



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ
LABORATOŘ PŘENOSU TEPLA A PROUDĚNÍ

FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING
HEAT TRANSFER AND FLUID FLOW LABORATORY

ROZVOJ INVERZNÍCH ÚLOH VEDENÍ TEPLA SE ZAMĚŘENÍM NA VELMI RYCHLÉ PROCESY V MIKROSKOPICKÝCH MĚŘÍTCÍCH

THE DEVELOPMENT OF INVERSE HEAT CONDUCTION PROBLEMS FOCUSED ON VERY FAST
PROCESSES IN MICROSCALES

DIZERTAČNÍ PRÁCE
DOCTORAL THESIS

AUTOR PRÁCE
AUTHOR

Ing. HANA BELLEROVÁ

VEDOUCÍ PRÁCE
SUPERVISOR

prof. Ing. MIROSLAV RAUDENSKÝ, CSc.

BRNO 2010

ABSTRAKT

Řešením inverzní úlohy je okrajová podmínka v rovnici vedení tepla. Z její znalosti lze určit teplotní pole chlazeného tělesa. V práci jsou zkoumány způsoby, jak zvýšit přesnost výsledků získaných řešením inverzní úlohy založeném na Beckově sekvenčním algoritmu. Pozornost je zaměřena na děje, při kterých se okrajová podmínka mění velmi rychle, a je tak náročnější ji určit. Je ukázáno, že umístění a typ termočláunku hrají v přesnosti výpočtu zásadní úlohu, dále to je frekvence měření a rozlišitelnost přístroje pro záznam dat z termočláunku. Také nastavení parametrů inverzní úlohy je nutno pečlivě uvážit. Poznatky z teoretické části práce jsou využity v experimentální části, v níž je zkoumána chladicí intenzita při ostřiku ocelového vzorku vodou s nanočásticemi Al_2O_3 , TiO_2 , Fe a uhlíkovými nanovláknými MWNT o třech různých koncentracích. Experimenty byly provedeny pro tři různé ostřikové vzdálenosti (40, 100, 160 mm), tři průtoky (1, 1.5, 2 kg/min) a dva typy trysek (kuželová a jednopaprsková). Z porovnání s vodou je intenzita chlazení nanokapalinami překvapivě nižší a to až o 30% s výjimkou 1 hm.% uhlíkových nanovláken ve vodě dopadajících na horký povrch ze vzdálenosti 100 mm. V tomto případě bylo dosaženo zvýšení až o 174%. Na závěr jsou vyloženy možné důvody pozorovaného chování nanokapalin.

ABSTRACT

The inverse heat conduction task is solved to determine boundary condition of the heat equation. This work deals with the ways how to increase the accuracy of the results obtained by solving inverse task based on the Beck sequential algorithm. The work is focused on the boundary condition changing very fast. This boundary condition is determinable with difficulty. It is shown that the placement and the type of the thermocouple play major role in accuracy of the calculation. The frequency of measuring and the discriminability of used devices also play a role as well as the setup of parameters in the inverse task. The election of mentioned parameters is described with regard to the speed of cooling. Knowledge from the theoretical part of the work is applied in the experimental part. The cooling intensity is investigated during spraying of the steel sample by water with nanoparticles Al_2O_3 , TiO_2 , Fe and MWNT at three different concentrations. The experiments were carried out for three spray heights (40, 100, 160 mm), three flow rates (1, 1.5, 2 kg/min) and two types of the nozzle (full cone and solid jet). Surprisingly, the cooling intensity by using nanofluids is lower about 30% in comparison to the cooling intensity of pure water. But there was an exception. The cooling intensity of 1 wt.% of carbon nanotubes in water falling from the full cone nozzle placed in distance of 100 mm from the steel surface was higher about 174%. Finally, the reasons of the behavior of nanofluids are discussed.

KLÍČOVÁ SLOVA

Vedení tepla, přenos tepla, intenzita chlazení, součinitel přestupu tepla, inverzní úloha, nanokapalina

KEYWORDS

Heat conduction, heat transfer, cooling intensity, heat transfer coefficient, inverse task, nanofluid

BIBLIOGRAFICKÁ CITACE

BELLEROVÁ, H. *Rozvoj inverzních úloh vedení tepla se zaměřením na velmi rychlé procesy v mikroskopických měřících.* Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2011. 108 s. Vedoucí dizertační práce prof. Ing. Miroslav Raudenský, CSc.

PROHLÁŠENÍ

Prohlašuji, že jsem dizertační práci vypracovala samostatně pod vedením prof. Ing. Miroslava Raudenského, CSc. a že všechny použité literární zdroje jsem správně a úplně citovala.

V Brně dne 28.1.2011

.....

podpis doktoranda

PODĚKOVÁNÍ

Na tomto místě bych chtěla vyjádřit poděkování svému vedoucímu disertační práce prof. Ing. Miroslavu Raudenskému, CSc. nejen za jeho rady, ale hlavně za nápady, které dávaly mému studiu a práci směr. Chtěla bych také poděkovat Ing. Michalu Pohankovi, Ph.D. za výraznou pomoc a rady při vytváření výpočtového modelu, panu Jiřímu Huškovi za sestavení experimentálního zařízení, prof. Amperu Tsengovi za kritický a analytický pohled a také celému kolektivu Laboratoře přenosu tepla a proudění za příjemnou atmosféru, pocit zázemí a inspiraci, především Ing. Petru Kotrbáčkovi, PhD., Ing. Janu Boháčkovi a Ing. Tomáši Luksovi. Na závěr nemohu opomenout ani své rodiče, kteří mě vedli ke studiu a vždy mě v něm podporovali.

OBSAH

1. ÚVOD	- 1 -
2. PŘENOS TEPLA PODLE KLASICKÉ FYZIKY	- 2 -
2.1. Vedení tepla (kondukce)	- 3 -
2.1.1. Rovnice vedení tepla	- 3 -
2.1.2. Okrajové a počáteční podmínky	- 4 -
2.1.3. Materiálové charakteristiky	- 8 -
2.2. Přímá úloha	- 11 -
2.2.1. Analytické řešení	- 11 -
2.2.2. Numerické řešení	- 12 -
3. PŘENOS TEPLA V MIKROSKOPICKÝCH MĚŘÍTCÍCH	- 19 -
3.1. Hranice mezi mikro a makrosvětem	- 19 -
3.2. Nefourierovské chování v mikrosvětě	- 19 -
3.3. Mechanismy šíření tepla v mikrosvětě	- 21 -
3.4. Vlivy na šíření tepla v mikrosvětě	- 21 -
3.4.1. Rozměry prostředí	- 21 -
3.4.2. Struktura prostředí a interakce	- 22 -
3.5. Shrnutí	- 22 -
4. NANOKAPALINY	- 24 -
4.1. Výroba a stabilizace	- 24 -
4.2. Tepelná vodivost	- 25 -
4.3. Chladicí intenzita	- 26 -
4.4. Teorie šíření tepla v nanokapalinách	- 26 -
5. INVERZNÍ ÚLOHA VEDENÍ TEPLA	- 28 -
5.1. Jednorozměrná inverzní úloha vedení tepla	- 28 -
5.2. Vícerozměrná inverzní úloha vedení tepla	- 29 -
6. NÁVRH EXPERIMENTU PRO INVERZNÍ ÚLOHU	- 31 -
6.1. Problém	- 31 -
6.2. Inverzní úloha vedení tepla při velmi rychlých procesech	- 32 -
6.3. Inverzní úloha v mikroskopických měřících	- 33 -
7. EXPERIMENTÁLNÍ ČÁST	- 37 -
7.1. Chladicí intenzita při ostřiku nanokapalinami	- 37 -
7.1.1. Testované nanokapaliny	- 37 -
7.1.2. Experimentální plán	- 39 -
7.1.3. Experimentální vybavení	- 41 -
7.1.4. Popis experimentu	- 47 -
7.1.5. Model	- 49 -
7.1.6. Popis programu	- 50 -
7.1.7. Ověření volby modelu	- 51 -

7.1.8.	Výsledky	- 57 -
7.2.	Chladicí intenzita při ostřiku jinými druhy kapalin	- 71 -
7.3.	Tepelná kapacita testovaných kapalin	- 72 -
8.	DISKUZE	- 74 -
9.	ZÁVĚR.....	- 76 -
	SEZNAM POUŽITÝCH SYMBOLŮ	- 78 -
	SEZNAM OBRÁZKŮ	- 79 -
	SEZNAM TABULEK.....	- 82 -
	LITERATURA.....	- 83 -
	PUBLIKACE AUTORA.....	- 89 -
	PŘÍLOHA.....	- 93 -
A.	Odvození rovnice vedení tepla	- 93 -
B.	Analytické řešení rovnice vedení tepla Fourierovou metodou řad	- 95 -
C.	Odvození chyby algoritmu v jednom časovém kroku výpočtu	- 98 -
D.	Termočlánek v řezech.....	- 99 -

1. ÚVOD

V technické praxi se setkáváme s procesy, které ovlivňují teplotní pole těles nebo záměrně vyvolávají jeho změny. Například při válcování za tepla je polotovár tvářen v teplotním rozmezí 1100–850 °C. Těmto teplotám je vystavena také válcovací stolice. Rychlost teplotní změny a načasování dílčích procesů válcování vzhledem k teplotám mají zásadní vliv na vlastnosti produktu a životnost použitého zařízení. Pro řízení procesů je potřeba znát teplotní pole v tělesech co nejpřesněji.

Ze znalosti materiálových charakteristik chlazeného tělesa, jeho počáteční teploty a teploty povrchu během chlazení (popř. intenzity chlazení povrchu nebo povrchového tepelného toku) lze řešením rovnice vedení tepla určit rozložení teploty v celém tělese v průběhu procesu. V řadě případů je však teplota povrchu tělesa neznámá, například při válcování je povrch pro měření nedostupný. V takových případech lze použít inverzní úlohu vedení tepla, do níž vstupují teploty změřené termočlánkem umístěným pod povrchem tělesa. Řešení inverzní úlohy vede k určení intenzity chlazení povrchu charakterizované součinitelem přestupu tepla na povrchu. Následně se ze znalosti součinitele přestupu tepla určí teplotní pole v celém tělese.

Inverzní úloha je z matematického hlediska nekorektní, tzn. nelze dokázat existenci a jednoznačnost řešení, protože pracuje s nepřesnými změřenými daty. Výsledek výpočtu je ovlivněn nejen parametry úlohy, ale také vlastnostmi měřicího zařízení a způsobem měření, jako je zabudování a složení termočlánku. Nevhodná volba těchto vstupů může způsobit degradaci informace o teplotních změnách na povrchu nebo dokonce divergenci úlohy. Na kvalitu výstupů jsou obzvláště citlivé velmi rychlé procesy chlazení, kdy chladicí intenzita na povrchu mění svoji hodnotu velmi rychle.

S vývojem technologií výroby mikroelektroniky a s rozšířením jejího použití vznikl požadavek na velmi účinné chlazení s co možná nejmenším množstvím chladicího média. Takovým intenzivně chladicím médiem by mohla být nanokapalina. Nanokapalina je suspenze kapaliny a nanočástic. Podle teoretického výzkumu prof. Choi, který nanokapaliny v roce 1995 vyvinul, je možné předpokládat mnohonásobné zvýšení chladicí intenzity způsobené vysokou tepelnou vodivostí nanočástic vzhledem k tepelné vodivosti kapaliny. Toto zvýšení bylo v některých případech potvrzeno, ale ne zcela objasněno. Ukazuje se, že pro vysvětlení tepelných vlastností nanokapalin nebude pravděpodobně možné vycházet ze zákonitostí klasické fyziky platných v makrosvětě. V experimentální části disertační práce je určena chladicí intenzita při ostříku nanokapalinami pomocí inverzní úlohy vedení tepla.

2. PŘENOS TEPLA PODLE KLASICKÉ FYZIKY

Existuje-li v látce teplotní diference, nastane přenos tepla. Přenos tepla může být realizován třemi základními mechanismy: vedením (kondukcí), prouděním (konvencí) a zářením (radiací).

Při přenosu tepla kondukcí předávají více energetické částice část své energie částicím méně energetickým. Čím vyšší teplota, tím větší energii částice mají. Přenos tepla se tedy děje ve směru klesající teploty. V pevných látkách se vedení tepla uskutečňuje kmitáním atomů kolem svých rovnovážných poloh v krystalických mřížkách a jejich pohyb vytváří tzv. tepelnou vlnu. V pevných elektricky vodivých látkách se na přenosu tepla podílí také pohyb volných elektronů. V tekutinách nastává tzv. tepelná difúze, tj. náhodný pohyb molekul z oblastí s vyšší energií do oblastí s nižší energií spojený s předáváním energie. Na základě empirického zkoumání byl formulován Fourierův zákon: „Měrný tepelný tok $\vec{q}$ (množství tepla přeneseného jednotkou plochy za jednotku času) přenášený vedením v nějaké látce je přímo úměrný velikosti teplotního gradientu $\vec{\nabla}T$ a má opačné znaménko než tento gradient“ [1]. Konstantou přímé úměrnosti mezi měrným tepelným tokem a teplotním gradientem je součinitel tepelné vodivosti k , který je fyzikální vlastností látky, v níž k vedení tepla dochází:

$$\vec{q} = -k\vec{\nabla}T \left[\frac{W}{m^2} \right], \quad (1)$$

kde

$$\vec{\nabla}T = \frac{\partial T}{\partial x}\vec{i} + \frac{\partial T}{\partial y}\vec{j} + \frac{\partial T}{\partial z}\vec{k} \left[\frac{K}{m} \right]. \quad (2)$$

Přenos tepla konvekcí je superpozicí dvou mechanismů, náhodného pohybu molekul (kondukce) a makroskopického pohybu tekutiny (advekce), přičemž si částice mezi sebou předávají energii. Typický přenos tepla konvekcí nastává při obtékání pevného povrchu tekutinou o odlišné teplotě. V blízkosti povrchu se vytváří mezní vrstva, v níž rychlost proudění nabývá hodnot od nuly do rychlosti volného proudu. V této oblasti dominuje kondukce, advekce se uplatní při strhávání tekutiny z volného proudu do mezní vrstvy. Měrný tepelný tok vznikající mezi pevným tělesem a tekutinou má směr kolmý k obtékanému povrchu a lze jej podle Newtonova ochlazovacího zákona vyjádřit jako funkci součinitele přestupu tepla HTC a rozdílu teplot pevného povrchu T_γ a tekutiny ve volném proudu T_∞ :

$$q = HTC(T_\infty - T_\gamma) \left[\frac{W}{m^2} \right]. \quad (3)$$

Radiace je přenos tepla ve formě elektromagnetického záření, šířící se i ve vakuu. Na elektromagnetické záření lze pohlížet jako na vlnění (popis interference) a také jako na tok částic (popis vyzařování a pohlcování, který se děje v kvantech energie). Podle Stefan-Boltzmannova zákona každé těleso, které má nenulovou absolutní teplotu, září, přičemž tepelný tok je úměrný čtvrté mocnině

absolutní teploty [2]. Měrný tepelný tok vyzařovaný tělesem (zářičem) o teplotě T a emisivitě ε se určí pomocí Stefan-Boltzmannovy konstanty σ :

$$q = \varepsilon \sigma \cdot T^4 \left[\frac{W}{m^2} \right]. \quad (4)$$

Každé těleso záření také pohlcuje. Měrný tepelný tok pohlcený je přímo úměrný měrnému tepelnému toku dopadajícímu s konstantou přímé úměry absorptance α , která není pouze charakteristikou tělesa, ale závisí také na vlastnostech záření a způsobu jeho dopadu.

$$q_{pohlc} = \alpha \cdot q_{dopad}. \quad (5)$$

2.1. Vedení tepla (kondukce)

Teplotní pole tělesa je popsáno rovnicí vedení tepla vycházející z Fourierova zákona (1). Konvekce a radiace do rovnice vstupují jako okrajové podmínky. Protože v práci je zkoumáno chlazení proudem kapaliny, bude v okrajové podmínce uvažována konvekce. Radiace může být vzhledem ke konvekci zanedbána.

2.1.1. Rovnice vedení tepla

Rovnice vedení tepla je nehomogenní parciální diferenciální rovnice parabolického typu odvozená ze zákona zachování energie a Fourierova zákona (Příloha A). Někdy je nazývána také jako rovnice tepelné difúze:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(k \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(k \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \dot{q} = \rho \cdot c_p \frac{\partial T}{\partial t} \left[\frac{W}{m^3} \right]. \quad (6)$$

Je-li součinitel tepelné vodivosti k konstantní v určitém čase v celém tělese, můžeme jej vytknout, rovnici dále zjednodušit:

$$\frac{k}{\rho \cdot c_p} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + \dot{q} = \frac{\partial T}{\partial t} \left[\frac{K}{s} \right], \quad (7)$$

a zavést poměr

$$\frac{k}{\rho \cdot c_p} = a \left[\frac{m^2}{s} \right], \quad (8)$$

který se nazývá teplotní vodivost a . Látky s vyšší teplotní vodivostí se rychleji ohřívají a rychleji chladnou než látky s nižší teplotní vodivostí.

2.1.2. Okrajové a počáteční podmínky

Pro vyřešení parciální diferenciální rovnice vedení tepla (6), tzn. pro určení teploty $T(x, y, z, t)$ zkoumaného tělesa Γ , je nezbytné uvést jednu počáteční podmínku (protože derivace podle času je v rovnici vedení tepla (6) prvního řádu):

$$T(x, y, z, 0) = T^0(x, y, z), \quad \forall x, y, z \in \Gamma, \quad (9)$$

a dvě okrajové podmínky pro každou souřadnici (protože derivace podle souřadnic jsou v (6) druhého řádu). Existují tři druhy okrajových podmínek. Okrajová podmínka 1. druhu (Dirichletova) předepisuje teplotu na hranici tělesa γ :

$$T(x, y, z, t) = T_\gamma(t), \quad \forall x, y, z \in \gamma. \quad (10)$$

Okrajová podmínka 2. druhu (Neumannova) předepisuje na hranici tělesa měrný tepelný tok:

$$-k \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial \bar{n}} = q_\gamma(t), \quad \forall x, y, z \in \gamma, \quad (11)$$

kde $\bar{n}$ je normála k hranici tělesa.

Okrajová podmínka 3. druhu (Newtonova) předepisuje součinitel přestupu tepla HTC :

$$-k \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial \bar{n}} = HTC \cdot (T_\infty - T_\gamma(t)), \quad \forall x, y, z \in \gamma. \quad (12)$$

Použití určitého typu okrajové podmínky se řídí tím, co je v dané situaci známé, nebo kterou okrajovou podmínku lze určit. Jestliže je teplota povrchu tělesa známá nebo je povrch v kontaktu s jiným tělesem, jehož teplota je známá nebo určitelná, pak je výhodné použít okrajovou podmínku 1. druhu. Někdy může být známý měrný tepelný tok na povrchu tělesa, např. pokud je zahříván zdrojem o daném výkonu. Je-li těleso chlazeno nebo ohříváno proudící tekutinou, je okrajová podmínka 1. druhu $T_\gamma(t)$ neznámá, ve výpočtech pak lze použít okrajovou podmínku 2. nebo 3. druhu, kterou je nutné určit experimentálně, nebo za některých podmínek vyjádřit užitím empirických vztahů.

