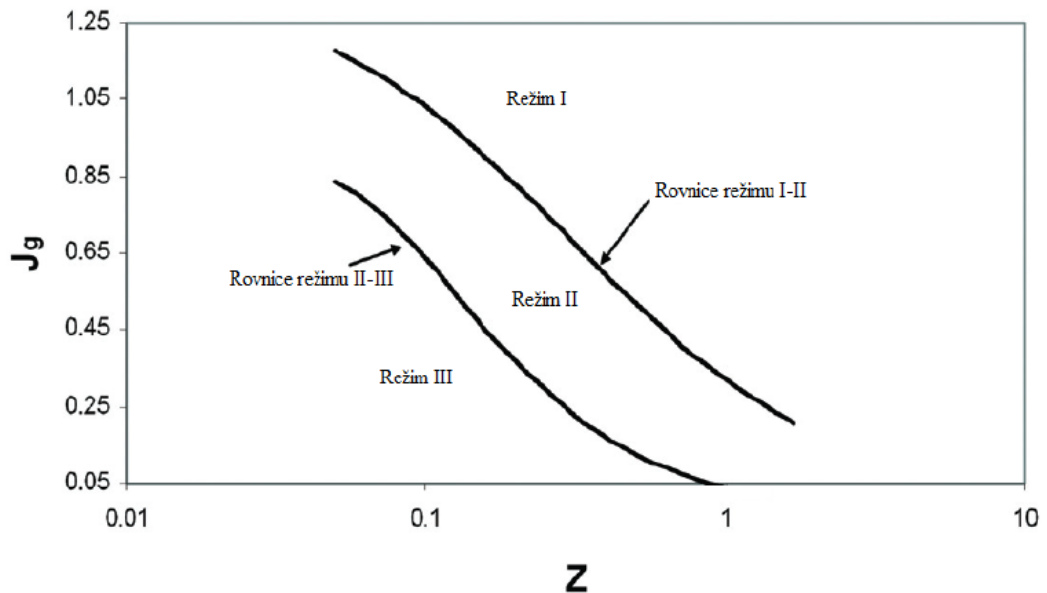
Určení režimu $I - II$ je možné provést dle následujícího vztahu [3]:

$$J_g \geq \frac{1}{2,4Z + 0,73} \quad (32)$$

Určení režimu $II - III$ je možné provést dle následujícího vztahu [3]:

$$J_g \leq 0,89 - 0,93e^{(-0,087Z^{-1,17})} \quad (33)$$

Dle předchozích vztahů lze tedy stanovit režim proudění v potrubí dle Shaha. [3]



Obr. 7: Rozdělení režimů proudění ve vertikálních trubkách podle Shaha [3]

Součinitel přestupu tepla je možné vypočítat podle následujících vztahů, kde pro každý režim proudění platí rozdílný vztah. [3]

Režim proudění I [3]:

$$\alpha_I = \alpha_{LT} \left(\frac{\mu_l}{14\mu_l} \right)^{na} \left[(1-x)^{0,8} + \frac{3,8z^{0,76}(1-x)^{0,04}}{p_r^{0,38}} \right] \quad (34)$$

Kde:

$$na = 0,0058 + 0,557p_r \quad (35)$$

$$\alpha_{LT} = 0,023Re_{LT}^{0,8}Pr_l^{0,4} \quad (36)$$

$$Re_{LT} = \frac{GR}{\mu_l} \quad (37)$$

Režim proudění III [3]:

$$\alpha_{Nu} = 1,32Re_{LS}^{-\frac{1}{3}} \left[\frac{g\rho_l(\rho_l - \rho_v)k_l^3}{\mu_l^2} \right]^{\frac{1}{3}} \quad (38)$$