2.1.2.1. Okrajová podmínka 2. a 3. druhu v závislosti na teplotě povrchu tělesa

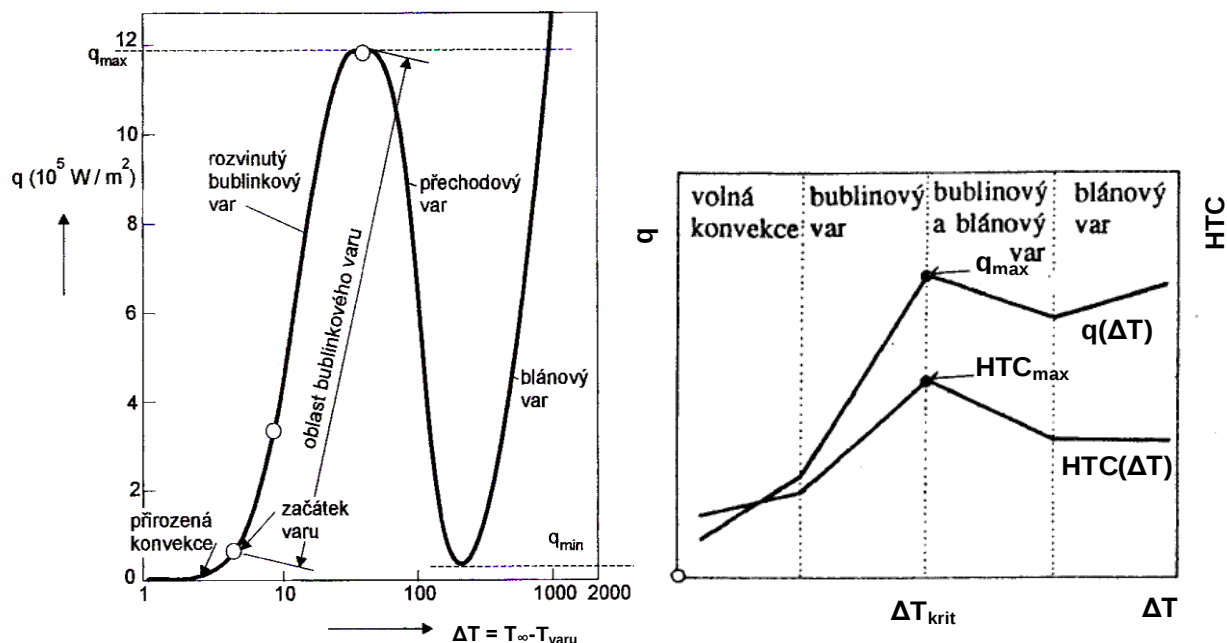
Okrajová podmínka 2. druhu je dána velikostí měrného tepelného toku. Měrný tepelný tok mezi nejčastějším chladivem vodou a pevným tělesem neroste s teplotou povrchu tělesa lineárně. V závislosti na teplotě povrchu má charakteristický průběh. Pro případ, že povrch tělesa je celý obklopený nepohybující se kapalinou, je tato závislost načrtnuta v Obr. 1. Je zajímavé, že měrný tepelný tok dosahuje s rostoucí teplotou povrchu tělesa dvou výrazných lokálních extrémů, které křivku rozděluje na několik částí. V oblasti označované jako *přirozená konvekce* s rostoucí teplotou tělesa postupně roste teplota kapaliny v blízkosti jeho povrchu. Díky vzniklému teplotnímu gradientu nastává pohyb a přenos tepla dále do objemu kapaliny. Při dalším zahřívání začínají na povrchu vznikat nejprve izolované parní bublinky, které se postupně shlukují a spojují, a při jejich dostatečné velikosti dané silovou rovnováhou se uvolní do objemu kapaliny. Tato fáze se nazývá oblast *bublínkového varu* [1] a je při atmosférickém tlaku ($1.01 \cdot 10^5$ Pa [3]) ohraničena přehřátím povrchu

nad teplotu varu vody o 6–30 °C [4]. S dalším růstem teploty povrchu je dosaženo tzv. *krize varu*, kdy měrný tepelný tok odváděný kapalinou dosahuje lokálního maxima, a tedy i součinitel přestupu tepla (okrajová podmínka 3. druhu) je maximální, což je patrné z Obr. 1. Oblasti po překročení krize varu se říká *přechodový var*. Tepelný tok klesne, protože bubliny vytvoří souvislý film, tzv. parní blánu, která se hůře odtrhává od povrchu [1]. Její velikost roste s rostoucí teplotou povrchu tělesa. Přechodová oblast je při atmosférickém tlaku omezena přehřátím výhřevné plochy o 30–300 °C [4]. Lokální minimum, kterým přechodová oblast končí, se označuje jako Leidenfrostův bod. Při dalším zvyšování teploty povrchu se teplo přenáší vedením a zářením přes parní blánu, této oblasti se říká *blánový var* [1]. Blánový var vody je energeticky nevýhodný, protože součinitel přestupu tepla (Obr. 1) se se zvyšující se teplotou povrchu prakticky nemění [4].

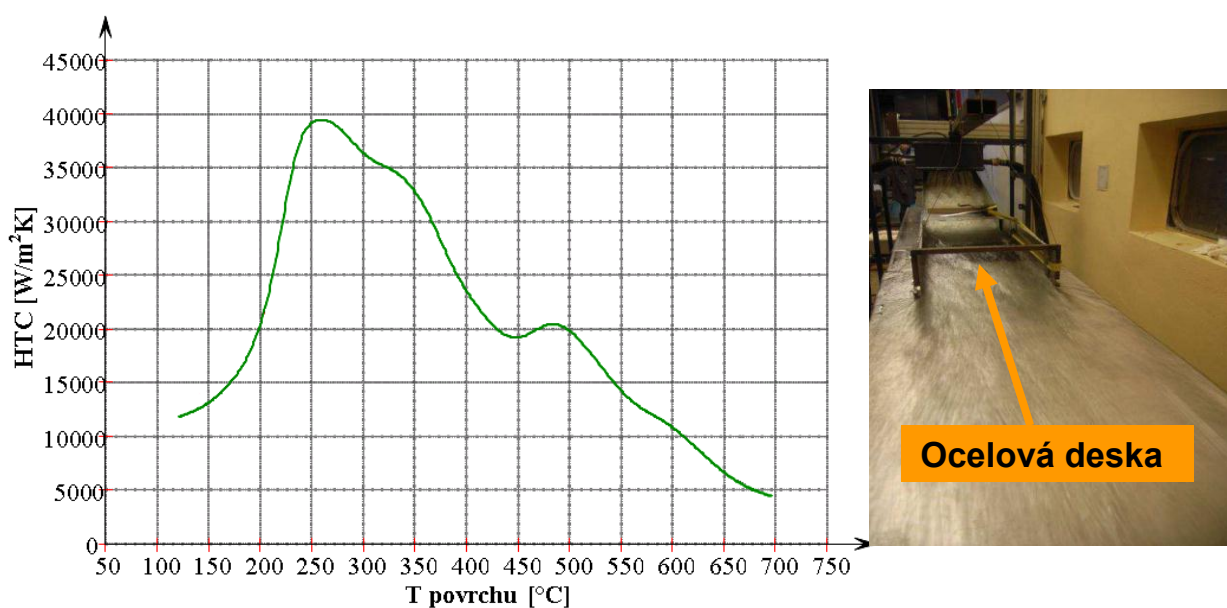
V oblasti blánového varu se vyskytuje tzv. Leidenfrostův jev. Johann Gottlob Leidenfrost v roce 1756 prováděl pokusy se železnou lžící rozpálenou v krbu do ruda, na níž umístil kapky vody. Ty se zformovaly do kuliček a poskakovaly po povrchu [5]. Leidenfrost svým pokusům úplně neporozuměl, zaznamenal však, že kapky se hned po vytažení lžice z krbu vypaří za delší dobu než kapky umístěné na lžici později. Až ve dvacátém století, kdy byl jeho spis přeložen z latiny, se tomuto jevu začalo říkat Leidenfrostův jev, a byl vysvětlen vznikem parní blány mezi kapičkou a horkým povrchem, která chrání kapičku před okamžitým vypařením.

V případech, kdy kapalina není v klidu a horký povrch obtéká, jsou jednotlivé oblasti z Obr. 1 zachovány, liší se však velikostmi měrných tepelných toků a rozmezím teplot, za kterých nastávají. Navíc je měrný tepelný tok při chlazení za jinak stejných podmínek poněkud nižší než při ohřívání. Je to způsobeno viskozitou mezní vrstvy, která v kapalině vzniká na povrchu obtékaného tělesa. Při chlazení má vrstva vyšší viskozitu než jádro kapaliny [6], při ohřívání je její viskozita nižší. Protože vyšší viskozita představuje větší „brždění“ pohybu kapaliny, je měrný tepelný tok při chlazení nižší [3].

Křivka HTC v Obr. 1 je pouze schematická a platná pro var ve velkém objemu. V grafu na Obr. 2 jsou znázorněny hodnoty součinitele přestupu tepla v závislosti na teplotě povrchu tělesa v případě, že je chladicí kapalina vůči povrchu v pohybu. Hodnoty v grafu byly získány na základě experimentu provedeného v Laboratoři přenosu tepla a proudění na FSI VUT v Brně. Ocelová deska o počáteční teplotě 700 °C byla chlazena vodou (fotografie na Obr. 2). Voda desku obtékala rychlostí 1 m/s a vytvářela na ní vrstvu tloušťky 40 mm. Z grafu na Obr. 2 je patrné, že Leidenfrostův bod nastal při teplotě povrchu přibližně 450 °C a krize varu při teplotě asi 260 °C. Součinitel přestupu tepla nad teplotou 500 °C je ovlivněn nestabilitami na počátku experimentu.



Obr. 1 Křivka varu ve velkém objemu podle [1], vpravo měrný tepelný tok a součinitel přestupu tepla v závislosti na přehřátí povrchu tělesa ΔT během varu ve velkém objemu podle [6]

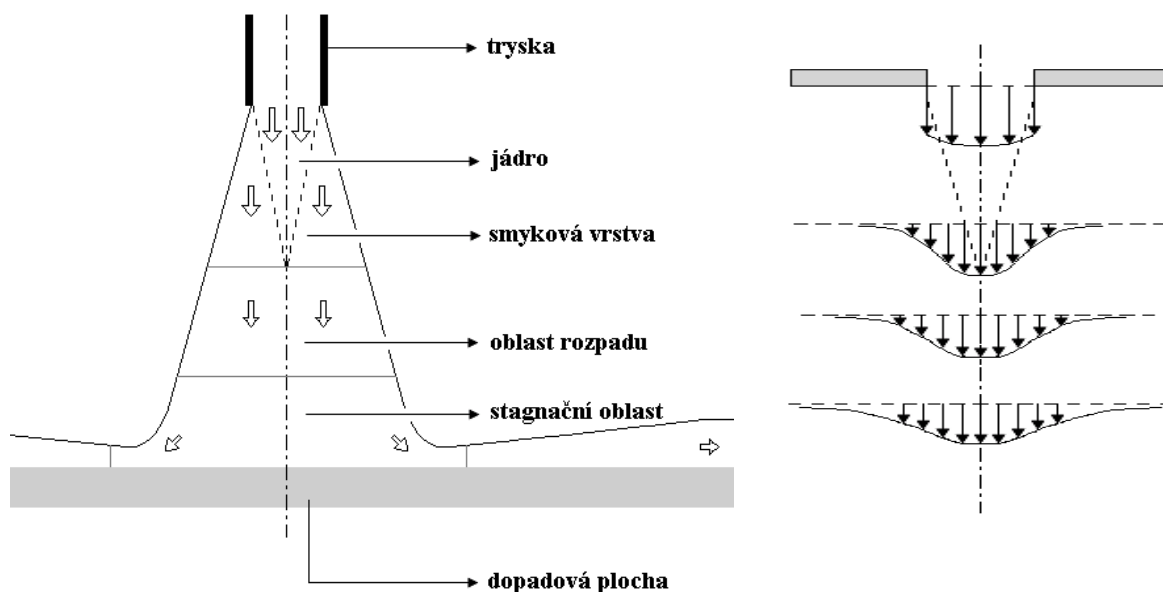


Obr. 2 Graf experimentálně určeného součinitele přestupu tepla HTC v závislosti na teplotě chlazeného povrchu [7], vpravo fotografie chlazené ocelové desky během experimentu [7]

2.1.2.2. Okrajová podmínka 3. druhu při ostříku

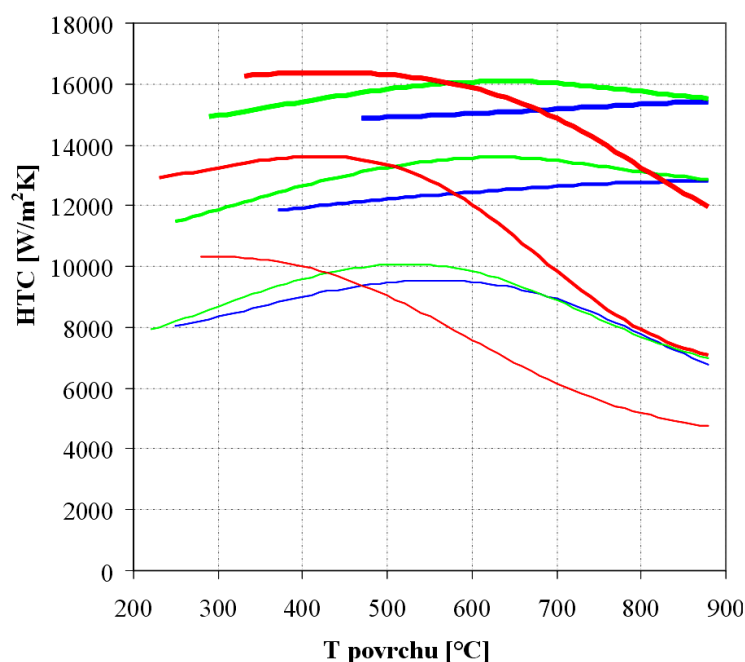
Součinitel přestupu tepla HTC je ovlivněn charakterem proudu kapaliny na povrchu chlazeného tělesa. Ostřík povrchu proudem kapaliny vycházející z trysky je schematicky načrtnut v Obr. 3. *Jádro* na Obr. 3 je v proudu dáno tlakem kapaliny vyšším než 95% počáteční hodnoty tlaku. Degradace proudu je vyznačena jako *oblast rozpadu* a začíná ve vzdálenosti dané 4-8mi násobkem průměru

trysky. Směrem k povrchu dále následuje *stagnační oblast*, v níž je proudění ovlivněno povrchem, na který kapalina dopadá, a začíná docházet k turbulencím [8].



Obr. 3 Náčrt proudu kapaliny dopadající z trysky na pevný povrch a vpravo náčrt rychlostního profilu kapaliny v paprsku [8]

Při chlazení ostřikem je HTC několikanásobně vyšší než při chlazení kapalinou, která těleso pouze obtéká. Závisí přitom na mnoha dalších parametrech, na teplotě chlazeného povrchu, na jeho drsnosti a geometrii, dále na tlaku, úhlu, rychlosti, množství a vlastnostech dopadající kapaliny. Vliv některých parametrů, zjišťovaných experimentálně v Laboratoři přenosu tepla a proudění na FSI VUT v Brně, je zobrazen v Obr. 4. Horizontálně se pohybující deska byla během experimentu chlazena zespodu vodou stříkající na desku z trysek o průměru výstupu 5 mm. Trysky byly upevněny ve vzdálenosti 50 mm od desky. Z grafu plyne, že Leidenfrostův bod se s rostoucím průtokem vody dopadající na horký povrch a s klesající rychlostí pohybu horkého povrchu vzhledem k tryskám posouvá k vyšším teplotám. Důvodem je překonání zformované parní vrstvy již při vyšších teplotách. Nad Leidenfrostovým bodem je HTC vyšší pro nižší rychlosti povrchu a větší průtoky. Pod Leidenfrostovým bodem je HTC vyšší pro větší průtoky, ale na rozdíl od oblasti nad Leidenfrostovým bodem je HTC vyšší také pro vyšší rychlosti pohybu chlazeného povrchu. Důvodem takového chování je pravděpodobně charakter proudění po povrchu desky, který při existenci parní blány ke zvýšení HTC nepřispěje.



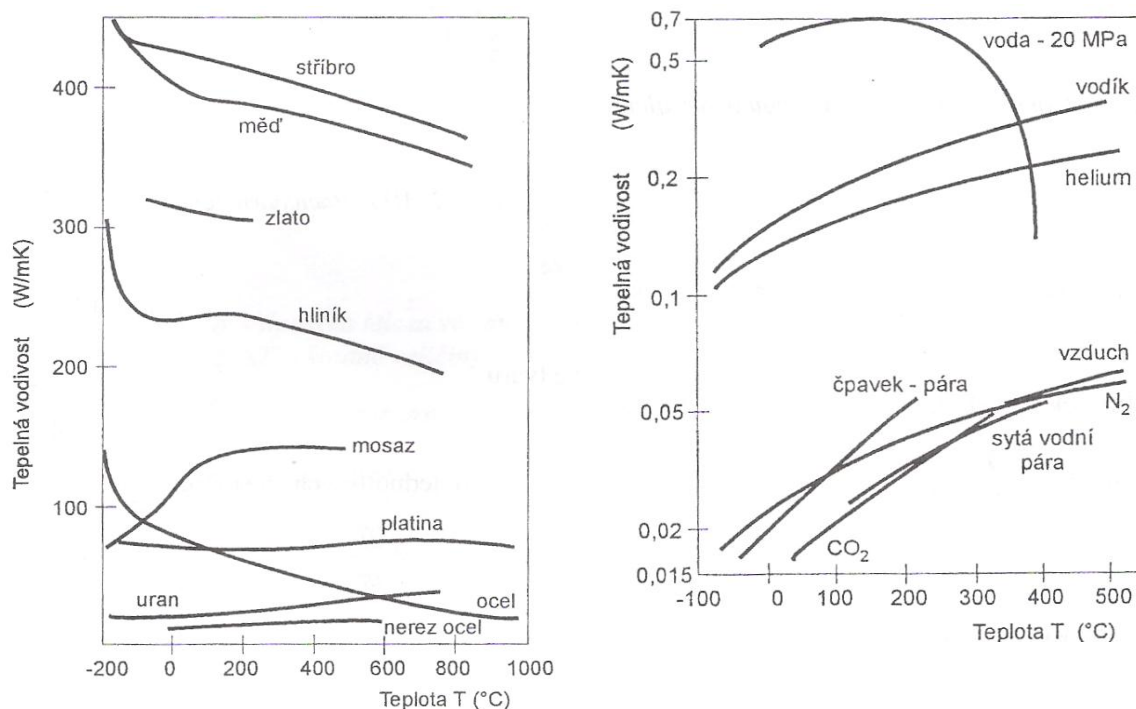
Obr. 4 Graf experimentálně určených HTC při ostříku v závislosti na teplotě chlazeného povrchu [7]; červená křivka představuje experiment s deskou pohybující se rychlostí 2 m/s, zelená 1 m/s, modrá 0.5 m/s; čím je křivka tlustší, tím je vyšší průtok vody dopadající na desku (3 l/s, 6.8 l/s, 11 l/s); vpravo fotografie experimentu [7]

2.1.3. Materiálové charakteristiky

Z rovnice vedení tepla a ze vztahu pro teplotní vodivost a (8) je zřejmé, že vlastnosti materiálu, jež ovlivní jeho výsledné teplotní pole a jimiž tedy má smysl se zabýrat, jsou jeho součinitel tepelné vodivosti, měrná tepelná kapacita a hustota, které se mění v závislosti na teplotě a mohou mít různé hodnoty v různých místech tělesa.

2.1.3.1. Součinitel tepelné vodivosti

Součinitel tepelné vodivosti k je množství tepla, které musí za jednotku času projít tělesem, aby na jednotkovou délku byl jednotkový teplotní spád, přičemž se předpokládá šíření tepla jen v jednom směru [3]. Porovnání součinitelů tepelných vodivosti některých kovů, plynů a vody je v Obr. 5. Pro úplnost, součinitel tepelné vodivosti za pokojové teploty některých nekovů jako dřeva je 0.04–0.35 W/mK, skla 1.35 W/mK, ovčí vlny 0.04 W/mK, polystyrenu 0.03 W/mK, diamantu 895–2300 W/mK [3]. Kovy jsou materiály s nejvyšší tepelnou vodivostí, některé však obsahují nečistoty, které tepelnou vodivost potlačují. Nekovové pevné látky mají díky různorodým strukturám velký rozsah tepelných vodivostí. Nejnižší tepelné vodivosti mají plyny [9].



Obr. 5 Součinitel tepelné vodivosti pro některé vybrané materiály [1]

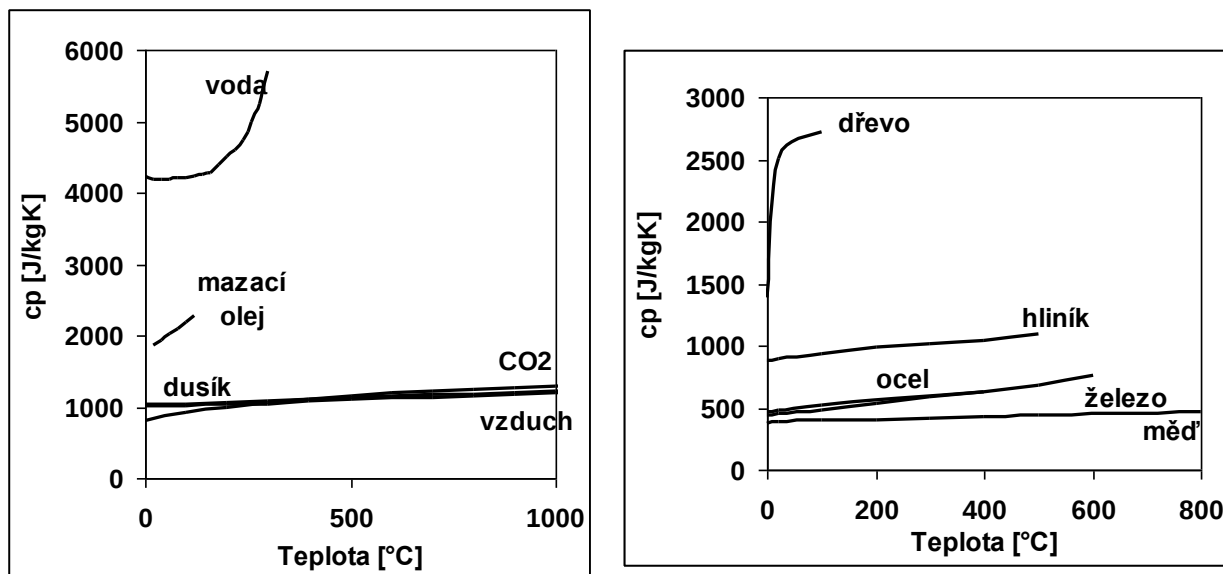
2.1.3.2. Měrná tepelná kapacita

Měrná tepelná kapacita je množství tepla potřebné k ohřátí 1 kg látky o 1 °C. Ze vzorce (8) je zřejmé, že čím je měrná tepelná kapacita tělesa vyšší (při konstantním součiniteli tepelné vodivosti a konstantní hustotě chlazeného tělesa), tím je náročnější jej zchladit nebo zahřát. Měrná tepelná kapacita je teplotně závislá, pro větší teplotní intervaly se proto zavádí střední měrná tepelná kapacita.

Pro určení střední měrné tepelné kapacity tělesa pevného skupenství se používá tepelně izolovaná nádoba s míchačkou a teploměrem tzv. *směšovací kalorimetr*. Je-li zkoumané těleso teplejší než kapalina, lze kalorimetrickou rovnici, popisující tepelnou výměnu těles tvořících izolovanou soustavu, zapsat takto:

$$c_{p1}m_1(T_1 - T) = c_{p2}m_2(T - T_2) + C_K(T - T_2). \quad (13)$$

Měrná tepelná kapacita kapaliny v kalorimetru c_{p2} má teplotu shodnou s teplotou kalorimetru T_2 . Do této kapaliny se poté ponoří pevné těleso o teplotě T_1 . Mezi kapalinou a tělesem proběhne tepelná výměna a po vytvoření tepelné rovnováhy se soustava ustálí na teplotě T [3]. Podle (13) se pak vypočte měrná tepelná kapacita zkoumaného tělesa c_{p1} . Pro názornost jsou v Obr. 6 uvedeny měrné tepelné kapacity některých látek.

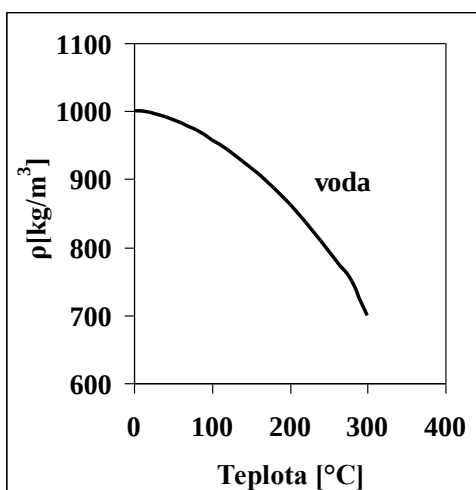


Obr. 6 Měrná tepelná kapacita některých látek v závislosti na teplotě [3], [9]

2.1.3.3. Hustota

Ze vzorce pro teplotní vodivost (8) plyne, že s rostoucí hustotou látky klesá její teplotní vodivost (při konstantním součiniteli tepelné vodivosti a konstantní měrné tepelné kapacitě) a látka se zahřívá a chladne pomaleji. Těleso s větší hustotou je tedy potřeba chladit intenzivněji.

Otázkou jsou také materiálové charakteristiky chladiv. V tomto případě se požaduje, aby z chlazeného tělesa bylo odvedeno co nejvíce tepla. Jako chladiva je tedy vhodné volit látky s vysokým součinitelem tepelné vodivosti, aby se při daném tepelném toku co nejméně zahřívaly a aby byl co nejdéle zachován teplotní spád. Dále by chladiva měla mít vysokou měrnou tepelnou kapacitu a vysokou hustotu. Je však nutné přihlížet také k vlivu těchto vlastností na charakter proudění. Hustota nečastějšího chladiva vody je uvedena v Obr. 7.



Obr. 7 Hustota vody v závislosti na její teplotě [9]

2.2. Přímá úloha

Přímou úlohou se myslí určení teplotního pole tělesa řešením rovnice vedení tepla. Rovnici lze řešit analyticky, ale jen ve speciálních případech. Obvykle se použije některá numerická metoda, např. metoda konečných diferencí, metoda kontrolních objemů nebo metoda konečných prvků.

2.2.1. Analytické řešení

Analytické řešení parciálních diferenciálních rovnic existuje jen pro některé jednoduché geometrie a určité okrajové podmínky. Podmínky, za kterých analytické řešení existuje a je jediné, jsou určeny větou Cauchy-Kowalevski.

K analytickému řešení rovnice vedení tepla lze dospět několika metodami. Při použití *Fourierovy metody řad* (nazývané také metoda vlastních funkcí nebo metoda separace proměnných) dostaneme řešení ve tvaru nekonečné Fourierovy řady (Příloha B). Fourierova metoda řad lze použít pro případ nehomogenní rovnice vedení tepla (nenulový tepelný zdroj) s Dirichletovou, Neumannovou i Newtonovou okrajovou podmínkou pro konstantní materiálové charakteristiky. *Metodou integrální transformace* se rovnice upraví na snazší rovnici pomocí integrální transformace (Fourierova transformace, Laplaceova transformace), na závěr je však nutné provést zpětnou transformaci, a navíc musí být splněn požadavek konvergence integrálů. Metodu integrální transformace lze použít pro nehomogenní rovnice vedení tepla se zadanou počáteční a okrajovou podmínkou. *Metodou Greenovy funkce* lze počítat počáteční i okrajové nehomogenní rovnice s konstantními materiálovými charakteristikami. V metodě Greenovy funkce se řešení hledá ve tvaru integrálu, v němž vystupuje tzv. Greenova funkce. Integrál je tu chápán jako nespočetný součet partikulárních řešení. Po určení Greenovy funkce se vypočte původní řešení rovnice. *Princip maxima* je určen k odhadu řešení diferenciálních rovnic splňující funkce, které nemohou uvnitř uvažované oblasti nabývat svého maxima. Rovnice vedení tepla princip maxima splňuje. Maximum funkce na dané oblasti lze odhadnout maximem na její hranici. Pro řešení okrajových úloh vedení tepla lze použít také *metodu potenciálů*. Diferenciální rovnice na dané oblasti se převede na integrální rovnici na její hranici, více v [10].

Některá analytická řešení jsou uvedena v [11]. Fourierova metoda řad je zde aplikována pro řešení rovnice vedení tepla v jednodimenzionálním prostoru nekonečně rozměrnou deskou o tloušťce $2l$. Dána je Newtonova okrajová podmínka. V tomto případě lze předpokládat, že vedení tepla se děje pouze ve směru tloušťky desky x ($x=0$ je ve středu tělesa). Počáteční teplota desky je $T^0(x)$ a na obou stranách desky je dán stejný konstantní součinitel přestupu tepla, teplota obtékajícího média je přitom konstantní. Řešení je dáno rovnicí:

$$\frac{T(x,t) - T_{\infty}}{T^0 - T_{\infty}} = \sum_{\kappa=1}^{\infty} \frac{4 \sin \zeta_{\kappa}}{2 \zeta_{\kappa} + \sin(2 \zeta_{\kappa})} \cdot \exp\left(\frac{-\zeta_{\kappa}^2 \cdot a \cdot t}{l^2}\right) \cdot \cos(\zeta_{\kappa} \cdot x), \quad (14)$$

kde ς_κ jsou pozitivní kořeny transcendentální rovnice

$$\varsigma_\kappa \tan \varsigma_\kappa = \frac{HTC \cdot l}{k}. \quad (15)$$

V [11] je uvedeno také analytické řešení metodou integrální transformace. Je uvažováno 1D vedení tepla tělesem z jedné strany ohraničeným, z druhé nekonečným, bez vnitřního zdroje, se zadanou jednou okrajovou podmínkou a s konstantní počáteční teplotou T^0 .

Řešení pro konstantní povrchovou teplotu T_γ je:

$$\frac{T(x,t) - T_\gamma}{T_0 - T_\gamma} = \operatorname{erf}\left(\frac{x}{2\sqrt{a \cdot t}}\right), \quad (16)$$

řešení pro konstantní povrchový tepelný tok q_γ :

$$T(x,t) = \frac{2q_\gamma \sqrt{\frac{a \cdot t}{\pi}}}{k} \cdot \exp\left(\frac{-x^2}{4a \cdot t}\right) - \frac{q_\gamma \cdot x}{k} \cdot \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{a \cdot t}}\right) + T^0, \quad (17)$$

řešení pro konstantní součinitel přestupu tepla HTC :

$$\frac{T(x,t) - T^0}{T_\infty - T^0} = \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{a \cdot t}}\right) - \exp\left(\frac{HTC \cdot x}{k} + \frac{HTC^2 \cdot a \cdot t}{k^2}\right) \cdot \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{a \cdot t}} + \frac{HTC \sqrt{a \cdot t}}{k}\right). \quad (18)$$

2.2.2. Numerické řešení

V případech, ve kterých není možné parciální diferenciální rovnici vedení tepla vyřešit analyticky, lze získat řešení přibližné užitím některé numerické metody.

Důležitou vlastností numerické metody, která ovlivňuje její použití, jsou konvergence, stabilita a konzistence [12]. Numerická metoda je *konvergentní*, pokud lze touto metodou získat libovolně přesné řešení úlohy snížením kroku, zvyšováním počtu uzlů, iterací apod. Jinak řečeno pro konvergentní numerickou metodu platí, že chyba aproximace, která je dána rozdílem přesného řešení a řešení získaného užitím dané metody, se limitně blíží k nule. Numerická metoda je *stabilní*, pokud se v průběhu výpočtu rozdíl mezi numerickým řešením a jejím skutečně vyčísleným řešením příliš nezvětšuje, tzn. je omezen. Stabilita představuje citlivost výsledků na změny vstupních dat, které jsou dány zaokrouhlovacími chybami. Numerická metoda je *konzistentní*, jestliže při zjemňování sítě se hodnoty výrazů v diferenčních formulích blíží hodnotám odpovídajícím výrazům v diferenciální rovnici.

2.2.2.1. Řešení metodou konečných diferencí

Metoda konečných diferencí splňuje požadavky na konvergenci, stabilitu a konzistenci. Jejím základem je pokrytí uvažované oblasti sítě a nahrazení derivací vyskytujících se v diferenciální rovnici diferencemi. Místo neřešitelné diferenciální rovnice je pro jednotlivé elementy sítě vytvořena řešitelná

diferenční úloha. Protože je tato metoda použita pro vyhodnocení experimentů v experimentální části práce, je popsána podrobněji, konkrétně řešení rovnice vedení tepla dvourozměrným tělesem $l_1 \times l_2$ bez vnitřního zdroje tepla:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(k \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \rho \cdot c_p \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (19)$$

s počáteční podmínkou

$$T(x, z, t = 0) = T^0(x, z), \quad (20)$$

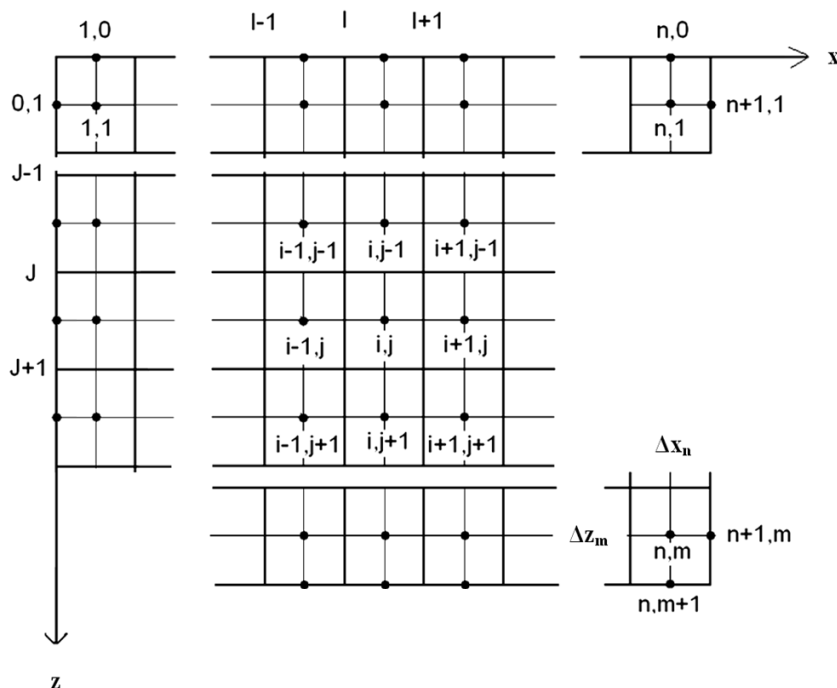
a okrajovými podmínkami 2. druhu

$$-k \frac{\partial T}{\partial x} = 0, \quad x = 0, \quad (21)$$

$$-k \frac{\partial T}{\partial x} = 0, \quad x = l_1, \quad (22)$$

$$-k \frac{\partial T}{\partial z} = q_y(t), \quad z = 0, \quad (23)$$

$$-k \frac{\partial T}{\partial z} = 0, \quad z = l_2. \quad (24)$$



Obr. 8 Pokrytí řešené oblasti sítí; osa x je rozdělena na n částí, osa z na m částí; ekvidistantní dělení je načrtnuto pouze pro přehlednost schématu

Řešená oblast je rozdělena sítí na elementy, jak je načrtnuto na Obr. 8. Dosazením vzorců pro tepelné toky ve směru osy x a z:

$$-k \frac{\partial T}{\partial x} = q_x, \quad -k \frac{\partial T}{\partial z} = q_z \quad (25)$$

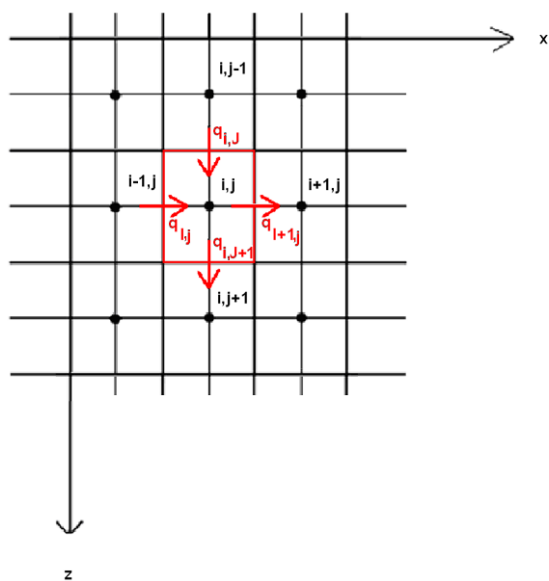
do rovnice vedení tepla (19) a integrací této rovnice na elementu daném indexy i, j (Obr. 8) je sestavena diferenční rovnice:

$$\frac{q_{I,j}^p - q_{I+1,j}^p}{\Delta x_i} + \frac{q_{i,J}^p - q_{i,J+1}^p}{\Delta z_j} = \rho_{i,j}^p \cdot c_{i,j}^p \frac{T_{i,j}^p - T_{i,j}^{p-1}}{\Delta t}, \quad (26)$$

kde index p představuje časový krok, ostatní indexy jsou zřejmé z Obr. 9.

Vynásobením $\Delta x_i \cdot \Delta z_j$ je rovnice (26) upravena do tvaru:

$$(q_{I,j}^p - q_{I+1,j}^p) \Delta z_j + (q_{i,J}^p - q_{i,J+1}^p) \Delta x_i = \rho_{i,j}^p \cdot c_{i,j}^p \frac{T_{i,j}^p - T_{i,j}^{p-1}}{\Delta t} \Delta x_i \Delta z_j. \quad (27)$$



Obr. 9 Ukázka indexování na jednom elementu sítě

Z Obr. 9 a vztahů (25) je zřejmé, že tepelné toky vyskytující se v (27) lze vyjádřit takto:

$$q_{I,j}^p = k_{i-1,j}^p \frac{T_{i-1,j}^p - T_{i,j}^p}{\frac{\Delta x_{i-1}}{2}} = k_{i,j}^p \frac{T_{i,j}^p - T_{i,j}^p}{\frac{\Delta x_i}{2}}, \quad (28)$$

$$q_{i,J}^p = k_{i,j-1}^p \frac{T_{i,j-1}^p - T_{i,j}^p}{\frac{\Delta z_{j-1}}{2}} = k_{i,j}^p \frac{T_{i,j}^p - T_{i,j}^p}{\frac{\Delta z_j}{2}}. \quad (29)$$

Z (28) je $T_{I,j}^p$:

$$T_{I,j}^p = \frac{\frac{k_{i-1,j}^p}{k_{i,j}^p} \frac{\Delta x_i}{\Delta x_{i-1}} T_{i-1,j}^p + T_{i,j}^p}{\frac{k_{i-1,j}^p}{k_{i,j}^p} \frac{\Delta x_i}{\Delta x_{i-1}} + 1}. \quad (30)$$

Z (29) je $T_{i,J}^p$:

$$T_{i,j}^p = \frac{\frac{k_{i,j-1}^p}{k_{i,j}^p} \frac{\Delta z_j}{\Delta z_{j-1}} T_{i,j-1}^p + T_{i,j}^p}{\frac{k_{i,j-1}^p}{k_{i,j}^p} \frac{\Delta z_j}{\Delta z_{j-1}} + 1}. \quad (31)$$

Tepelné toky $q_{i,j}^p$ a $q_{I,j}^p$ mohou být vyjádřeny dosazením (30) do (28) a (31) do (29):

$$q_{I,j}^p = \frac{k_{i-1,j}^p}{\frac{\Delta x_{i-1}}{2}} \left(T_{i-1,j}^p - \frac{\frac{k_{i-1,j}^p}{k_{i,j}^p} \frac{\Delta x_i}{\Delta x_{i-1}} T_{i-1,j}^p + T_{i,j}^p}{\frac{k_{i-1,j}^p}{k_{i,j}^p} \frac{\Delta x_i}{\Delta x_{i-1}} + 1} \right), \quad (32)$$

$$q_{i,j}^p = \frac{k_{i,j-1}^p}{\frac{\Delta z_{j-1}}{2}} \left(T_{i,j-1}^p - \frac{\frac{k_{i,j-1}^p}{k_{i,j}^p} \frac{\Delta z_j}{\Delta z_{j-1}} T_{i,j-1}^p + T_{i,j}^p}{\frac{k_{i,j-1}^p}{k_{i,j}^p} \frac{\Delta z_j}{\Delta z_{j-1}} + 1} \right). \quad (33)$$

Rovnice pro vnitřní elementy po dosazení (32) a (33) do (27) pak lze vyjádřit ve tvaru:

$$a_{i,j-1} T_{i,j-1}^p + a_{i-1,j} T_{i-1,j}^p + a_{i,j} T_{i,j}^p + a_{i+1,j} T_{i+1,j}^p + a_{i,j+1} T_{i,j+1}^p = b_{i,j}, \text{ pro } i=1 \dots n, j=1 \dots m, \quad (34)$$

kde

$$\begin{aligned} a_{i,j-1} &= 2 \cdot \Delta x_i \frac{k_{i,j-1}^p k_{i,j}^p}{\Delta z_{j-1} k_{i,j}^p + \Delta z_j k_{i,j-1}^p}, \\ a_{i-1,j} &= 2 \cdot \Delta z_j \frac{k_{i-1,j}^p k_{i,j}^p}{\Delta x_{i-1} k_{i,j}^p + \Delta x_i k_{i-1,j}^p}, \\ a_{i,j} &= -a_{i,j-1} - a_{i-1,j} - a_{i+1,j} - a_{i,j+1} - \Delta x_i \Delta z_j \frac{\rho_{i,j}^p c_{i,j}^p}{\Delta t}, \\ a_{i+1,j} &= 2 \cdot \Delta z_j \frac{k_{i,j}^p k_{i+1,j}^p}{\Delta x_i k_{i+1,j}^p + \Delta x_{i+1} k_{i,j}^p}, \\ a_{i,j+1} &= 2 \cdot \Delta x_i \frac{k_{i,j}^p k_{i,j+1}^p}{\Delta z_j k_{i,j+1}^p + \Delta z_{j+1} k_{i,j}^p}, \\ b_{i,j} &= -\Delta x_i \Delta z_j \frac{\rho_{i,j}^p c_{i,j}^p}{\Delta t} T_{i,j}^p. \end{aligned}$$

Vnější elementy mají nulovou velikost. Pro případ $x = 0$ ($i = 0$) platí $\Delta x_i = 0$ a $q_{I,j}^p = q_{0,j}^p$. Užitím (28) a (30):

$$q_{I+1,j}^p = k_{i+1,j}^p \frac{T_{i,j}^p - T_{i+1,j}^p}{\frac{\Delta x_{i+1}}{2}}.$$