Kde:

$$Re_{LS} = \frac{G(1-z)R}{\mu_l} \quad (39)$$

Režim proudění II [3]:

$$\alpha_{II} = \alpha_{Nu} + \alpha_I \quad (40)$$

5.1.2 Obecný výpočet součinitele přestupu tepla dle Boyka a Kruzhilina

Boyko a Kruzhilin zveřejnili roku 1967 následující výpočet založený na Mikheevově korelaci. Tento výpočet se dá snadno prakticky využít a je i dostatečně přesný. Bere v úvahu součinitel přestupu tepla jednofázového proudění, hustotu dvoufázového proudění a kvalitu vypařování. Platí pro horizontální trubky.[1]

Matematický model pro přestup tepla za použití Boyko–Kruzhilinovi korelace je popsán následovně [1]:

$$\alpha_{kf} = \alpha_f \left[1 + z \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} - 1 \right) \right]^{0,5} \quad (41)$$

Kde součinitel přestupu tepla kondenzátu je definován takto: [1]

$$\alpha_f = 0,021Re_{ls}^{0,8}Pr^{0,43} \frac{k_l}{R} \quad (42)$$

Rozsah použití Boyko–Kruzhilinova vztahu je definován pro: [1]

$$1500 < Re < 15000$$

5. 2 Výpočet sdíleného tepla trubky s parametry reálného kondenzátoru

5.2.1 Zadání reálného kondenzátoru

Níže jsou uvedeny parametry reálného kondenzátoru potřebné, pro výpočet součinitele prostupu tepla:

Hmotnostní tok uvnitř trubky: $\dot{m}_1 = 0,0093 \text{ kg/s}$

Entalpie páry na výstupu z kondenzátoru: $i = 2430,8 \text{ kJ/kg}$

Tlak páry: $p_v = 33 \text{ kPa}$

Výška potrubí: $a = 0,22 \text{ m}$

Šířka potrubí (charakteristický rozměr): $R = 0,02 \text{ m}$

Celkový vnější povrch: $A_o = 54,12 \text{ m}^2$

Celkový vnitřní povrch: $A_i = 5,28 \text{ m}^2$

Entalpie syté páry: $i_v = 2626,38 \text{ kJ/kg}$

Entalpie sytého kondenzátu: $i_l = 292,99 \text{ kJ/kg}$

Dynamická viskozita kondenzátu: $\mu_l = 0,000652 \text{ Pa}\cdot\text{s}$

Dynamická viskozita vodní páry: $\mu_v = 0,0000103 \text{ Pa}\cdot\text{s}$

Kinematická viskozita páry: $\nu_v = 0,0000152 \text{ m}^2/\text{s}$

Hustota kondenzátu: $\rho_l = 976 \text{ kg/m}^3$

Hustota páry: $\rho_v = 0,22 \text{ kg/m}^3$

Kritický tlak vody: $p_k = 22140000 \text{ Pa}$

Součinitel tepelné vodivosti kondenzátu: $k_l = 0,661159751 \text{ W/(m}\cdot\text{K)}$

Prandtlovo číslo: $Pr = 3,1268$

5.2.2 Součinitel přestupu tepla na straně vzduchu

Na základně experimentu byl stanoven vztah pro výpočet součinitele přestupu tepla na straně vzduchu takto:

$$\alpha_{out} = 60,4521 \left(\frac{u}{v_A} \right)^{0,28} Pr_A^{0,33} k_l \quad (43)$$

Pro tento případ je součinitel přestupu tepla na straně vzduchu roven:

$$\alpha_{out} = 32,1287 \frac{W}{m^2 K} \quad (44)$$

5.2.3 Součinitel přestupu tepla na straně páry dle Shaha

Pro výpočet součinitele přestupu tepla na straně páry dle Shaha je nejprve nutné zjistit hmotnostní zlomek páry na vstupu, průřez potrubí a hmotnostní průtok vztažený na průřez potrubí:

$$z = \frac{i - i_l}{i_v - i_l} = \frac{2430,8 - 292,99}{2626,38 - 292,99} = 0,9163 \quad (45)$$

$$S = aR = 0,2 \cdot 0,22 = 0,0044 \text{ m} \quad (46)$$

$$G = \frac{\dot{m}_1}{S} = \frac{0,0093}{0,0044} = 2,1163 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2 \text{s}} \quad (47)$$

Tlak páry vztažený ke kritickému tlaku vody:

$$p_r = \frac{p_v}{p_k} = \frac{33000}{22140000} = 0,0015 \text{ Pa} \quad (48)$$

Již posledním krokem, před využitím Shahových vztahů, je výpočet Reynoldsova čísla při uvažování proudění samotného kondenzátu:

$$Re_{LS} = u_{LS} R = 0,00017191 \cdot 0,02 = 343,8193 \quad (49)$$

$$u_{LS} = \frac{G(1-z)}{\mu_v} = \frac{2,1163(1-0,9163)}{0,0000103} = 0,00017191 \frac{\text{m}}{\text{s}} \quad (50)$$

V dalším kroku již je možné spočítat Shahův korelační parametr:

$$Z = \left(\frac{1}{z} - 1 \right)^{0,8} \cdot p_r^{0,4} = \left(\frac{1}{0,9163} - 1 \right)^{0,8} \cdot 0,0015^{0,4} = 0,0109 \quad (51)$$

Pro zjištění režimu proudění je dále nutné znát bezrozměrnou rychlost proudění:

$$J_g = \frac{zG}{[(bg\rho_l(\rho_l - \rho_v))]^{0,5}} = \frac{0,9163 \cdot 2,1163}{[(0,02 \cdot 9,81 \cdot 976(976 - 0,22))]^{0,5}} = 0,2988 \quad (52)$$

Hranice režimu proudění *I – II*:

$$J_g \geq \frac{1}{2,4Z + 0,73}$$

$$0,2988 \geq \frac{1}{2,4 \cdot 0,0109 + 0,73} \quad (53)$$

$$0,2988 \geq 1,3224$$

Tento režim proudění tedy neodpovídá a je nutné vyřešit režim proudění *II – III*:

$$J_g \leq 0,89 - 0,93e^{(-0,087Z^{-1,17})}$$

$$0,2988 \leq 0,89 - 0,93e^{(-0,087 \cdot 0,0109^{-1,17})} \quad (54)$$

$$0,2988 \leq 0,89$$

Tato nerovnost platí, tudíž v potrubí je režim *III*, nyní již zbývá pouze vyřešit součinitel přestupu tepla na straně páry, při režimu proudění *III*:

$$\alpha_{Nu} = 1,32 Re_{LS}^{-\frac{1}{3}} \left[\frac{g \rho_l (\rho_l - \rho_v) k_l^3}{\mu_l^2} \right]^{\frac{1}{3}} \quad (55)$$

$$\alpha_{out} = 1,32 \cdot 343,8193^{-\frac{1}{3}} \left[\frac{9,81 \cdot 976(976 - 0,22) \cdot 0,661159751^3}{0,000652^2} \right]^{\frac{1}{3}}$$

$$= 3489,5 \frac{W}{m^2K}$$

$$\alpha_{out} = \alpha_{Nu} \quad (56)$$

5.2.4 Součinitel přestupu tepla na straně páry dle Boyka a Kruzhilina

Nejprve je nutné ověřit, zda žádné Reynoldsovo číslo nepřesahuje povolený rozsah pro Boyko-Kruzhilinovu korelaci. Reynoldsovo číslo páry bude mnohonásobně vyšší než Reynoldsovo číslo kondenzátu, tudíž stačí pouze jeden výpočet:

$$u = \frac{\dot{m}_1}{S \rho_l} = \frac{0,0093}{0,02 \cdot 0,22 \cdot 0,22} = 9,607 \frac{m}{s} \quad (57)$$

$$Re = \frac{vR}{\nu_l} = \frac{9,607 \cdot 0,02}{0,0000468} = 4105,5 \quad (58)$$