Dosazením do (27) lze určit parametry v (34):

$$a_{i,j-1} = 0,$$

$$a_{i-1,j} = 0,$$

$$a_{i,j} = -a_{i+1,j},$$

$$a_{i+1,j} = -\frac{k_{i+1,j}^p}{\frac{\Delta x_{i+1}}{2}},$$

$$a_{i,j+1} = 0,$$

$$b_{i,j} = q_{0,j}^p.$$

$$Z(21) \quad b_{i,j} = q_{0,j}^p = 0.$$

V případě $x = l_1$ ($i = n + 1$) platí $\Delta x_i = 0$ a $q_{i+1,j}^p = q_{n+1}^p$. Užitím (28) a (30):

$$q_{i,j}^p = k_{i-1,j}^p \frac{T_{i-1,j}^p - T_{i,j}^p}{\frac{\Delta x_{i-1}}{2}}.$$

Dosazením do (27) lze určit parametry v (34):

$$a_{i,j-1} = 0,$$

$$a_{i-1,j} = \frac{k_{i-1,j}^p}{\frac{\Delta x_{i-1}}{2}},$$

$$a_{i,j} = -a_{i-1,j},$$

$$a_{i+1,j} = 0,$$

$$a_{i,j+1} = 0,$$

$$b_{i,j} = q_{n+1,j}^p.$$

$$Z(22) \quad b_{i,j} = q_{n+1,j}^p = 0.$$

V případě $z = 0$ ($j = 0$) platí $\Delta z_j = 0$ a $q_{i,j}^p = q_{i,0}^p$. Užitím (29) a (31):

$$q_{i,j+1}^p = k_{i,j+1}^p \frac{T_{i,j}^p - T_{i,j+1}^p}{\frac{\Delta z_{j+1}}{2}}.$$

Dosazením do (27) lze určit parametry v (34):

$$a_{i,j-1} = 0,$$

$$a_{i-1,j} = 0,$$

$$a_{i,j} = -a_{i,j+1},$$

$$a_{i+1,j} = 0,$$

$$a_{i,j+1} = -\frac{k_{i,j+1}^p}{\frac{\Delta z_{j+1}}{2}},$$

$$b_{i,j} = q_{i,0}^p.$$

$$Z (23) \quad b_{i,j} = q_{i,0}^p = q_{\gamma}(t = p \cdot \Delta t).$$

V případě $z = l_2$ ($j = m + 1$) platí $\Delta z_j = 0$ a $q_{i,j+1}^p = q_{i,m+1}^p$. Užitím (29) a (31):

$$q_{i,j}^p = k_{i,j-1}^p \frac{T_{i,j-1}^p - T_{i,j}^p}{\frac{\Delta z_{j-1}}{2}}.$$

Dosazením do (27) lze určit parametry v (34):

$$a_{i,j-1} = \frac{k_{i,j-1}^p}{\frac{\Delta z_{j-1}}{2}},$$

$$a_{i-1,j} = 0,$$

$$a_{i,j} = -a_{i,j-1},$$

$$a_{i+1,j} = 0,$$

$$a_{i,j+1} = 0,$$

$$b_{i,j} = q_{i,m+1}^p.$$

$$Z (24) \quad b_{i,j} = q_{i,m+1}^p = 0.$$

Rovnice (34) s příslušnými parametry pro jednotlivé elementy vytváří nelineární systém rovnic, který lze řešit line-by-line metodou založenou na principu superpozice vedení tepla. Dvourozměrný problém může být rozdělen na dva jednorozměrné problémy ve směru každé souřadné osy:

$$a_{i-1,j} T_{i-1,j}^p + a_{i,j} T_{i,j}^p + a_{i+1,j} T_{i+1,j}^p = b_{i,j} - a_{i,j-1} \hat{T}_{i,j-1}^p - a_{i,j+1} \hat{T}_{i,j+1}^p, \quad (35)$$

$$a_{i,j-1} T_{i,j-1}^p + a_{i,j} T_{i,j}^p + a_{i,j+1} T_{i,j+1}^p = b_{i,j} - a_{i-1,j} \hat{T}_{i-1,j}^p - a_{i+1,j} \hat{T}_{i+1,j}^p. \quad (36)$$

První rovnice (35) reprezentuje jednorozměrné vedení tepla ve směru osy x , druhá (36) ve směru osy z . Neznámé teploty z kolmých směrů, které se v rovnicích vyskytují, jsou uvažovány jako konstanty $\hat{T}$, jejichž hodnoty jsou shodné s hodnotami vypočtenými v předchozím výpočtu. Nelinearita systému tím ale není vyřešena. Je dána také koeficienty a , b obsahujícími teplotně závislé materiálové

charakteristiky. Systém se převede na lineární tak, že se uvažují hodnoty materiálových charakteristik pro teploty vypočtené v předchozím kroku metody. Lineární soustavu rovnic lze pak spočítat Gaussovou eliminační metodou. V každém časovém kroku je výpočet neznámých teplot proveden několikrát, dokud není dosaženo požadované přesnosti.

2.2.2.2. Odhad chyby výpočtu metodou konečných diferencí

V každém časovém kroku je výpočet teplotního pole popsáný v předchozí kapitole proveden k krát, dokud není dosaženo určité přesnosti. Chybu po k krocích v každém p tém časovém kroku lze vyjádřit takto:

$$\bar{\zeta}^{k,p} = \max_{i=0..n+1, j=0..m+1} \frac{\frac{|T_{i,j}^{k-1,p} - T_{i,j}^{k,p}|}{|T_{i,j}^{k-2,p} - T_{i,j}^{k-1,p}|}}{\frac{|T_{i,j}^{k-1,p} - T_{i,j}^{k,p}|}} - 1 \leq chyba \quad (\text{Příloha C}). \quad (37)$$

V experimentální části práce byla chyba zvolena $chyba = \frac{5}{30 \cdot 333}$ tak, aby při frekvenci snímání dat 333°Hz nebyla po 30°s chlazení její hodnota kdekoli na zkoumané oblasti vyšší než 5°C.

3. PŘENOS TEPLA V MIKROSKOPICKÝCH MĚŘÍTCÍCH

3.1. Hranice mezi mikro a makrosvětem

Makrosvět je ta část přírody, v níž se zaobíráme předměty o pozorovatelných velikostech, a kde platí zákony klasické fyziky odvozené z empirického pozorování. Mikrosvět je tvořen tělesy o velikostech obvykle do jednotek nanometrů. Vlastnosti, které mohou být zanedbatelné v makrosvětě, nemusí být zanedbatelné v mikrosvětě. Podívejme se např. na přenos tepla kapalinou proudící v kanále. V této oblasti byly zavedeny pojmy minikanál o průměru 1–5 mm a mikrokanál do průměru 1 mm. V době, kdy nebylo dostatek informací o proudění v tak malých kanálech, se výzkumy různých autorů značně lišily. Nebylo jasné, zda je důvodem chyba při přípravě experimentů, nebo jestli jde opravdu o dosud nevysvětlenou zákonitost. Nyní je známo, že pro kanály o průměrech menších než 5 mm není možné použít stávající modely. Při teplotě varu v nich nevznikají bubliny, a přenos tepla je tak vyšší i bez velkého zvýšení tlaku chladiva. Dnes se mikrokanály používají při chlazení mikroelektroniky [13].

Při přenosu tepla hraje důležitou roli nejen rozměr prostoru, ale i čas, ve kterém se děj odehrává. Určit přesné hranice, kdy lze použít zákony klasické fyziky, je těžké. Pro jevy přesahující tyto hranice směrem k rychlým procesům a malým měřítkům je nutné vybudovat nové teorie. Je to oblast, ve které nejsou všechny zákonitosti známy a která se teprve rozvíjí.

V oblasti vedení tepla se za hranici obvykle považuje rozměr prostoru srovnatelný s velikostí střední volné dráhy nosiče tepla v daném prostředí, nebo jevy rychlostně srovnatelné s rychlostí nosiče v prostředí. Příkladem druhého je laserový pulz. Vrátime-li se k prostorovému omezení, z pozorování např. vyplynulo [13], že velmi tenké filmy o tloušťce menší než 7krát vzata střední volná dráha nosiče tepla a 4.5krát menší než střední volná dráha nosiče tepla podél filmu, mají v kolmém směru tepelnou vodivost menší, než vyplývá z dosavadních teorií. Vysvětlilo se to tím, že nosič narazí na okraj tvořící překážku vedení. Ukazuje se však, že obecně pravidlo, čím tenčí vrstva, tím menší tepelná vodivost, neplatí. Chování neodpovídající klasické teorii bylo potvrzeno také např. při zkoumání přenosu tepla ve zlatém filmu o tloušťce 1 nm [13]. Pro porovnání střední volná dráha fononu (druh částice nesoucí tepelné kvantum) v pevných látkách se dá podle [14] počítat v jednotkách až desítkách nanometrů a ve zlatě jako materiálu je to při pokojové teplotě 31 nm.

3.2. Nefourierovské chování v mikrosvětě

Jeden ze stěžejních zákonů, na němž je postavena teorie vedení tepla, je Fourierův zákon (1). Podle něj tepelný tok vzniká jako reakce na teplotní gradient mezi dvěma místy a je přímo úměrný tomuto teplotnímu gradientu s konstantou přímé úměrnosti, kterou je součinitel tepelné vodivosti.

Z Fourierova zákona plyne, že součinitel tepelné vodivosti je vlastností materiálu a nezáleží na velikosti tělesa nebo prostoru, v němž tepelný tok nastane. Řada experimentálně získaných součinitelů tepelných vodivosti nanočástic však této teorii neodpovídá. Není zcela jasné, jaké zákonitosti pro vedení tepla v mikrosvětě platí. Potvrdit stávající teorii nebo ji vyvrátit vytvořením nové teorie odpovídající experimentálním výsledkům je úkol do budoucna. V dnešní době se součinitel tepelné vodivosti v těchto měřících určuje experimentálně pro určitou velikost a tvar testovaného materiálu.

Z Fourierova zákona také vyplývá, že tepelný tok je teplotním gradientem vyvolán okamžitě a okamžitě se projeví ve všech místech materiálu, jinak řečeno teplo se šíří nekonečnou rychlostí. Konečnou rychlost šíření tepla se snažili experimentálně dokázat Mitra [15] a Kaminski [16]. Pro tento účel zvolili písk a vařené maso, které vykazují vysokou nehomogenitu. Maso bylo rozděleno na dvě části, jedna měla pokojovou teplotu, druhá teplotu pod 10 °C. Obě části, v nichž byly v hloubce 6.5 mm pod povrchem zabudovány termočlánky s rozlišením ± 0.2 °C, byly přiloženy k sobě. V práci je uvažováno, že v momentě, kdy tepelná vlna (částice nesoucí tepelné kvantum mají i vlnové vlastnosti) dosáhne místa termočlánku, způsobí ostrý skok v teplotě. Tento skok byl opravdu po 15.5 s pozorován a měl hodnotu téměř 1 °C. Pro výpočet rychlosti šíření tepla byla předpokládána rovnice (Cattaneo a Vernotte):

$$q + \tau \frac{\partial q}{\partial t} = -k \nabla T, \quad (38)$$

kde relaxační čas τ představuje dobu, kterou systému trvá vrátit se po jedné tepelné vlně do rovnovážného stavu. Pokud by hodnota τ byla nulová, rovnice (38) by se shodovala s Fourierovým zákonem (1) a rychlost šíření tepla by byla nekonečná. Použitím zákona zachování energie a rovnice (38) byla získána rovnice vedení tepla:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \tau \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} = a \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right). \quad (39)$$

Ze vzorce pro rychlost šíření tepelné vlny

$$v = \sqrt{\frac{a}{\tau}}, \quad (40)$$

a z údajů získaných provedením experimentu byla rychlost vypočtena 0.1 mm/s. Z výzkumu tedy vyplynulo, že v nehomogenních materiálech jako je vařené maso se teplo šíří konečnou rychlostí a nelze v těchto případech použít Fourierův zákon. Jejich závěry a v podstatě celou práci však zpochybnili Herwig a Beckert [17], kteří experiment zopakovali. Nezaznamenali žádný relaxační čas ani tepelný skok. Dále provedli numerickou simulaci na základě Fourierova zákona a výsledky se shodovaly s experimenty. Připustili, že časové zpoždění existuje, ale v řádu mikro až pikosekund. K takovým hodnotám dospěli také Tzou a Chen [18].

Zjednodušení, že rychlost šíření tepelných vln je nekonečná, ve většině případů vyhovuje. Rychlosti šíření tepla jsou v materiálech velmi vysoké vzhledem k času procesu nebo možnostem jeho

sledování. Podle [19] je v kovech rychlost tepelné vlny řádově 10^5 m/s, v plynech 10^3 m/s. Podle [3] rychlost tepelných vln v materiálu odpovídá rychlosti zvuku v daném materiálu, tj. např. v suchém vzduchu při pokojové teplotě 350 m/s, v destilované vodě 1500 m/s, v oceli 6000 m/s. Konečná rychlost šíření tepla se projeví pouze u velmi rychlých dějů jako je již zmiňovaný laserový pulz.

3.3. Mechanismy šíření tepla v mikrosvětě

Pro pochopení způsobu šíření tepla v malých měřítcích nelze uvažovat platnost Fourierova zákona a je nutné brát do úvahy tzv. *balistický přenos tepla*. Podle něj se teplo šíří po energetických kvantech, podobně jako světlo, a lze mu přiřadit také vlnový charakter. Kvanta energie jsou šířena prostřednictvím nosičů, kterých je několik druhů. V pevných látkách hrají jako nosiče tepla významnou roli fonony. Pevné látky jsou složeny z iontů, které v krystalových mřížkách kmitají kolem svých rovnovážných poloh a tím si předávají energii. Při vedení tepla jejich kmitavý pohyb vytváří vlnu, na kterou lze pohlížet jako na částici šířící se látkou. Tato částice se nazývá fonon. V látkách obsahujících alespoň dva druhy atomů mohou existovat dva typy fononů, optické a akustické. Optické fonony jsou kmity pozitivních a negativních iontů v přilehlých mřížkách v protifázi, vytvářejí elektrický dipól. Optické fonony vznikají tak, že foton (elektromagnetická vlna) interaguje s elektrickým dipólem, a jeho energie se přetransformuje do fononu. Optické fonony nenesou přímo tepelnou energii, mají malou rychlost, ale vytváří akustické fonony, které vedou teplo v médiu [13]. Dále jako nosiče slouží v kovech elektrony, v plynech a kapalinách molekuly.

Podíl jednotlivých druhů nosičů na přenosu tepla souvisí s vnitřní strukturou materiálu, v němž se teplo šíří. Např. v kovech se na přenosu tepla podílejí nejvíce volné elektrony, více než z 90%, a vytvářející tzv. Fermiho plyn. Jejich driftová rychlost je 10^5 m/s v porovnání s driftovou rychlostí fononů 10^3 m/s [13]. Z tohoto důvodu mají kovy vyšší tepelné vodivosti než ostatní materiály. Přenos tepla v mikroměřítku je kromě teploty prostředí, v němž se teplo šíří, ovlivněn také jeho rozměry a strukturou.

3.4. Vlivy na šíření tepla v mikrosvětě

3.4.1. Rozměry prostředí

Energie nosičů tepla, a tedy i energie, kterou si mezi sebou mohou předávat, je kvantována po diskrétních hodnotách [5]:

$$\Delta E = h \cdot f = \frac{h \cdot v_s}{\lambda}. \quad (41)$$

Může tedy nabývat pouze diskrétních stavů (h je Planckova konstanta), které jsou omezeny minimální a maximální vlnovou délkou nosiče λ . Maximální vlnová délka je rovna dvojnásobku rozměru tělesa, v němž se nosič šíří, minimální vlnová délka je rovna dvojnásobku vzdálenosti atomů, z nichž se těleso skládá. Pokud nosič přijme energii, přejde do vyššího energetického stavu, zvětší se jeho frekvence a zmenší vlnová délka. Protože rozměry prostoru omezují vlnové délky nosičů, omezují také velikost energetických kvant. Z toho a z (41) plyne, že malé struktury, např. nanočástice, nemohou obsahovat nosiče s velkými vlnovými délkami. To by souhlasilo s pokusy, které ukázaly, že nanokrystaly pohlcují světlo jen o vlnových délkách menších než určitá prahová hodnota [5]. Lze říct, že nosiče v nanostrukturách jsou schopny přenášet pouze vlny o vyšších energiích. To by znamenalo, že nanočástice mají nižší schopnost odvádět z okolního prostředí energii než tělesa větších velikostí. Vysoká tepelná vodivost uvnitř nanostruktur predikována v [20] a měřena v [21] pro uhlíková nanovlákná by mohla být dána změnami v interakcích nosičů způsobenými jejich nižším počtem v nanočástici nebo její specifickou vnitřní strukturou (uspořádáním, počtem a druhem částic, které se mohou podílet na přenosu tepla), nikoli samotnou velikostí. Tomu odpovídá také fakt, že vysokou tepelnou vodivost uhlíková nanovlákná vykazují podél své delší strany.

3.4.2. Struktura prostředí a interakce

Tepelná vodivost souvisí se střední volnou dráhou nosiče, která je podmíněná interakcemi s jinými částicemi nebo hranicemi. Z toho plyne, že materiál, v němž se teplo šíří, nelze uvažovat jako kontinuum (idealizovaný model hmoty, který zanedbává částicovou strukturu a považuje hmotu za spojitě prostředí, které lze popsat její hustotou [3]), ale jako soustavu částic. Některé interakce přenos tepla umožňují, jiné mu vytváří tepelný odpor. Interakce umožňující přenos tepla jsou např. vzájemné interakce fononů. Naopak za tepelný odpor jsou zodpovědné geometrické nedokonalosti mřížky, na nichž se nosiče rozptylují nebo jsou pohlcovány. V kovech vytváří tepelný odpor fonony, se kterými se sráží volné elektrony. U nekovů a tekutin mohou být důležité všechny interakce [13].

3.5. Shrnutí

Použití zákonů klasické fyziky v oblasti vedení tepla je omezeno na prostory rozměrově přesahující délku střední volné dráhy nosičů tepla a na procesy pomalejší než je rychlost těchto nosičů. Ucelená teorie o vedení tepla beroucí do úvahy i jevy mikrosvěta nebyla dosud vypracována. Nedostatek znalostí, které jsou k vytvoření teorie potřeba, je způsoben tím, že vliv odlišnosti zákonitostí je na veličiny, s nimiž člověk obvykle pracuje, zanedbatelný vůči vlivu nepřesností v měření. Až v případech jako vedení tepla v nanostrukturách byly zpozorovány odchylky od klasických zákonů. Pro výpočet inverzní úlohy vedení tepla, která je předmětem této práce, lze takové odchylky zanedbat. Zkoumaná tělesa jsou mnohem větší než je délka střední volné dráhy nosičů tepla, a

z důvodu existence limitů v rychlosti měření termočlánkem nelze takový proces považovat za dostatečně rychlý. Na způsobu vyhodnocování inverzní úlohy nic nezmění ani použití chladičů s nanočásticemi, vlastnosti chladiče totiž do inverzního výpočtu nevstupují.

4. NANOKAPALINY

Hledání způsobu zintenzivnění chlazení vedlo k myšlenkám vmísit do kapalin, které se používají ke chlazení, látky s vhodnými vlastnostmi, hlavně s vysokou tepelnou vodivostí jakou mají např. kovy nebo oxidy kovů. Nejprve byly provedeny výzkumy s použitím kapalných aditiv [22], [23] nebo pevných částecek o velikostech v jednotkách milimetrů nebo mikrometrů [24]. Tak velké částčky se však usazovaly, a ucpávaly a narušovaly potrubí. Díky rozvoji nanotechnologií bylo později možné vyrobit částčky menších velikostí. Ty mají tu výhodu, že zůstávají rozptýleny v kapalině daleko déle a po přidání stabilizátorů téměř nekonečně dlouho.

Nanokapaliny jsou suspenze kapaliny (voda, etylen glykol, olej, bio-kapaliny, polymerní roztoky) a nanočástic (kovy, oxidy kovů, nekovy jako uhlíková nanovlákna) o velikosti 1–100 nm. Byly vyvinuty v roce 1995 profesorem Choi v laboratoři Argonne National Laboratory v USA. Řada vědců opravdu experimentálně ověřila, že po přidání nanočástic do základních kapalin jejich tepelná vodivost vzroste, existuje však také množství výzkumů, které tato zvýšení nepotvrzují. Na závěry získané experimentálně navazovaly snahy o vytvoření vzorců pro výpočet součinitele tepelné vodivosti [25], [26], [27], [28] a teorie o mechanismech přenosu tepla v nanokapalinách [13], [25], [27], [28]. O něco méně prací je zaměřeno na určení chladicí intenzity nanokapalin [29], [30], a ještě méně na chladicí intenzitu při chlazení ostřikem [31], [32].