Reynoldsovo číslo odpovídá dovolenému rozmezí a je možné pokračovat ve výpočtu podle Boyko-Kruzhilinovy korelace. Nejdříve je nutné vypočítat součinitel přestupu tepla samotného kondenzátu:

$$\alpha_f = 0,021 Re_{ls}^{0,8} Pr^{0,43} \frac{k_l}{R} \quad (59)$$

$$\alpha_f = 0,021 \cdot 343,8193^{0,8} \cdot 3,2618^{0,43} \frac{0,661159751}{0,02} = 123,4 \frac{W}{m^2K}$$

Dále je možné dosadit do závěrečného vztahu a zjistit součinitel přestupu tepla na straně páry:

$$\alpha_{kf} = \alpha_f \left[1 + z \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} - 1 \right) \right]^{0,5} \quad (60)$$

$$\alpha_{kf} = 123,4 \left[1 + 0,9163 \left(\frac{976}{0,22} - 1 \right) \right]^{0,5} = 7653,79 \frac{W}{m^2K}$$

5.2.5 Celkový součinitel prostupu tepla

Celkový součinitel prostupu tepla za pomoci Shahovy korelace:

$$k_1 = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_{out}} + \frac{A_o}{A_i} \frac{1}{\alpha_{in}}} = \frac{1}{\frac{1}{32,1287} + \frac{54,12}{5,28} \cdot \frac{1}{3489,5}} = 29,36 \frac{W}{m^2K} \quad (61)$$

Celkový součinitel prostupu tepla za pomoci Boyko–Kruzhilinovi korelace:

$$k_2 = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_{out}} + \frac{A_o}{A_i} \frac{1}{\alpha_{in}}} = \frac{1}{\frac{1}{32,1287} + \frac{54,12}{5,28} \cdot \frac{1}{7653,79}} = 30,8 \frac{W}{m^2K} \quad (62)$$

Jak je vidět ve vztazích (61) a (62) celkový součinitel prostupu tepla se změnil pouze o 4,9% , přičemž součinitele přestupu tepla na straně páry se liší o 119 %. Zde je tedy potvrzen předpoklad, že na celkový součinitel prostupu tepla má vliv především součinitel přestupu tepla na straně vzduchu.

5.3 Kondenzace uvnitř horizontálních trubek

5.3.1 Režimy průtoků uvnitř horizontálních trubek podle Brebera

Analýza kondenzace vodní páry v horizontálních trubkách kruhového průřezu je komplikovaná kvůli různorodosti dvoufázového proudění, které uvnitř trubek může nastat. Druh proudění se mění v závislosti na zvětšování objemu kondenzátu a poklesu rychlosti proudění páry. [8]

Breber vytvořil klasifikační schéma, dle kterého je možné určit režim proudění uvnitř horizontálních trubek. Režim toku, který v onom okamžiku převládá, se dá určit pomocí dvou parametrů. [8]

Jeden z parametrů je Lockhart–Martinelliho parametr X_{tt} a druhý je bezrozměrná rychlost proudění J_g , která je definována následovně [8]:

$$J_g = \frac{zG}{[d_i g \rho_l (\rho_l - \rho_v)]^{0,5}} \quad (63)$$

Režimy toků se rozdělují do čtyř základních zón I – IV, které jsou uvedeny na Obr. 8. Dále jsou další významné případy a to přechodové oblasti režimů toků I – II a II – III.



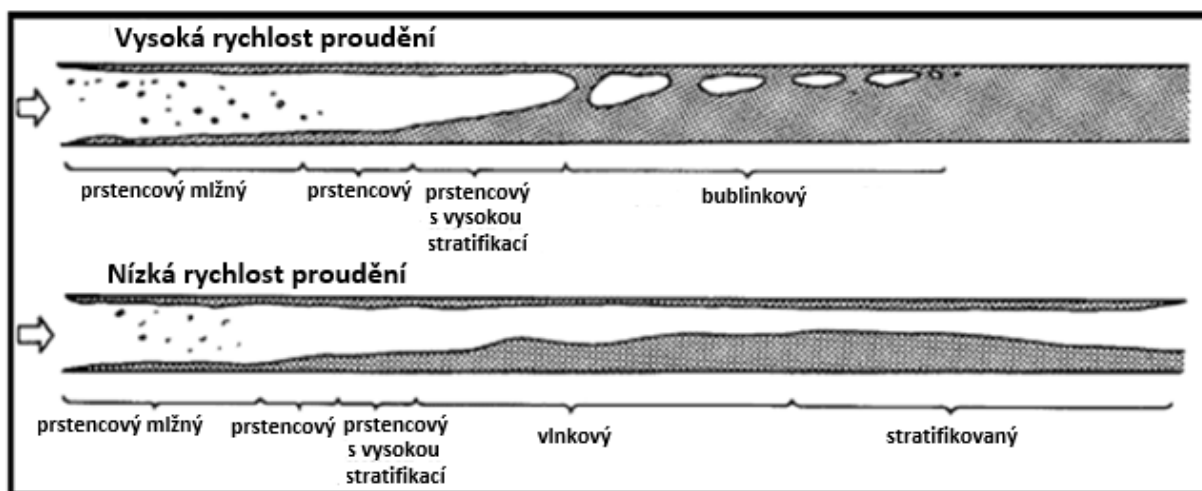
Obr. 8: Schématický diagram režimů toků uvnitř horizontální trubky [8]

Zóna	Kritérium
I (prstencový tok)	$J_g > 1,5$ a $X_{tt} < 1,0$
II (stratifikovaný tok)	$J_g < 0,5$ a $X_{tt} < 1,0$
III (pístový tok)	$J_g < 0,5$ a $X_{tt} > 1,5$
IV (bublinkový tok)	$J_g > 1,5$ a $X_{tt} > 1,5$
Přechodová (I, II)	$0,5 \leq J_g \leq 1,5$ a $X_{tt} < 1,0$
Přechodová (II, III)	$J_g < 0,5$ a $1,0 \leq X_{tt} \leq 1,5$

Obr. 9: Kritéria pro režim toku uvnitř horizontální trubky podle Brebera [8]

5.3.2 Matematické modely kondenzace uvnitř potrubí kruhového průřezu

Součinitel přestupu tepla kondenzace silně závisí na nasycení páry, s rostoucím nasycením páry roste i součinitel přestupu tepla kondenzace. Součinitel přestupu tepla kondenzace je také silně závislý na rychlosti proudění, se zvyšující se rychlostí proudění se zvyšuje i součinitel přestupu tepla kondenzace. Oproti vnější kondenzaci, kondenzace uvnitř trubky je nezávislá na rozdílu teplot stěny, s výjimkou nízkých rychlostí proudění. [4]



Obr. 10: Režimy proudění pro kondenzaci v horizontálních trubkách [4]

Obr. 10 dle Palena, Brebera a Taborka (1979) zobrazuje typické příklady kondenzace páry v horizontálních trubkách. V horní části Obr. 10 je zobrazeno proudění při vysoké rychlosti, kde z prstencového toku, při kterém se kondenzát drží po obvodu trubky v přibližně stejné tloušťce, postupně přibývá kondenzátu a snižuje se tedy rychlost proudění v trubce, kondenzát se začíná usazovat na dně, tudíž jeho vrstva již není rovnoměrně rozložená a začíná narůstat od spodní části trubky směrem vzhůru. Ve spodní části Obr. 10 je zobrazeno proudění při nižších rychlostech, kde z původního prstencového toku proudění přechází na vlnkový a následně na stratifikovaný tok. [4]

Při stratifikovaném toku potrubím, je filmová kondenzace tvořena kondenzátem v horní části trubky, který vlivem gravitace a při nižších rychlostech stéká po stěnách dolů ke dnu trubky.