4.1. Výroba a stabilizace

Nanokapaliny se vyrábí buď tzv. jednokrokovou metodou, kdy jsou nanočástice vyráběny rovnou v základní kapalině, nebo dvoukrokovou, kdy jsou nejprve vyrobeny nanočástice, a až poté jsou vmíchány do kapaliny. Nejpoužívanější je dvoukroková metoda, protože lze lépe kontrolovat velikost a koncentraci nanočástic v kapalině.

Existují tři základní způsoby výroby nanočástic, mechanické mletí, plynová kondenzace, chemické vylučování. Při plynové kondenzaci se vypařují kovové či nekovové vzorky za přítomnosti stlačeného plynu (typicky inertní plyn, např. helium). Pára v plynu kondenzuje na nanočástice a vzniká velmi čistý prášek bez nežádoucích příměsí, který se snadno rozpouští v kapalině. Po přidání do kapaliny se míchá např. ultrasonickými vibracemi [33] po dobu asi 12 hodin. Při chemickém vylučování se z homogenního roztoku buď během chemické reakce, nebo důsledkem přesycenosti vylučují pevné částčky. Ty se dále čistí a suší. Do nanokapalin se pro úpravu některých vlastností na závěr přidávají chemické látky.

Shlukování (aglomerace) nanočástic v nanokapalině může nepříznivě ovlivnit její vlastnosti. Čím menší částice, tím méně se usazují, ale tím větší mají tendenci se shlukovat. Ke stabilizaci (proti tvorbě aglomerátů) se používá např. kyselina laurová [34], olejová, thioglykolová [35], nebo sůl

kyseliny laurové. Pro zvětšení tepelné vodivosti rozhraní částice-kapalina se do nanokapalin dále přidávají chemické disperzanty, které modifikují povrch nanočástic [25].

4.2. Tepelná vodivost

Vlastností nanokapalin, na kterou byla v posledních letech nejvíce soustředěna pozornost vědců, je jejich součinitel tepelné vodivosti. Tepelnou vodivost nanokapalin ovlivňuje několik faktorů jako druh základní kapaliny, druh částic, jejich velikost, tvar a koncentrace, druh a koncentrace stabilizačních příměsí. Při porovnání výsledků experimentů s výpočty součinitele tepelné vodivosti pomocí dosud existujících modelů se ukázalo, že tyto modely (Hamilton-Crosser, Masuda, Wasp [36],...) v případě nanokapalin neplatí pravděpodobně proto, že berou do úvahy množství částic v kapalinách a některé i jejich tvar, ne však velikost. Dosud je tedy nutné součinitel tepelné vodivosti určovat experimentálně. Nanokapaliny testované v experimentální části této práce jsou na vodní bázi s nanočásticemi Fe, Al_2O_3 , TiO_2 a s vícevrstevnými uhlíkovými nanovlákný MWNT, z toho důvodu na ně bude dále v této kapitole zaměřena pozornost.

Zvýšení tepelné vodivosti přidáním Fe_3O_4 nanočástic do vody potvrdil Zhu [37], který při koncentraci 4 obj.% dosáhl zlepšení 38%. Také v práci prof. Hong [38] bylo dosaženo zvýšení tepelné vodivosti o 18% přidáním Fe nanočástic do etylen glykolu, koncentrace částic v kapalině činila 0.1-0.55 obj.%. Murshed [39] experimentálně zkoumal Al_2O_3 nanočástice o velikosti 80 nm ve vodě, pro 5 obj.% bylo zlepšení 24% a pro 1 obj.% 12%. Eastman [40] přišel ke zlepšení 30% přidáním Al_2O_3 o velikosti 33 nm o koncentraci 1-3 obj.%. Masuda [41] získal zlepšení 32% pro 4.3 obj.% Al_2O_3 o velikosti 13 nm. V [42] bylo zkoumáno 5 obj.% TiO_2 tyčinkového tvaru o rozměrech $\text{Ø}10 \times 40$ nm ve vodě. Zlepšení bylo 33% a pro 5 obj.% TiO_2 kulovitěho tvaru o velikosti $\text{Ø}15$ nm 30%. Uhlíková nanovlákná si zaslouží zvláštní pozornost. Collins & Avouris [43] totiž předpověděli, že by jejich součinitel tepelné vodivosti měl dosáhnout hodnoty až 6000 W/mK. Pro porovnání součinitel tepelné vodivosti vody při pokojové teplotě je asi 0.6 W/mK [9]. Další výzkumy však toto zvýšení nepotvrdily, např. podle Eastman [40] a Berber [44] je tepelná vodivost uhlíkových nanovláken 3000 W/mK, podle Choi [21] 300 W/mK a podle Yi [45] už pouze 20 W/mK. Podobná situace jako s tepelnou vodivostí samotných uhlíkových nanovláken nastala s tepelnou vodivostí nanokapalin obsahujících uhlíková nanovlákná. Nejprve Choi [46] publikoval zlepšení 160% s použitím 1 obj.% nanovláken o velikosti 25 nm v průměru a 50 μm po délce. Následoval zájem dalších vědců, ale dosáhli zlepšení pouze 20-40% [47], [48].

4.3. Chladicí intenzita

Zvýšení chladicí intenzity při laminárním i turbulentním proudění bylo při použití Al_2O_3 potvrzeno v [49], [29], [50], [51], při použití TiO_2 v [52], [53], Fe v [54] a uhlíkových nanovláken v [55], [56], [57], [58]. Nižší chladicí intenzita různých nanokapalin byla pozorována v [30], [59], [60], [61]. Lze však říct, že ve většině publikací bylo přidáním nanočástic do základní kapaliny dosaženo zlepšení přenosu tepla. Ostřikovému chlazení nanokapalinami se mnoho vědců zatím nevěnovalo. V práci Bansal a Pyrtle z Univerzity Jižní Florida [32] byl popsán experiment, při němž byl chlazen měděný povrch z teploty $150\text{ }^\circ\text{C}$ na teplotu $75\text{ }^\circ\text{C}$. Povrch byl vystaven ostříku nanokapalinou s hliníkovými nanočásticemi o velikosti 45 nm o hmotnostních koncentracích 0.25%, 0.2525% a 0.505%. Chladicí intenzita byla srovnatelná s chladicí intenzitou destilované vody. Oproti těmto výsledkům Chakraborty [31], který použil 0.1 hm.% TiO_2 o velikostech 30–50 nm ve vodě pro ostřikové chlazení desky o teplotě $1200\text{ }^\circ\text{C}$, dosáhl významného zlepšení.

4.4. Teorie šíření tepla v nanokapalinách

Před více než 100 lety Maxwell předpověděl, že přidání částic s vysokou tepelnou vodivostí do kapalin zvýší jejich tepelnou vodivost. Některé experimenty s nanokapalinami ukazují, že tepelná vodivost je mnohem vyšší než lze vyvodit z pouhého smíchání dvou látek o různých tepelných vodivostech. Na otázku, jak je to možné, se zatím žádnému z vědců nepodařilo uspokojivě odpovědět.

Nanokapalina se skládá ze dvou složek, z kapaliny a nanočástic. Přenos tepla nanokapalinou je dán šířením tepla v kapalině, v nanočásticích a přes jejich rozhraní. Šíření tepla v jednotlivých složkách bylo již diskutováno v Kapitole 3. Rozhraní mezi těmito složkami může hrát nezanedbatelnou roli. Je známo, že rozhraní dvou materiálů tvoří překážku šíření energie. Existenci odporu na rozhraní poprvé detekoval Kapitza mezi supratekutým heliem a pevným tělesem. Později bylo objeveno, že tento odpor existuje na rozhraní všech nepodobných materiálů. Jako reakce na otázku, jakým způsobem se nosiče tepla chovají při kontaktu s rozhraním, byly vytvořeny dvě teorie. Nosiče se na rozhraní nerozptylují, rozhraní se chová jako dočasný odpor proti jejich šíření. Podle druhé teorie se nosiče na rozhraní rozptýlí a ztrácí paměť, z jakého směru se šířily. Existence odporu však v žádném případě nevysvětluje tepelnou vodivost vyšší, než jaká plyne z poměru dvou složek v suspenzi a z jejich tepelných vodivostí.

Další možné jevy, které mohou přenos tepla v nanokapalině ovlivňovat, jsou podle [25] následující: jiný způsob šíření tepla v nanočástici, která je menší než střední volná dráha nosiče; velký povrch nanočástice vzhledem k jejímu objemu; existence mezivrstvy mezi nanočásticí a kapalinou; pohyb nanočástic v kapalině, např. Brownův pohyb, nebo shlukování. Je-li střední volná dráha nosiče tepla větší než velikost nanočástice, lze předpokládat, že nosič nanočástici „přeskočí“, otázkou je, zda

toto „přeskočení“ je natolik zásadní, aby zvyšovalo tepelnou vodivost nanokapalin. Velký povrch nanočástic by mohl hrát významnou roli, pokud by tímto povrchem nanočástice přijímala větší množství tepelné energie, která by se v nanočástici kumulovala. Vzhledem k tomu, že z měření vyplývá nízká měrná tepelná kapacita nanočástic, je to nepravděpodobné. Existence mezivrstvy mezi nanočásticí a kapalinou vychází z některých analýz [62], podle nichž v suspenzi skládající se ze dvou látek s odlišnými tepelnými vodivostmi se snaží látka s vyšší tepelnou vodivostí vyrovnat potenciál na hranicích. Vytvoří se tak mezivrstva. Podle [25] může mít tato vrstva tloušťku několika nm, ale teplotní gradient ve vrstvě musí být stejný jako teplotní gradient v kapalině, a vrstva tedy nemůže zvyšovat tepelnou vodivost. Brownův pohyb nanočástic v kapalině způsobuje tzv. mikrokonvekci, jejíž podstatou je náhodný pohyb nanočástic, je intenzivnější s klesající velikostí částic a závisí na teplotě. Podle [25] je však Brownův pohyb pomalejší než difúze tepla. Také shlukování nanočástic má na tepelnou vodivost nanokapalin sporný vliv. Aglomeráty by měly mít vyšší tepelnou vodivost, ale na druhou stranu by se v nanokapalině vytvářela místa bez nanočástic [25]. S originálním názorem přišel Eastman [25]. Nosič tepla má podle něj v nanočástici vlnovou délku větší než v kapalině a tuto vlnovou délku si ponechá i v kapalině. Aby vlnová délka zůstala zachována, musela by být další nanočástice velmi blízko, ve vzdálenosti několika nm. Podle [25] to je možné, např. nanočástice o velikosti 10 nm a koncentraci 5 obj.% jsou od sebe v kapalině vzdálené asi 5 nm.

5. INVERZNÍ ÚLOHA VEDENÍ TEPLA

Inverzní úloha je obecný přístup k řešení problémů. V této práci bude aplikována k určení součinitele přestupu tepla HTC , okrajové podmínky rovnice vedení tepla charakterizující intenzitu chlazení povrchu tělesa. Osvědčený způsob řešení inverzní úlohy je užití Beckova sekvenčního algoritmu, který je založen na posloupnosti odhadů časově proměnné okrajové podmínky. Jde o numerický výpočet citlivý na chyby ve vstupních datech, je proto stabilizován použitím dat z dopředných časových kroků.

Inverzní úloha není jedinou možností jak určit součinitel přestupu tepla. Je-li zkoumaný systém z hlediska energie izolovaný, lze na problém aplikovat zákon zachování energie. V praxi je však podmínka izolovanosti systému těžce splnitelná. Další možností je chlazené těleso udržovat dodáváním tepla na konstantní teplotě. Ze znalosti spotřebovaného výkonu, teploty tělesa a chladiwa lze spočítat součinitel přestupu tepla. V některých specifických situacích lze pro výpočet součinitele přestupu tepla použít empirické vzorce. Je-li povrch tělesa dostupný, je možné použít termovizní kameru nebo dotykový termočlánek. Měření termovizní kamerou se však ukazuje značně nepřesné, výsledky jsou znehodnocovány zářením z okolí a neznalostí emisivity povrchu.

5.1. Jednorozměrná inverzní úloha vedení tepla

Do inverzní úlohy vedení tepla vstupují experimentálně zjištěná data. Jsou to teploty změřené termočlánky zabudovanými uvnitř tělesa. Požadavek, aby se teploty změřené blížily co nejvíce teplotám vypočteným, lze matematicky vyjádřit:

$$\sum_{\kappa=m+1}^{m+n_t} \sum_{s=r, r=1}^{n_T} (T_r^{*,\kappa} - T_s^\kappa)^2 \rightarrow \min, \quad (42)$$

kde $T_r^{*,\kappa}$ představuje teplotu v časovém kroku κ změřenou v určitém místě tělesa r ým termočlánkem a T_s^κ představuje teplotu v časovém kroku κ vypočtenou v místě s , které se shoduje s umístěným r tého termočlánu. Symbol n_T představuje počet termočláneků, m je označení aktuálního časového kroku a n_t počet dopředných časových kroků, jejichž použití vede ke stabilizaci výpočtu. Položí-li se výraz (42) roven 0:

$$\sum_{\kappa=m+1}^{m+n_t} \sum_{s=r, r=1}^{n_T} (T_r^{*,\kappa} - T_s^\kappa)^2 = 0, \quad (43)$$

a teplota T_s^κ se rozvine do Taylorovy řady, lze odvodit měrný tepelný tok q^m v časovém kroku m :

$$q^m = q^{m-1} + \frac{\sum_{\kappa=m+1}^{m+n_t} \sum_{s=r, r=1}^{n_T} (T_r^{*,\kappa} - T_s^\kappa) \cdot \zeta_r^\kappa}{\sum_{\kappa=m+1}^{m+n_t} \sum_{r=1}^{n_T} (\zeta_r^\kappa)^2}, \quad (44)$$

$$\text{kde } \zeta_r^\kappa = \frac{\partial T_r^\kappa}{\partial q^\kappa}, \quad (45)$$

ζ_r^κ je citlivostní koeficient, který udává citlivost r tého termočlánu na změnu tepelného toku v čase κ . Teplotní pole, vstupující do vzorce (44) jako T_s^κ , je v každém časovém kroku m určeno z posledního vypočteného tepelného toku q^{m-1} numerickým řešením rovnice vedení tepla, v níž je q^{m-1} okrajovou podmínkou. Výsledkem (44) je měrný tepelný tok v následujícím časovém kroku q^m . Okrajová podmínka 3. druhu HTC^m je na závěr každého časového kroku m vypočtena z q^m :

$$HTC^m = \frac{q^m}{T_\infty - \frac{T_0^m + T_0^{m-1}}{2}}, \quad (46)$$

kde T_0^m představuje teplotu povrchu vypočtenou v časovém kroku m .

K měření teplot není možné zvolit jakýkoli bod v tělese. Z experimentů vyplývá, že informace o povrchových teplotních změnách se s rostoucí vzdáleností od povrchu ztrácí. Důvodem je menší teplotní gradient v hloubce než na povrchu. Malý teplotní rozdíl je pak srovnatelný s šumem v měřených teplotách, nebo jej termočlánek nezaznamená, a inverzní úloha nezkonverguje k žádnému výsledku.

5.2. Vícerozměrná inverzní úloha vedení tepla

Význam slova „vícerozměrná“ neznamená ve spojení s inverzní úlohou schopnost určit okrajovou podmínku jako funkci závislou na více souřadnicích. Řešením vícerozměrné úlohy je možné určit pouze diskrétní hodnoty HTC , avšak na více místech chlazeného povrchu. Zásadní význam je v tom, že se ve výpočtu uvažuje chlazení těchto míst jako závislé na rozdíl od použití více jednorozměrných úloh. Typickým příkladem užití vícerozměrné inverzní úlohy jsou situace, v nichž jde o určení intenzity chlazení dvou povrchů jednoho tělesa, přičemž chladicí intenzita každého povrchu je počítána pouze v závislosti na čase, nikoli na souřadnici. Dalším příkladem je určení intenzity chlazení jednoho povrchu, která je na souřadnici závislá, ale HTC pak lze získat pouze jako několik diskrétních hodnot [63]. Pro řešení vícerozměrné inverzní úlohy vedení tepla je nutno jako vstup použít nejméně tolik termočláneků, kolik diskrétních hodnot HTC je požadováno.

Výpočet tepelného toku a posléze *HTC* je obdobný jako v jednorozměrné inverzní úloze. Označíme-li n_I dimenzi inverzní úlohy, kterou je myšlen počet diskrétních neznámých hodnot okrajové podmínky, lze měrný tepelný tok podle [64] a [11] v čase m spočít:

$$\underline{q}^m = \underline{q}^{m-1} + \left[(\underline{Z}^m)^T \underline{Z}^m \right]^{-1} (\underline{Z}^m)^T (\underline{T}^{*,m} - \underline{T}^m), \quad (47)$$

$$\text{kde } \underline{q}^m = \begin{bmatrix} \tilde{q}^m \\ \tilde{q}^{m+1} \\ \vdots \\ \tilde{q}^{m+n_I-1} \end{bmatrix}, \quad \tilde{q}^\kappa = \begin{bmatrix} q_1^\kappa \\ q_2^\kappa \\ \vdots \\ q_{n_I}^\kappa \end{bmatrix}, \quad (48)$$

$$\underline{T}^m = \begin{bmatrix} \tilde{T}^m \\ \tilde{T}^{m+1} \\ \vdots \\ \tilde{T}^{m+n_I-1} \end{bmatrix}, \quad \tilde{T}^\kappa = \begin{bmatrix} T_1^\kappa \\ T_2^\kappa \\ \vdots \\ T_{n_T}^\kappa \end{bmatrix}. \quad (49)$$

$$\underline{Z}^m = \underline{\zeta}^m \cdot \underline{I}^m, \quad (50)$$

$$\underline{\zeta}^m = \begin{bmatrix} \tilde{\zeta}^m & & & \\ \tilde{\zeta}^{m+1} & \tilde{\zeta}^m & & \\ \vdots & & \ddots & \\ \tilde{\zeta}^{m+n_I-1} & \tilde{\zeta}^{m+n_I} & \dots & \tilde{\zeta}^m \end{bmatrix}, \quad \tilde{\zeta}^\kappa = \begin{bmatrix} \zeta_{1,1}^\kappa & \dots & \zeta_{1,n_I}^\kappa \\ \vdots & \ddots & \\ \zeta_{n_T,1}^\kappa & & \zeta_{n_T,n_I}^\kappa \end{bmatrix}, \quad \zeta_{i,j}^\kappa = \frac{\partial T_i^\kappa}{\partial q_j^\kappa}, \quad (51)$$

$$\underline{I}^m = \begin{bmatrix} \tilde{I}^m \\ \tilde{I}^{m+1} \\ \vdots \\ \tilde{I}^{m+n_I-1} \end{bmatrix}, \quad \tilde{I}^\kappa = \begin{bmatrix} 1_1 & & 0 \\ & \ddots & \\ 0 & & 1_{n_I} \end{bmatrix}. \quad (52)$$

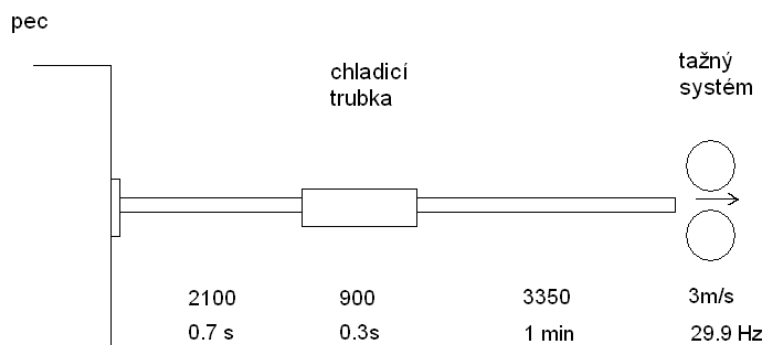
6. NÁVRH EXPERIMENTU PRO INVERZNÍ ÚLOHU

6.1. Problém

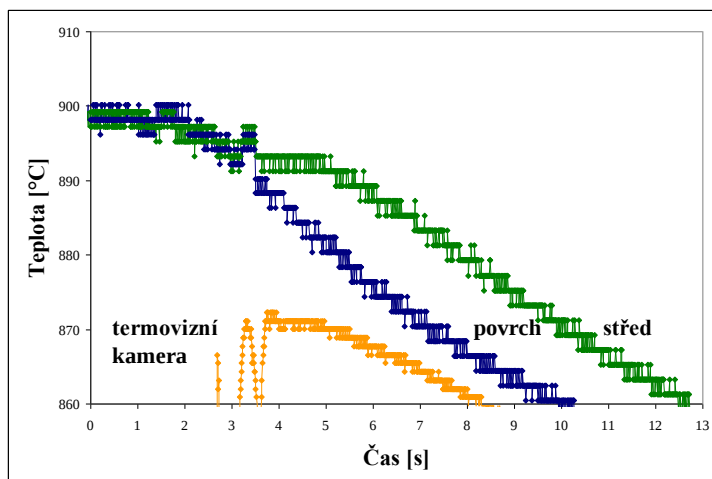
Ve výzkumném ústavu Mefos ve Švédsku byly v roce 2007 prováděny experimenty pro určení chladicí intenzity během chlazení tyčí o průměrech 22.2 a 30 mm. Experimenty byly prováděny pro firmu Ovako Bar AB, která pro chlazení tyčí během kontinuálního válcování za tepla používala chladicí trubky (Obr. 10). Tyče byly během experimentu chlazeny z teplot 900 a 1000 °C vodou tekoucí v chladicích trubkách o průměrech 50 a 75 mm o průtocích 10, 30 a 60 m³/h. Tyč byla po ručním vytažení z elektrické pece tažena strojově rychlostí 3 m/s přes chladicí trubku, z níž stříkala na tyč voda. Chlazení vodou trvalo 0.3 s, poté byla tyč chlazena na vzduchu, kde byla její teplota zaznamenávána termovizní kamerou. Schéma experimentu je znázorněno na Obr. 11. Data byla během celého experimentu snímána dvěma termočláanky typu K o průměru 3 mm každých 0.010005 s. Povrchový termočlánek byl v tyči o průměru 22.2 mm pod povrchem 3.05 mm, v tyči o průměru 30 mm pod povrchem 2.15 mm, další termočlánek byl zabudován ve středech tyčí. Ukázka měřených dat je v Obr. 12.