Obr. 11: Stratifikovaný tok potrubím [4]

Za podmínky nízkých smykových sil, se dá kondenzace na stěnách uvnitř trubky přirovnat ke kondenzaci na stěnách vně trubky, tudíž je tedy možné pro vyšší části trubky použít Nusseltovu analýzu stékajícího filmu. Oblast v nižších částech potrubí, tedy na rozhraní páry a kapaliny a přímo v kapalině může být stanovena pomocí lokálního bezrozměrného čísla páry ε a úhel Φ_{strat} stratifikované vrstvy může být stanoven z geometrie. Lokální součinitel přestupu tepla lze získat ze vztahu [4]:

$$\alpha(x) = \frac{\Phi_{strat}}{\pi} \alpha_f + \frac{\pi - \Phi_{strat}}{\pi} \alpha_{strat} \quad (64)$$

Kde Φ_{strat} je úhel od nejvyššího body trubky ke zkondenzované kapalině v radiánech. α_f je průměrný součinitel přestupu tepla filmu. Součinitel přestupu tepla stratifikovaného proudění na dně trubky je α_{strat} . Za předpokladu, že α_{strat} je nepatrný oproti α_f , lze druhý člen rovnice (58) zanedbat. α_f lze tedy vyjádřit jako [4]:

$$\alpha_f = \Omega \left[\frac{g \rho_l (\rho_l - \rho_v) \lambda k_l^3}{\mu_l (T_{sat} - T_s) d_i} \right]^{\frac{1}{4}} \quad (65)$$

Hodnota Ω je geometrickou funkcí úhlu Φ_{strat} a k_l je tepelná vodivost kondenzátu. Jaster a Kosky (1976) dokázali, že Ω je závislé na bezrozměrném čísle páry $\Omega = 0,728\varepsilon$. Zivi (1964) použil výpočet bezrozměrného čísla páry, který je funkcí hmotnostního zlomku páry z a hustoty kondenzátu a páry [4]:

$$\varepsilon = \frac{1}{1 + \left(\frac{1-z}{z}\right) \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{\frac{2}{3}}} \quad (66)$$

Při vyšší rychlostech proudění je již nutno uvažovat turbulentní prstencové proudění, pro toto proudění bylo navrženo mnoho korelací: Akers, Deans a Crosser (1959), Cavallini a Zecchin (1974), Shah (1979), Boyko a Kruzhilin (1967), a další. [4]

Akers, Deans a Crosser navrhli modifikovanou verzi Dittus–Boelter (1930) korelace jednofázového turbulentního proudění v potrubí. Jejich lokální koeficient kondenzace lze vypočítat ze vztahu [4]:

$$\frac{\alpha(x) d_i}{k_l} = C Re_e^n Pr_L^{\frac{1}{3}} \quad (67)$$

Ekvivalentní Reynoldsovo číslo pro dvoufázové proudění Re_e je stanoveno z ekvivalentního hmotnostního toku, který lze získat pomocí hmotnostního toku, nasycení páry a hustot páry a kondenzátu [4]:

$$\dot{m}_e = \dot{m} \left[(1 - z) + z \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (68)$$

Empirické parametry C a n jsou definovány takto:

$$C = 0,0265 \text{ a } n = 0,8 \text{ pro } Re_e > 50,000$$

$$C = 5,03 \text{ a } n = \frac{1}{3} \text{ pro } Re_e < 50,000$$

Shah (1979), který vyšel z předpokladů korelace Dittus–Boelterovi, také bral v úvahu tlak chlazeného média vzhledem ke kvalitě směsi páry a kondenzátu, prezentoval tedy následující vztah [1]:

$$\frac{\alpha_{kf}}{\alpha_f} = 1 + \frac{3,8}{Z^{0,95}} \quad (69)$$

Součinitel přestupu tepla kapaliny je pak dán použitím Dittus–Boelterova vztahu [1]:

$$\alpha_f = 0,023 Re_f^{0,8} Pr^{0,4} \frac{k_f}{D} \quad (70)$$

6. Numerické metody řešení dvoufázového proudění

Zatímco jednofázové proudění bylo numericky popsáno pomocí Navier–Stokesových rovnic pro dvoufázové proudění zatím nebyly nalezeny žádné obecné odvození Navier–Stokesových rovnic. [7] [6]

6.1 Euler-Lagrangeův přístup

Jeden z možných přístupů používaných při výpočtu dvoufázového proudění je Euler-Lagrangeův přístup. Tekutina je považována za kontinuum a k popisu jejího pohybu je použit Eulerův přístup, zatímco částice jsou uvažovány jako hmotné body a jejich pohyb je popsán pomocí Lagrangeova přístupu. [12]

Problém ovšem nastává při určení rozhraní mezi složkami proudění. K určení rozhraní je možné využít několika metod. [5]

6.2 Metody pro určení rozhraní

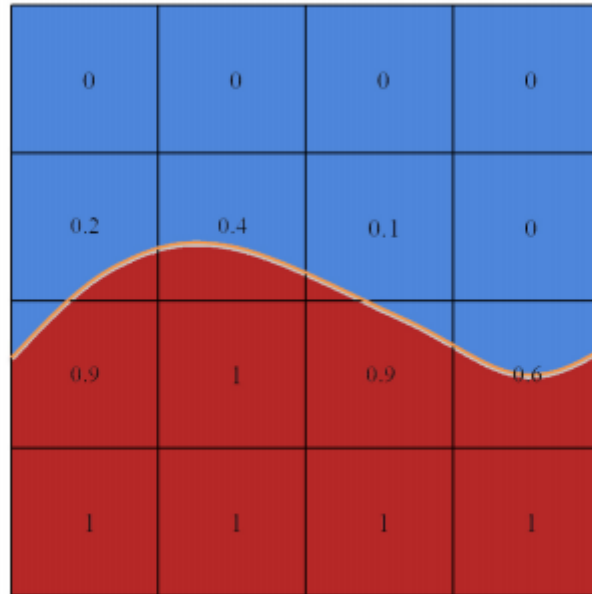
- Povrchová metoda
- Objemová metoda
- Pohyblivá metoda

Z těchto metod se stala nejoblíbenější metodou vrstevnicová metoda (LSM – Level Set Method), což je podkategorie povrchové metody a metoda objemu tekutiny (VOF – Volume of Fluid Method), která je podkategorií objemové metody. Každá z těchto metod má své výhody i nevýhody, ovšem v poslední době je více používána metoda VOF. [5]

6.2.1 Metoda objemu tekutiny - VOF

Metoda objemu tekutiny (VOF) je numerická metoda založená na Eulerovském přístupu pro sledování a lokalizování volného povrchu proudu v dvoufázovém proudění. Tato metoda byla poprvé popsána Hirtem a Nicholsem v roce 1975. Tato metoda se ukázala jako nejflexibilnější a nejúčinnější z metod. Princip VOF metody spočívá v definování hodnoty fáze pole, které může nabývat velikosti mezi 1 a 0. Velikost tohoto čísla se odvíjí od množství tekutiny A v poli. Pokud je v poli přítomna pouze tekutina A, hodnota čísla nabývá 1. Pokud pole tekutinu A neobsahuje, jeho hodnota je 0. V metodě VOF součet jednotlivých objemů všech fází od 1 do n je roven jedné. [5]

$$\sum_{a=1}^n \left(\frac{V_A}{V_B} \right) = 1 \quad (71)$$



Obr. 12: Zobrazení metody VOF [5]

Pokud některá z buněk nenabývá hodnoty 1 ani 0 znamená to, že v této oblasti leží rozhraní vrstev obou tekutin. Problémy se vyskytují, pokud je velký skok v rozhraní. [5]

7. Závěr

Cílem této práce byla rešerše na téma kondenzace vodní páry v trubkách kruhových i nekruhových průřezů, možnosti výpočtu kondenzace a popis matematických modelů i základní rozbor modelů numerických.