Obr. 10 Fotografie chladicí trubky během chlazení tyče, vpravo pohled dovnitř chladicí trubky



Obr. 11 Schéma experimentálního zařízení pro chlazení tyčí



Obr. 12 Data změřená při chlazení tyče o průměru 22.2 mm průtokem vody $10 \text{ m}^3/\text{h}$ v chladicí trubce o průměru 50 mm

Takto navržený experiment je příkladem, kdy je použití inverzní úlohy pro nalezení *HTC* na povrchu nemožné. Důvodem je kombinace velmi rychlého procesu chlazení 0.3 s se záznamem teplot rostoucích po $1.98 \text{ }^\circ\text{C}$ pro povrchový termočlánek a po $2 \text{ }^\circ\text{C}$ pro termočlánek ve středu tyče. Dále byl použit termočlánek s příliš velkým průměrem 3 mm a frekvence snímání dat 100 Hz byla vzhledem k rychlosti procesu nízká. Po dobu zkoumaného chlazení 0.3 s bylo získáno 30 hodnot teplot s chybou až $2 \text{ }^\circ\text{C}$. Protože v inverzní úloze jsou porovnávány teoreticky vypočtené teploty s naměřenými, v tomto případě chybnými, inverzní úloha zdiverguje. Divergenci úlohy lze obecně zabránit použitím velkého počtu dopředných kroků, které data vyhladí, ale to je v tomto případě nemožné. Ve výpočtu *HTC* v časovém úseku o délce 0.3 s, kterému odpovídá chlazení vodou, by byly uvažovány také teploty změřené během následného chlazení na vzduchu.

6.2. Inverzní úloha vedení tepla při velmi rychlých procesech

Je-li rychlost šíření tepla v materiálech rovna rychlosti zvuku (v oceli 6000 m/s [3]), je uvnitř tělesa ve vzdálenosti 2.15 mm od povrchu časové zpoždění tepelné vlny $4.3 \cdot 10^{-7} \text{ s}$. V případě, že je teplota zaznamenávána každou setinu sekundy, nemůže hrát takové zpoždění roli. Přesto se stává, že ve vzdálenosti 2.15 mm pod povrchem je i po časech delších než setina sekundy naměřena nulová teplotní změna. Je to dáno existencí odporu látky proti šíření tepla (tj. převrácená hodnota součinitele tepelné vodivosti), jehož důsledkem je zmenšující se velikost teplotního gradientu směrem od chlazeného povrchu. Protože senzor zabudovaný v tělese není schopen rozeznat změny, které jsou vzhledem k jeho rozlišovací schopnosti příliš malé, je změřená teplotní změna nulová. To neodpovídá skutečnosti a informace o dění na povrchu je tak degradována. Může se také stát, že rozlišovací schopnost senzoru je sice dostatečná, ale velikost změřené teplotní změny je srovnatelná s velikostí okolního šumu. Taková data jsou rovněž bezcenná.

Kvalita změřených dat se odvíjí od přesnosti a rozlišitelnosti termočlánku, od jeho vzdálenosti od povrchu, od velikosti vyhodnocovaného časového úseku chlazení a od velikosti šumu. Údaje nutné ke správnému naplánování experimentu je možné (ze znalosti rozlišitelnosti zařízení ke snímání dat) odhadnout použitím rovnice, která udává změnu teploty ve vzdálenosti x od středu [65] nekonečně rozlehlé desky o tloušťce $2l$:

$$\frac{T(x,t)-T_{\infty}}{T^0-T_{\infty}} = \sum_{\kappa=1}^{\infty} \frac{4 \sin \zeta_{\kappa}}{2 \zeta_{\kappa} + \sin(2 \zeta_{\kappa})} \cdot \exp\left(\frac{-\zeta_{\kappa}^2 \cdot a \cdot t}{l^2}\right) \cos(\zeta_{\kappa} \cdot x), \quad (53)$$

kde diskrétní hodnoty ζ_{κ} jsou pozitivní kořeny rovnice $\zeta_{\kappa} \cdot \operatorname{tg} \zeta_{\kappa} = \frac{HTC \cdot l}{k}$.

Jde o analytické řešení rovnice vedení tepla nekonečně rozměrnou deskou, kterou se teplo šíří pouze ve směru její tloušťky. Ze vzorce (53) můžeme pro určitá HTC spočítat teplotní změnu v místě termočlánku po určitém čase. Ze vzorce byla podle [65] za předpokladu $HTC=10000 \text{ W/m}^2\text{K}$ ve vzdálenosti 2 mm od povrchu po čase 0.035 s vypočtena teplotní změna 0.01 °C. Pro $HTC=1000 \text{ W/m}^2\text{K}$ byla stejná změna na stejném místě naměřena po 0.05 s, pro $HTC=100 \text{ W/m}^2\text{K}$ po 0.075 s. Pro porovnání teplotní změna 0.25 °C nastane ve stejném místě pro $HTC=10000 \text{ W/m}^2\text{K}$ za 0.06 s, pro $HTC=1000 \text{ W/m}^2\text{K}$ za 0.1 s a pro $HTC=100 \text{ W/m}^2\text{K}$ za 0.18 s.

Inverzní úlohu nelze použít v případě nekvalitních vstupních dat. Výsledný součinitel přestupu tepla HTC však závisí také na parametrech úlohy jako je volba velikosti časového a prostorového kroku a počtu dopředných časových kroků. Čím menší časový a prostorový krok, tím jsou chyby výpočtu menší, ale zvětšuje se jeho časová náročnost. Počet dopředných časových kroků je třeba zvolit tak, aby termočlánek v dopředném čase naměřil nějakou teplotní změnu. Z dopředného času a frekvence se určí počet dopředných kroků, čím je vyšší, tím více se vyhladí výsledná data. Příliš velký počet dopředných kroků vede ke ztrátě informace v jednotlivých časových krocích, příliš malý počet dopředných kroků způsobí kopírování šumu v měření, a inverzní úloha může zdivergovat.

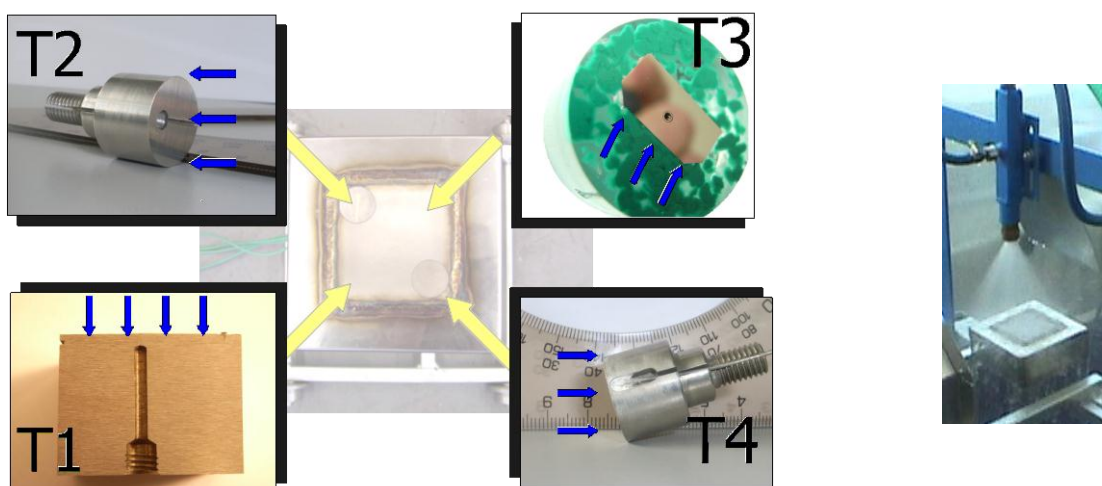
Nyní je možné odpovědět na otázku, jak měl být navržen experiment popsáný v Kapitole 6.1. Za předpokladu, že výsledný HTC je vyšší než $1000 \text{ W/m}^2\text{K}$ a měření je zatíženo chybou maximálně 0.25 °C, měla by být teplota uvnitř tělesa měřena nanejvýš 2.5 mm od chlazeného povrchu. Pokud by HTC bylo vyšší než $100 \text{ W/m}^2\text{K}$, doporučená nejdelší vzdálenost měřicího místa od povrchu by byla 1.7 mm. Dopředný čas v inverzní úloze by měl být kratší než 0.3 s a frekvence záznamu co nejvyšší.

6.3. Inverzní úloha v mikroskopických měřících

Jsou-li dva vodiče z různých kovů na jednom konci spojeny a má-li tento spoj jinou teplotu než jejich volné konce, lze na volných koncích naměřit termoelektrické napětí. Tento jev je jedním z termoelektrických jevů, při nichž dochází k přeměně tepelné energie na elektrickou nebo obráceně, a je označován jako jev Seebeckův. Protože vztah mezi napětím a teplotním rozdílem je možné pro dané

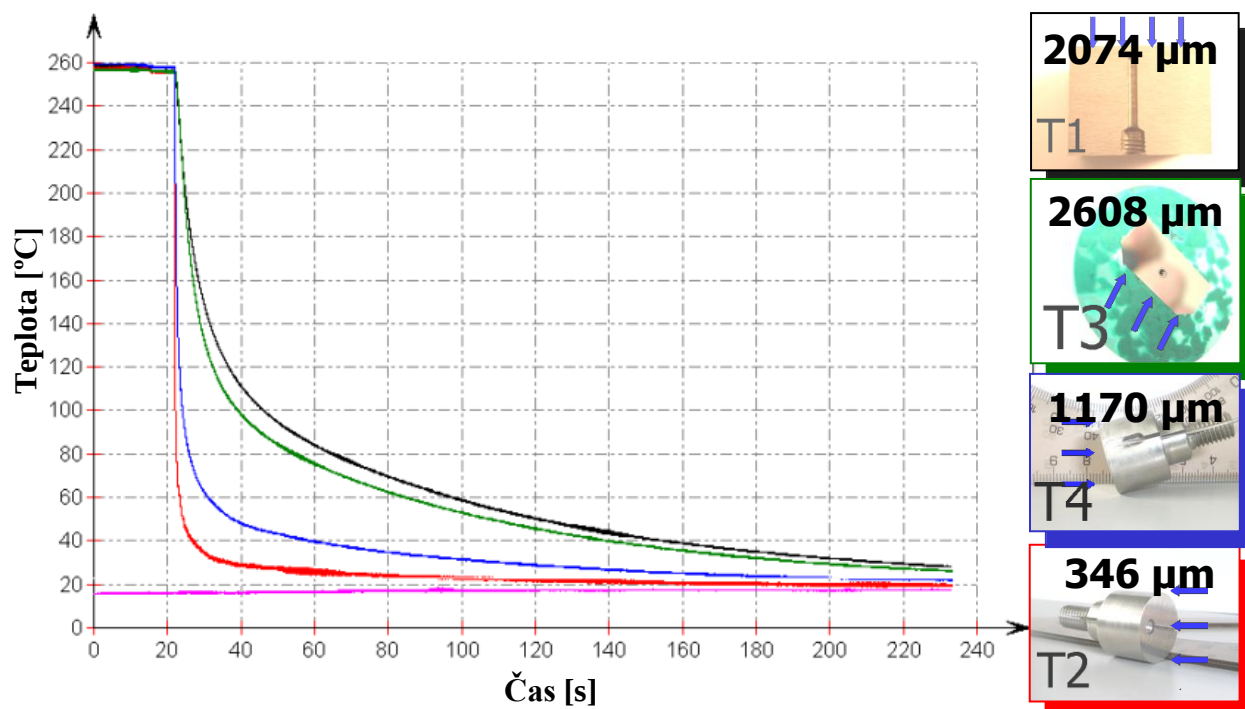
kovy určit, lze Seebeckův jev využít k měření teploty pomocí tzv. termočlánků. Termočlánek se skládá ze dvou drátů z různých materiálů, jejichž jeden spoj se nachází v místě s neznámou teplotou. Tato teplota se vypočte z teploty druhých dvou konců a termoelektrického napětí naměřeného mezi nimi voltmetrem. Materiály vodičů v průmyslově vyráběných termočláncích jsou dány normou, a to tak, aby naměřené termoelektrické napětí mělo vzhledem k oblasti použití vhodné vlastnosti (velikost, závislost na teplotě, vlivy prostředí). Např. termočlánek typu K se skládá z jednoho vodiče z chromelu (90% Ni, 10% Cr) a druhého z alumelu (95% Ni, 2% Mn, 2% Al, 1% Si), a je určen pro měření teplot v rozsahu -200 až 1200 °C.

V Laboratoři přenosu tepla a proudění byly zkoumány 4 druhy termočlánků zabudovaných různým způsobem do ocelové desky (Obr. 13). Ocelová deska s termočlánekem byla z počáteční teploty 250 °C chlazena kuželovou tryskou s úhlem rozstříku 60°. Tryska byla umístěna ve vzdálenosti 150 mm nad povrchem desky a její osa byla k povrchu kolmá.

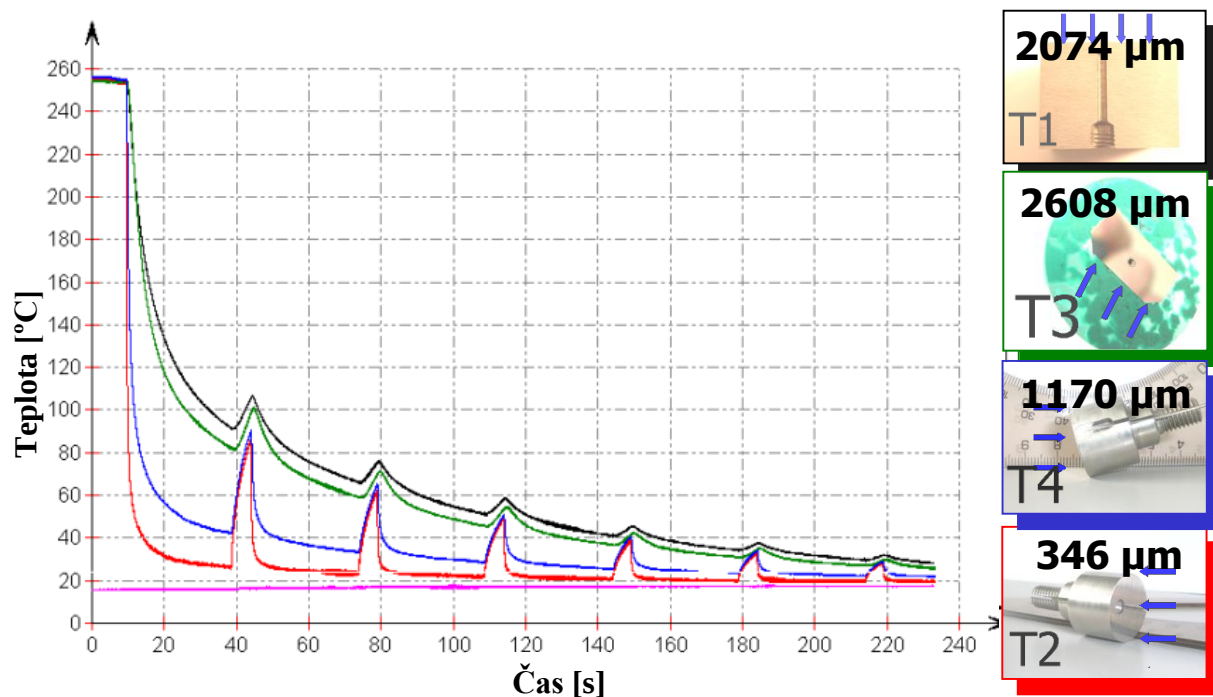


Obr. 13 Zabudování testovaných termočlánků a vpravo tryska použitá pro chlazení

První termočlánek T1 (Obr. 13) typu K o průměru 1.5 mm byl v předvrtané díře přitlačován kolmo k chlazenému povrchu pružinou. Vzdálenost termočláunku od povrchu byla 2074 μm . Termočlánek T2 (Obr. 13) byl nejprve zapájen do ocelového válečku (dále senzoru) a s ním vložen do ocelové desky tak, že osa termočláunku byla rovnoběžná s chlazeným povrchem. Průměr termočláunku byl 0.5 mm a jeho vzdálenost od povrchu 346 μm . Termočlánek T3 (Obr. 13) o průměru 1.5 mm byl zabudován přímo do ocelové desky rovnoběžně k jejímu povrchu ve vzdálenosti 2608 μm . Termočlánek T4 (Obr. 13) o průměru 1 mm byl zalepen tmelem do senzoru rovnoběžně k jeho povrchu ve vzdálenosti 1170 μm a poté vložen do testované desky.



Obr. 14 Graf teploty v závislosti na době trvání experimentu s chlazením vodou o tlaku 5 bar pro 4 druhy termočlánků



Obr. 15 Graf teploty v závislosti na době trvání experimentu s chlazením vodou o tlaku 5 bar pro 4 druhy termočlánků; po každých 30ti sekundách bylo chlazení na 5 s přerušeno

Reakce jednotlivých termočlánků na teplotní změny jsou patrné z Obr. 14 a Obr. 15. Odezva termočlánku T1 byla ze všech porovnávaných nejpomalejší a T2 nejrychlejší. Z výsledků je zřejmé, že není vhodné termočlánek zabudovávat kolmo k izotermám. Bude-li termočlánek umístěn k izotermám

rovnoběžně, co nejblíže povrchu, a bude-li průměr termočlánu co nejmenší, bude měřením dosaženo přesnějších výsledků než v opačných případech. Přitom se ve zkoumaném rozsahu těchto parametrů ukazuje, že největší vliv na nepřesnosti měření má poloha termočlánu vzhledem k izotermám, poté vzdálenost od povrchu a až pak průměr termočlánu.

Měření teploty termočlánkem je jeho geometrií, umístěním a materiálovými charakteristikami významně ovlivněno. Tyto parametry musí být uvažovány také při řešení inverzní úlohy vedení tepla, do níž změřené teploty vstupují. Nepřesnosti jsou pak částečně eliminovány, ne však odstraněny. Je-li experiment nevhodně navržen, jsou změřená data natolik degradována, že již není možné je smysluplně vyhodnotit.

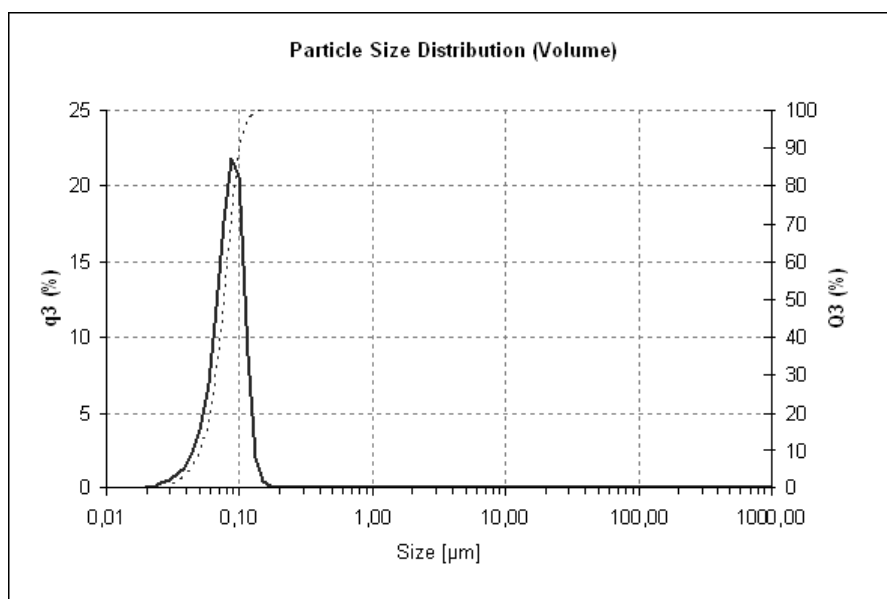
7. EXPERIMENTÁLNÍ ČÁST

7.1. Chladicí intenzita při ostříku nanokapalinami

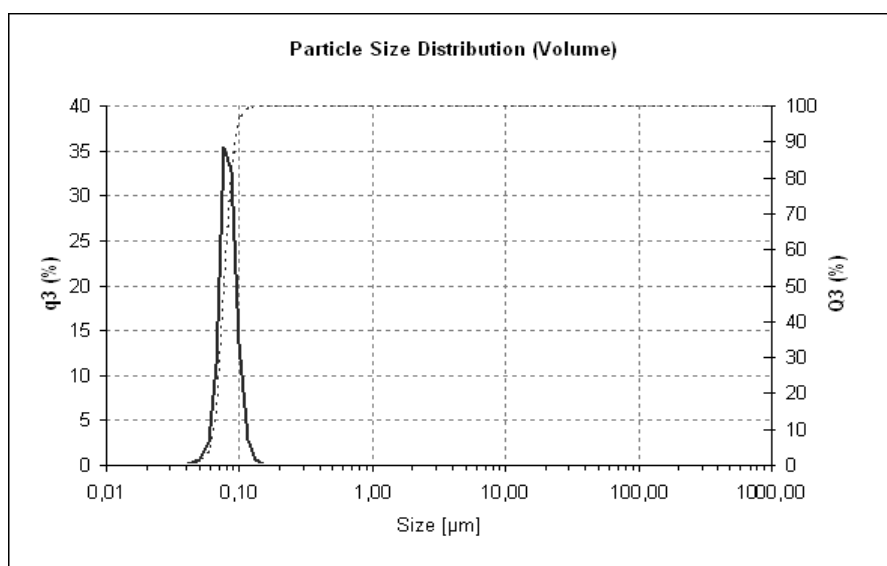
Zásadní otázkou ohledně nanokapalin je, zda by bylo možné jimi nahradit dosud nejrozšířenější a osvědčená chladiva vodu a vzduch nejen v mikroelektronice. Protože ale voda a vzduch mají značné výhody, jsou relativně laciné, snadno dostupné, ekologické a nenáročné na údržbu, musely by nanokapaliny vykazovat poměrně velké zlepšení chladicích účinků, nebo být použitelné v případech, kde dosud používaná chladiva selhávají. Zaměříme-li se na chladicí intenzitu nanokapalin při ostříku, zjistíme, že publikací na toto téma existuje jen velmi málo a ve svých závěrech se rozcházejí. Právě určení chladicí intenzity při ostříku je předmětem experimentální části práce. Chladicí intenzita nanokapalin je vypočítána na základě měření užitím inverzní úlohy vedení tepla s ohledem na všechny poznatky uvedené v teoretické části práce a porovnána s chladicí intenzitou vody. Inverzní úloha vedení tepla byla naprogramována v programovacím prostředí Borland Delphi 7 pro Microsoft Windows, založeném na programovacím jazyku Object Pascal.

7.1.1. Testované nanokapaliny

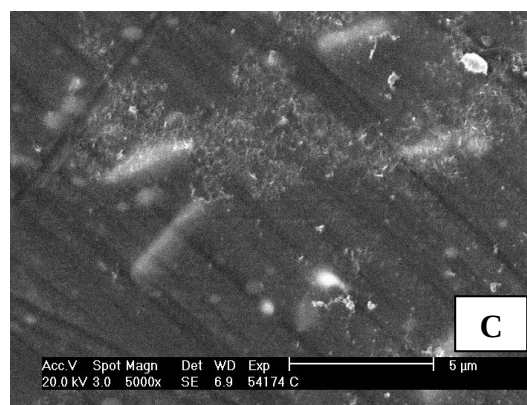
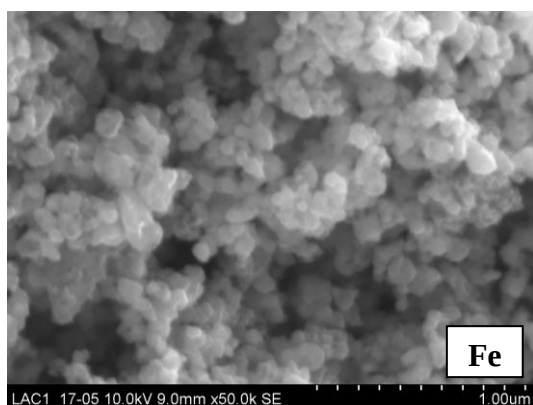
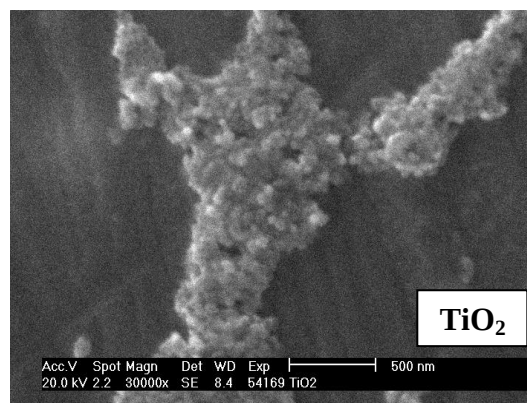
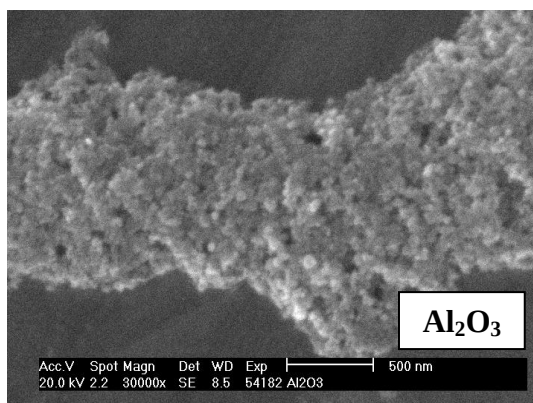
Nanokapaliny s nanočásticemi Al_2O_3 a TiO_2 byly vyrobeny o koncentraci 40 hm.% (± 1 hm.%) německou firmou Evonik Degussa. Nanokapalina s Fe o koncentraci 40 hm.% byla poskytnuta prof. Miroslavem Mašlánem z Palackého university v Olomouci a nanokapalina s uhlíkovými nanovlákný MWNT byla vyrobena o koncentraci 1 hm.% (0.5-1.5 hm.%) belgickou společností Nanocyl S.A. Nanokapalina s nanočásticemi Al_2O_3 je bílá bez zápachu. Nanočástice Al_2O_3 jsou kulového tvaru o velikosti 78 nm (Obr. 16). Pro stabilizaci nanokapaliny byla přidána směs kyseliny citronové a Na_2HPO_4 . Viskozita je podle výrobce menší nebo rovna 2000 mPa·s, hustota 1380 kg/m³, pH 6-9 a teplota varu 100 °C. Obvykle se používá jako přísada do barev a nátěrů proti usazování a ke kontrole jejich reologických vlastností. Nanokapalina s TiO_2 nanočásticemi je rovněž bílá bez zápachu. Velikost kulových nanočástic je v průměru 82 nm (Obr. 17). Jako stabilizátor byla použita kyselina citronová a 2-amino-2-metyl-1-propanol. Viskozita je podle výrobce menší než 1000 mPa·s, hustota 1410 kg/m³, pH je 5-7. Je používána jako nosič katalyzátoru nebo fotokatalyzátor. Nanočástice Fe jsou kulového tvaru o velikosti 80 nm v průměru, nanokapalina jako jediná neobsahuje žádný stabilizátor. Uhlíková nanovlákná mají délku 1.3 μm a průměr 9 nm (Obr. 18). Nanokapalina s uhlíkovými nanovlákný obsahuje nespecifikovaný stabilizátor o koncentraci 0.1-3 hm.%. Hustota je 1000 kg/m³ při 20 °C podle výrobce, pH 7-11, bod varu 100 °C. Obvykle je používána jako přísada do antistatických povlaků a transparentních filmů.



Obr. 16 Rozložení velikosti nanočástic Al_2O_3 v nanokapalině podle firmy Evonik Degussa, $d_{50}(\text{Al}_2\text{O}_3)=78 \text{ nm}$



Obr. 17 Rozložení velikosti nanočástic TiO_2 v nanokapalině podle firmy Evonik Degussa, $d_{50}(\text{TiO}_2)=82 \text{ nm}$



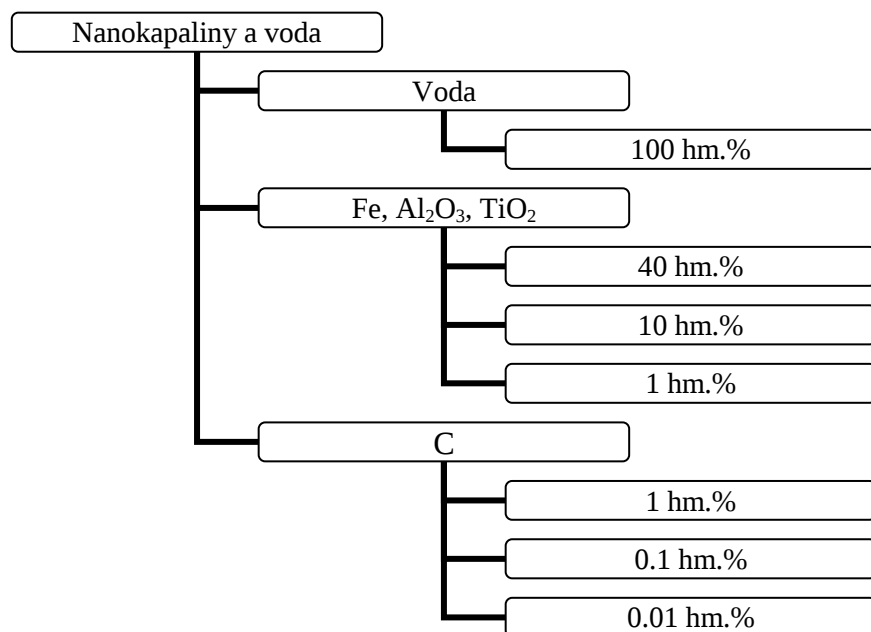
Obr. 18 Fotografie nanočástic; uhlíková nanovlákna jsou na fotografii patrná jako podlouhlé útvary s nepříliš zřetelnými hranicemi; fotografie Fe nanočástic byla pořízena Palackého univerzitou v Olomouci, ostatní na FSI VUT v Brně

7.1.2. Experimentální plán

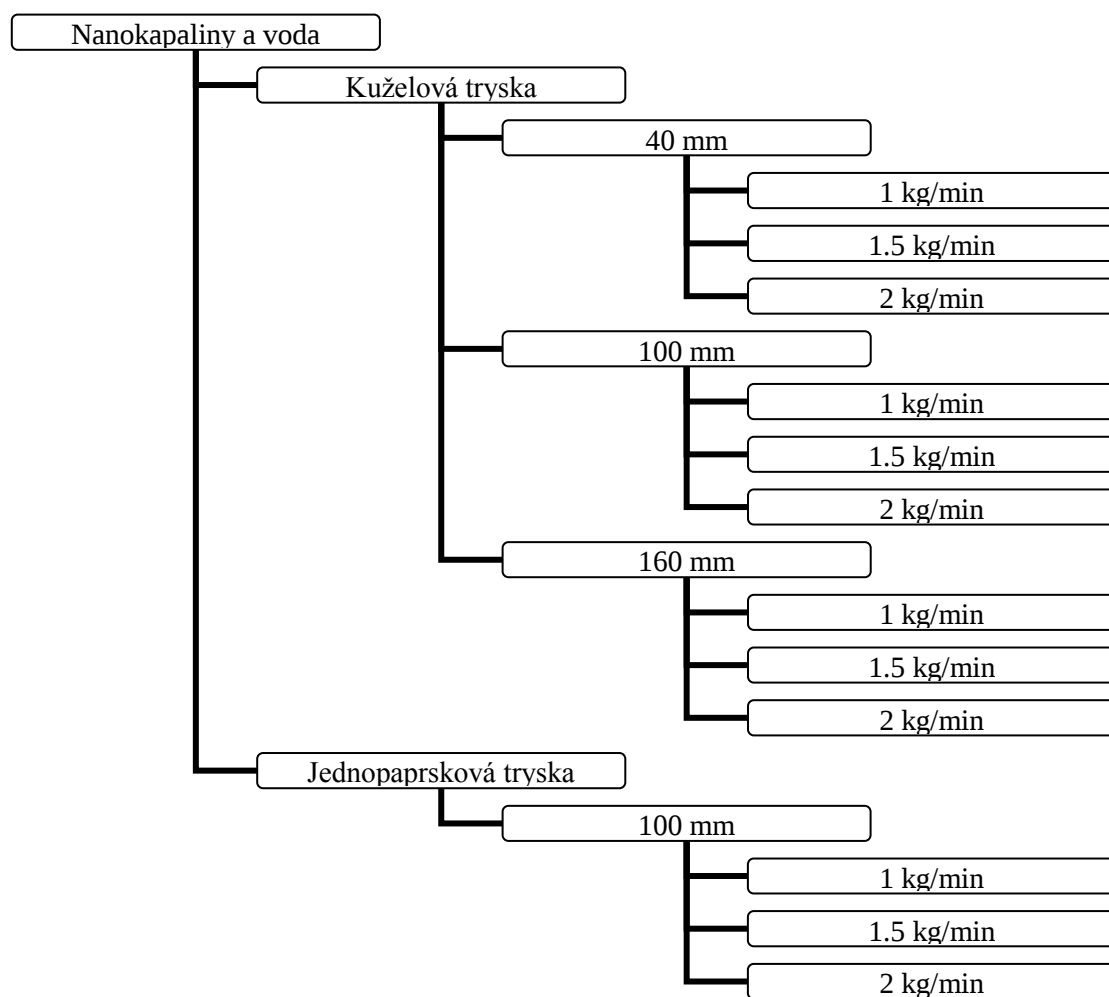
Experimentální plán byl sestaven tak, aby byla měřením získána informace o vlivu druhu nanočástic a jejich koncentrace ve vodě na intenzitu chlazení. Nanokapaliny vybrané ke zkoumání obsahovaly Fe, Al_2O_3 , TiO_2 o hmotnostních koncentracích 1 hm.%, 10 hm.% a 40 hm.%, nebo vícevrstvá uhlíková nanovlákna o koncentracích 0.01 hm.%, 0.1 hm.% a 1 hm.%. Přehled použitých nanokapalin je ve schématu na Obr. 19. Navíc bylo sledováno, zda vliv nanočástic na chladicí intenzitu bude stejný, budou-li se měnit některé další experimentální podmínky jako tvar paprsku daný typem použité trysky, vzdálenost ostříku a průtok. Kuželová tryska Lechler 460.443.17 (Obr. 25) s úhlem rozstříku 45° byla umístěna ve vzdálenostech 40, 100 a 160 mm od povrchu a během experimentu byla vůči chlazené ploše v klidu stejně jako jednopaprsková tryska Lechler 544.400.17 (Obr. 26) umístěná pouze v jedné testované vzdálenosti 100 mm od povrchu. Průtoky kapalin 1 kg/min, 1.5 kg/min a 2 kg/min se během experimentu neměnily stejně jako ostatní experimentální podmínky. Experimentální podmínky pro nanokapaliny jsou pro přehlednost shrnuty v Obr. 20.

Podle experimentálního plánu byla jako první měřena voda, dále nanokapaliny s oxidy železa, uhlíkovými nanovláknami, Al_2O_3 , TiO_2 . Experimenty byly pro zajímavost provedeny také s vodou s některými dalšími látkami, s kuchyňskou solí, tekutým mýdlem a kapalinou do chladičů motorových

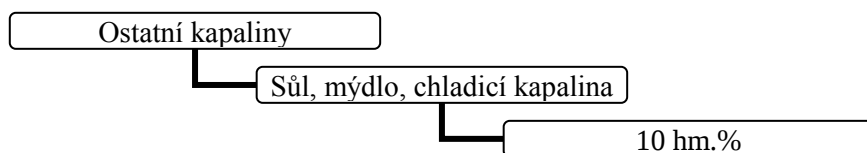
vozidel, jejichž koncentrace je pro úplnost uvedena v Obr. 21 a experimentální podmínky v Obr. 22. Na závěr experimentálního plánu byly opakovány experimenty s vodou.



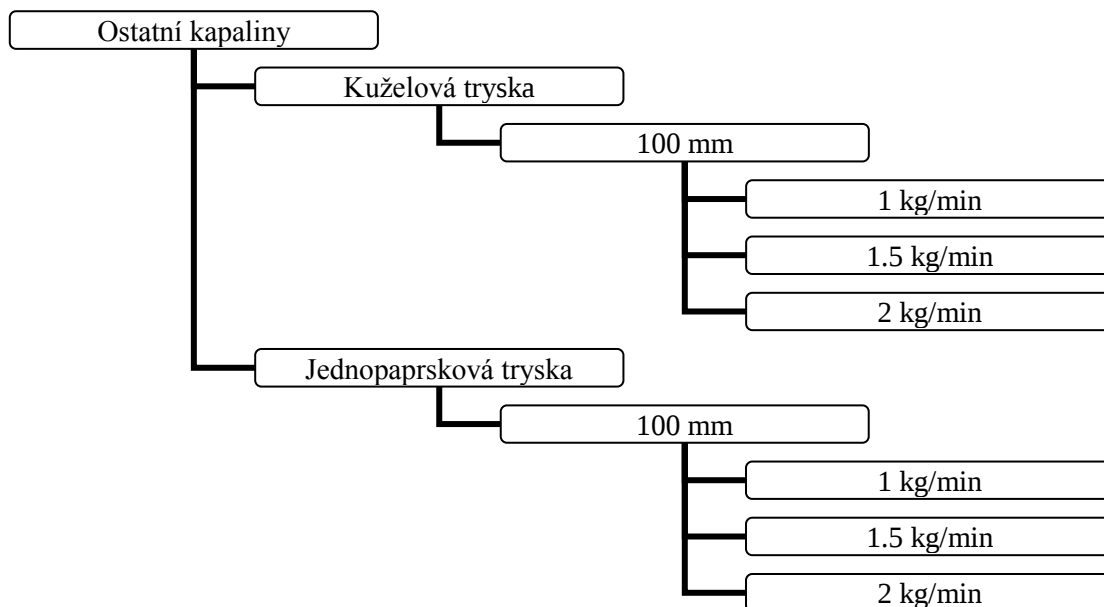
Obr. 19 Koncentrace nanočástic v testovaných nanokapalinách



Obr. 20 Experimentální plán pro nanokapaliny a vodu



Obr. 21 Koncentrace ostatních testovaných látek



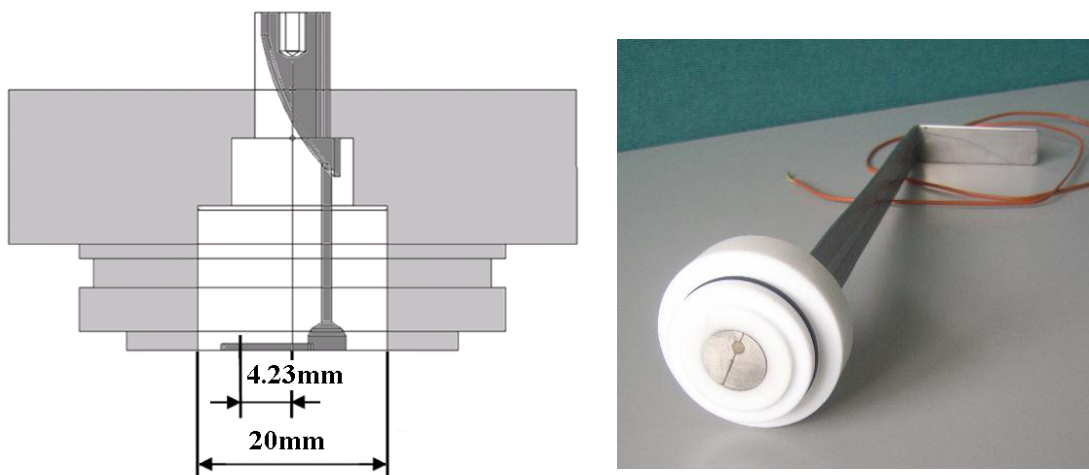
Obr. 22 Experimentální plán pro další aditiva ve vodě

7.1.3. Experimentální vybavení

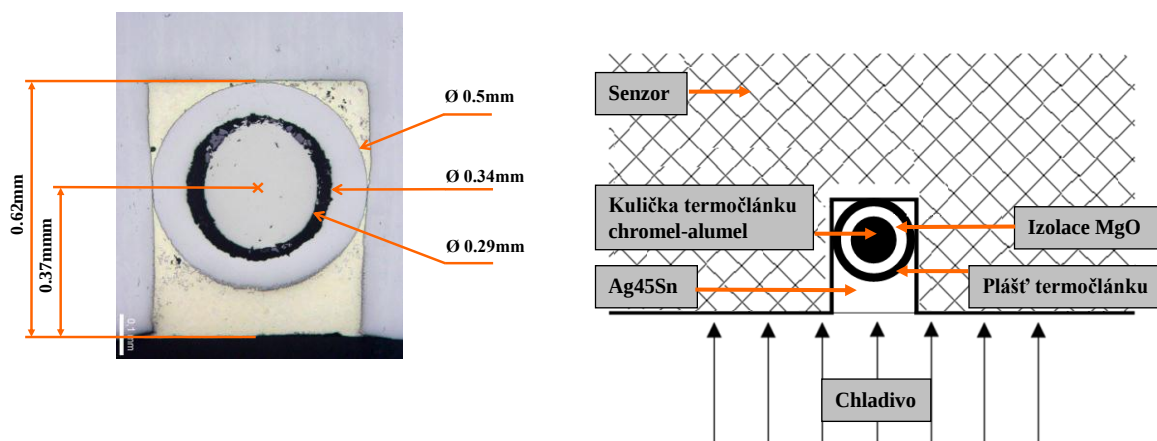
7.1.3.1. Chlazený senzor

Chlazený senzor měl tvar válce o průměru 20 mm. Byl vyroben z austenitické oceli 314 AISI a zabudován do teflonu (Obr. 23) tak, aby všechny povrchy kromě testovaného byly během experimentu chráněny proti přestupu tepla. Do senzoru byl stříbrnou pájkou Ag45Sn (Ag 45%, Cu 27%, Zn 25%, Sn 3% s pracovní teplotou 640-680 °C) zapájen plášťový neuzemněný termočlánek typu K o průměru 0.5 mm (viz. Příloha D) rovnoběžně k chlazenému povrchu ve vzdálenosti 0.37 mm (Obr. 24). Přesné místo měření, které je dáno polohou kuličky termočlánu (Obr. 23), je 4.23 mm od středu senzoru. Termočlánek byl během měření spojen s data loggerem, mobilním zařízením pro záznam dat. Data byla během experimentu ukládána jako napětí v mV a přepočítána na teploty. Frekvence snímání dat byla nastavena na hodnotu 333 Hz.