V první části práce byla kondenzace obecně popsána. Dále ukázány vztahy používané pro výpočet kondenzace na svislé stěně. V žebrovaném potrubí oválného průřezu při náklonu 60° byl proveden výpočet součinitele prostupu tepla. Součinitel přestupu tepla na straně vzduchu byl získán pomocí experimentu a součinitel přestupu tepla na straně páry byl stanoven dle Shahových korelačních rovnic a poté dle korelací podle Boyka a Kruzhilina.

Dále byly popsány režimy toků uvnitř horizontálních trubek podle Brebera a některé z matematických modelů používané při výpočtu kondenzace vodní páry v kruhových potrubích. Toto téma je stále předmětem zkoumání. Jak bylo popsáno i u výpočtů numerických modelů, zatím nedokážeme přesně obecně matematicky ani numericky popsat děje probíhající při dvoufázovém proudění v potrubí jakéhokoliv průřezu. Prakticky všechny matematické modely používané v potrubích jsou založeny na údajích z experimentálních měření.

Seznam použité literatury:

- [1] SANTA, Róbert. The Analysis of Two-Phase Condensation Heat Transfer Models Based on the Comparison of the Boundary Condition. *Acta Polytechnica Hungarica*. 2012
- [2] MIFEK, ROMAN. *Výpočty kondenzátorů páry*. VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ, 2013. Diplomová práce. Vedoucí práce Doc. Ing. ZDENĚK JEGLA, Ph.D.
- [3] Shah, M. Mohammed. *An Improved and Extended General Correlation for Heat Transfer During Condensation in Plain Tubes*. *HVAC&R Research*. 2011, roč. 15, č. May 2013.
- [4] THOME, JOHN R. *New Heat Transfer Reference Book*. *Heat Transfer Engineering* [online]. 2005, **26**(2), 1-2 [cit. 2016-05-08]. DOI: 10.1080/01457630590897006. ISSN 0145-7632. Dostupné z: <http://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/01457630590897006>
- [5] HAIDER, Jibrán. *Numerical Modelling of Evaporation and Condensation Phenomena*. UNIVERSITÄT STUTTGART, 2013.
- [6] ROMENSKI, E. a E. F. TORO. *Compressible Two-Phase Flows: Two-Pressure Models and Numerical Methods*. University of Trento, Italy, 2006.
- [7] KAI HILTUNEN .. [ET AL.]. *Multiphase flow dynamics: theory and numerics*. Espoo, Finland: VTT, 2009. ISBN 9789513873653.
- [8] SERTH, R. W. *Process heat transfer: principles and applications*. London: Elsevier Academic Press, c2007.
- [9] HEAT AND MASS TRANSFER LABORATORY LTCM. *HEAT AND MASS TRANSFER* [online]. ÉCOLE POLYTECHNIQUE FÉDÉRALE DE LAUSANNE, 2015 [cit. 2016-05-09]. Dostupné z: <http://ltdm.epfl.ch/>
- [10] [online]. Indian Institute of Technology Delhi, 2013 [cit. 2016-05-11]. Dostupné z: [http://web.iitd.ac.in/~prabal/MEL242/\(27\)-condensation.pdf](http://web.iitd.ac.in/~prabal/MEL242/(27)-condensation.pdf)
- [11] NOŽIČKA J.: *Základy termomechaniky*. Vydavatelství ČVUT, Praha, 2004
- [12] VOLAVÝ, J. Řešení turbulentního dvoufázového proudění metodou Large Eddy Simulation [online]. Brno: Vysoké učení technické v Brně. Fakulta strojního inženýrství. 2013