Před provedením experimentů byla také určena střední aritmetická úchylka profilu chlazeného povrchu senzoru $R_a=0.577 \mu\text{m}$. Pro porovnání byla drsnost změřena i po provedení experimentů, během kterých byl však povrch čištěn, její hodnota byla $R_a=0.434 \mu\text{m}$.



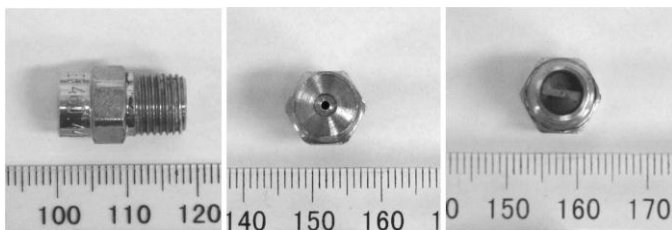
Obr. 23 Nákres chlazeného senzoru (bíle) v teflonu (světle šedě), tmavě šedě je zakreslen otvor pro vložení termočlánku, ocelový senzor byl k teflonu přišroubován maticí na opačné straně chlazené části senzoru; vpravo fotografie



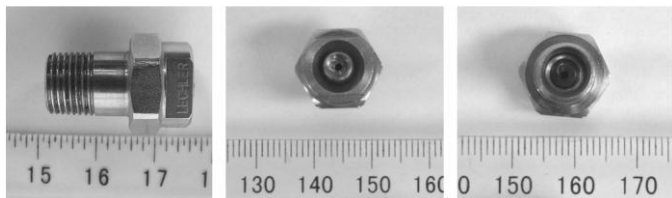
Obr. 24 Geometrie a složení termočlánku v řezu

7.1.3.2. Trysky

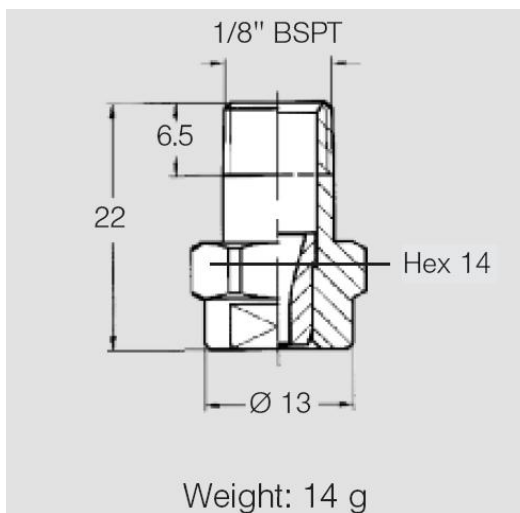
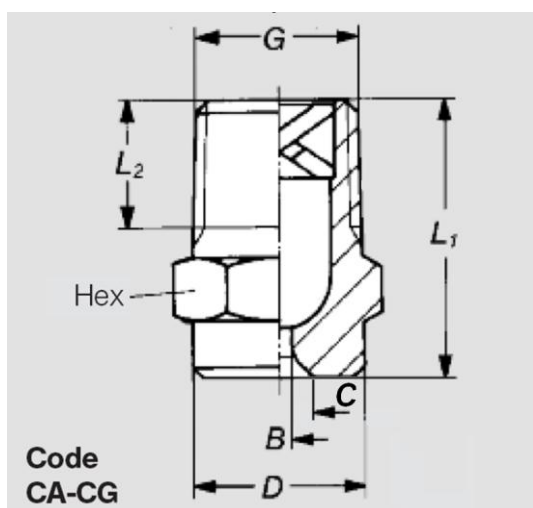
Senzor byl chlazen proudem kapaliny z kuželové nebo jednopaprskové trysky. Fotografie trysek jsou na Obr. 25 a Obr. 26, schémata na Obr. 27. Proud vycházející z kuželové trysky má tvar kužele s vrcholovým úhlem 45° (Obr. 28), který je v trysce vytvářen vírníkem. Svazek chladiva vycházející z jednopaprskové trysky má tvar válce a téměř nemění svůj průměr. V případě kuželové trysky je vhodné určit množství kapaliny dopadající na povrch v $[\text{kg}/\text{m}^2\text{s}]$, které závisí na ostříkové vzdálenosti a průtoku. V případě jednopaprskové trysky je množství dopadající kapaliny vyjádřeno v $[\text{kg}/\text{s}]$. Množství dopadající kapaliny v Tab. 1 bylo určeno teoreticky z tvaru proudu vycházejícího z trysky, ostříkové vzdálenosti a průtoku.



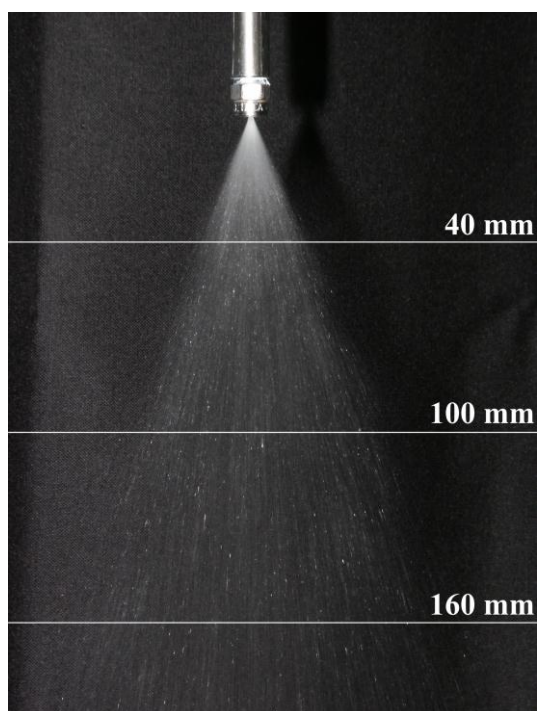
Obr. 25 Fotografie kuželové trysky, pohled z boku, výstup kapaliny, vstup kapaliny - vírník



Obr. 26 Fotografie jednopaprskové trysky; pohled z boku, výstup kapaliny, vstup kapaliny



Obr. 27 Vlevo schéma kuželové trysky Lechler 460.443.17 podle katalogu Lechler, GmbH.; průměr výstupu z trysky $B=1.20$ mm, $C=3.2$ mm; nejúžší průměr uvnitř trysky dosahuje hodnoty 1.15 mm a nachází se ve vírniku v horní části trysky; vpravo schéma jednopaprskové trysky Lechler 544.400.17 podle katalogu Lechler, GmbH., průměr výstupu z trysky je 1.30 mm

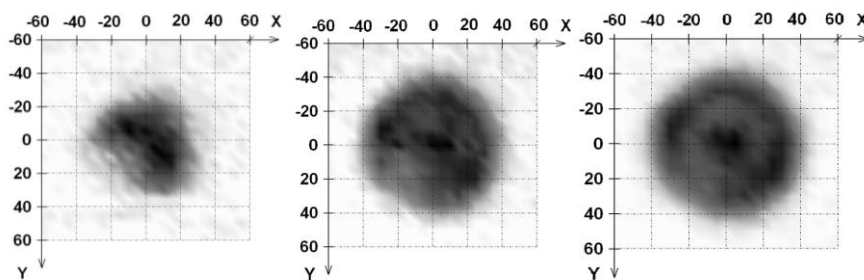


Obr. 28 Proud vody vytvořený kuželovou tryskou, tlak vody na výstupu $6.5 \cdot 10^5$ Pa (odpovídá průtoku 2 kg/min), bílé přímky označují ostříkové vzdálenosti

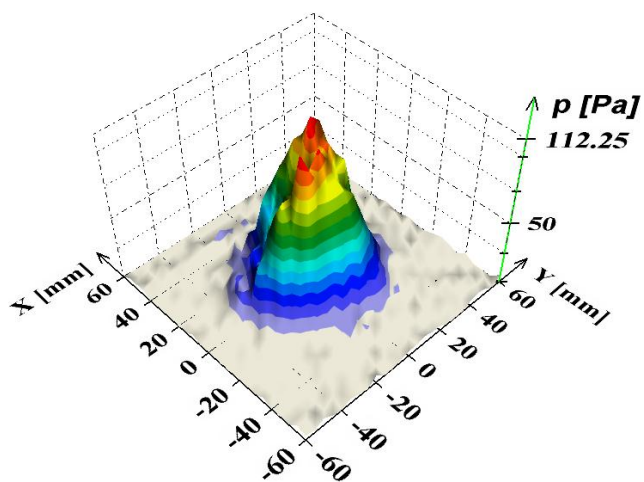
Tab. 1 Množství dopadající kapaliny

Tryska	Vzdálenost	Poloměr dopadové stopy	Průtok	Množství dopadající kapaliny
Kuželová	mm	mm	kg/min	kg/m ² s
	40	16.57	1	19.3
			1.5	29
			2	38.7
	100	41.42	1	3.1
			1.5	4.6
			2	6.2
	160	66.27	1	1.2
			1.5	1.8
			2	2.4
Jednopaprsková	mm	mm	kg/min	kg/s
	100	0.65	1	0.017
			1.5	0.025
			2	0.033

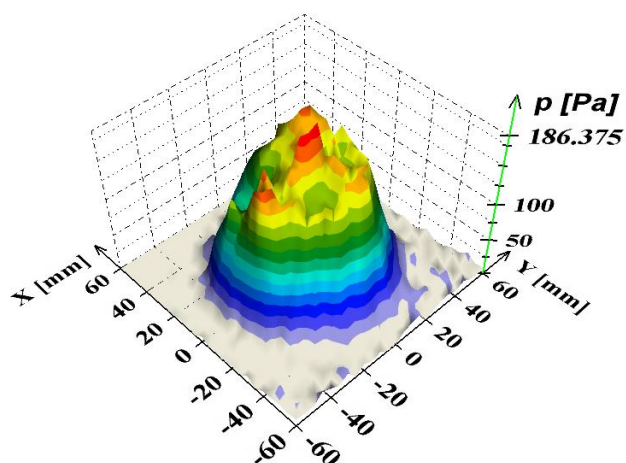
Pro zjištění skutečného tvaru paprsku a impaktních tlaků na chlazený povrch byl proveden experiment. Testována byla pouze kuželová tryska, ze které na ocelovou desku se zabudovaným tlakovým čidlem dopadala voda o výstupních tlacích $1.1 \cdot 10^5$ Pa (≈ 1 kg/min), $3.2 \cdot 10^5$ Pa (≈ 1.5 kg/min) a $6.5 \cdot 10^5$ Pa (≈ 2 kg/min) ze vzdálenosti 100 mm. Deska s tlakovým čidlem se pod tryškou pohybovala. Během pohybu byla skenována dopadová plocha pod tryškou. Výsledkem experimentů je velikost dopadové stopy (Obr. 29) a tlakové pole v ní, které je vykresleno v trojrozměrném prostoru (Obr. 30, Obr. 31, Obr. 32). Z výpočtu (Tab. 1) je po zaokrouhlení na setiny milimetru poloměr dopadové stopy kuželové tryšky ve vzdálenosti 100 mm 41.42 mm. Z měření pomocí tlakového čidla se ukázalo, že poloměr dopadové stopy neodpovídá teoretickým předpokladům pro průtok 1 kg/min. Průtok byl v tomto případě příliš malý na to, aby se pomocí vírníku tryšky kuželový proud vody plně vyvinul, tzn. množství dopadající kapaliny je pro tento případ ve skutečnosti větší, než bylo předpokládáno. Pro ostatní průtoky teoretická hodnota poloměru dopadové stopy 41.42 mm dostatečně souhlasí se změřenými hodnotami (Obr. 29).



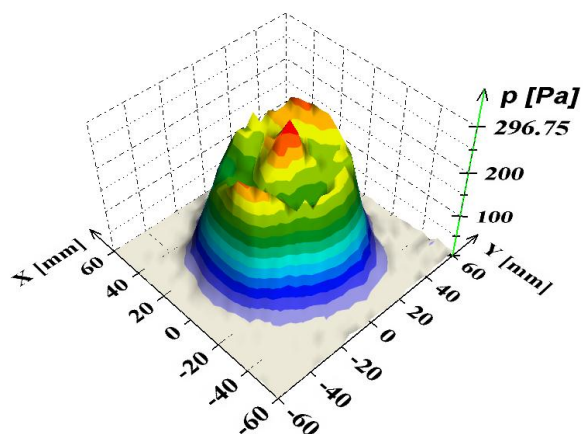
Obr. 29 Tlak vody na povrch během ostříku kuželovou tryškou vzdálenou od povrchu 100 mm, zleva doprava obrázky reprezentují průtoky 1 kg/min, 1.5 kg/min, 2 kg/min; jednotky na osách jsou mm; čím tmavší barva, tím vyšší tlak vody



Obr. 30 Experimentálně určený tlak vody na povrch při ostříku kuželovou tryskou ze vzdálenosti 100 mm, výstupní tlak vody byl $1.1 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ (průtok $\approx 1 \text{ kg/min}$)



Obr. 31 Experimentálně určený tlak vody na povrch při ostříku kuželovou tryskou ze vzdálenosti 100 mm, výstupní tlak vody byl $3.2 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ (průtok $\approx 1.5 \text{ kg/min}$)



Obr. 32 Experimentálně určený tlak vody na povrch při ostříku kuželovou tryskou ze vzdálenosti 100 mm, výstupní tlak vody byl $6.5 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ (průtok $\approx 2 \text{ kg/min}$)

Rychlosti kapaliny na výstupu z trysek byly určeny z průměru otvoru trysky a průtoků a jsou uvedeny v Tab. 2 pro kuželovou trysku a v Tab. 3 pro jednopaprskovou trysku.

Tab. 2 Rychlost vody vycházející z kuželové trysky v m/s

Průtok [kg/min]	1	1.5	2
Rychlost [m/s]	14.75	22.13	29.50

Tab. 3 Rychlost vody vycházející z jednopaprskové trysky v m/s

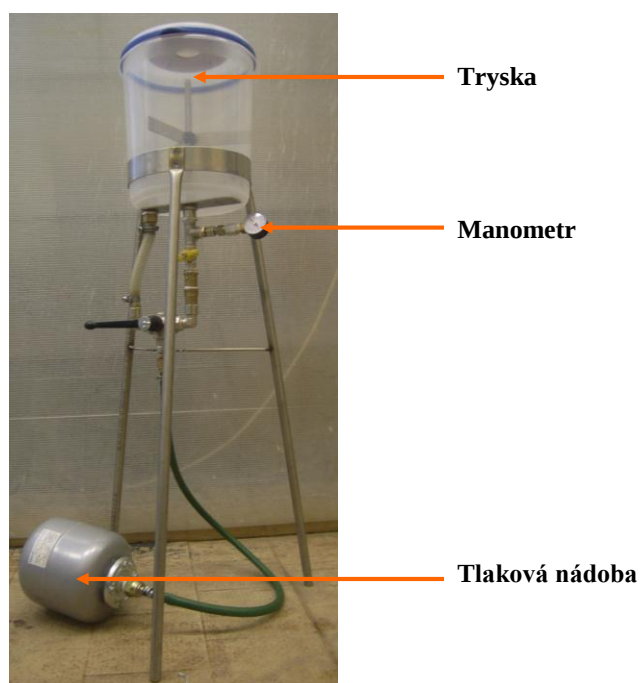
Průtok [kg/min]	1	1.5	2
Rychlost [m/s]	12.57	18.85	25.14

7.1.4. Popis experimentu

Ocelový senzor zabudovaný do teflonu byl zahřát na teplotu 190 °C elektrickou pískou (Obr. 33) a držen na teplotě po dobu 15 minut. Poté byl vložen do experimentálního zařízení (Obr. 34) zkoumaným povrchem dolů. Pod vzorkem byla umístěná tryska. Před experimentem byla testovaná kapalina uložena v tlakové nádobě s membránou, která v ní oddělovala kapalinu a tlakující plyn, dusík. Tlak dusíku byl použit jako hnací síla pro kapalinu, čerpán byl do tlakové nádoby z kontejneru s manometrem (Obr. 33) a jeho tlak byl udržován na konstantní hodnotě. Po vložení ocelového vzorku do experimentálního zařízení, byl otevřen kohout před tryskou. Testovaná kapalina se tak dostala z tlakové nádoby přes hadici do trysky a na horký povrch vzorku stříkala daným stálým průtokem. Během ostříku byla kapalina zachytávána v experimentálním zařízení (Obr. 34) a na konci experimentu byla přemístěna opět do tlakové nádoby. Měření trvalo desítky sekund, povrch vzorku se za tu dobu zchladil na teplotu asi 30 °C. Kromě teploty v místě termočlánku 0.37 mm pod povrchem senzoru byla v průběhu experimentu snímána také teplota chladiva a teplota okolního vzduchu. Teplota chladiva byla měřena termočlánkem typu K o průměru 1 mm umístěným v hadici s chladivem. Data byla zaznamenávána do data loggeru, po měření byla stažena do počítače a dále vyhodnocena inverzní úlohou naprogramovanou v Borland Delphi 7. Výstupem z programu byl součinitel přestupu tepla, fyzikální veličina charakterizující chladicí intenzitu.



Obr. 33 Experimentální vybavení

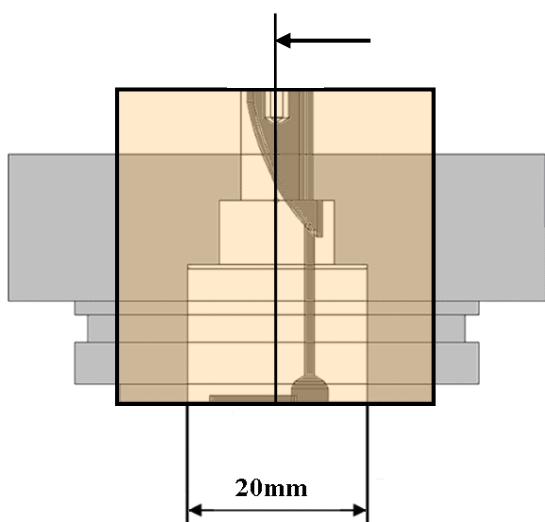


Obr. 34 Experimentální zařízení

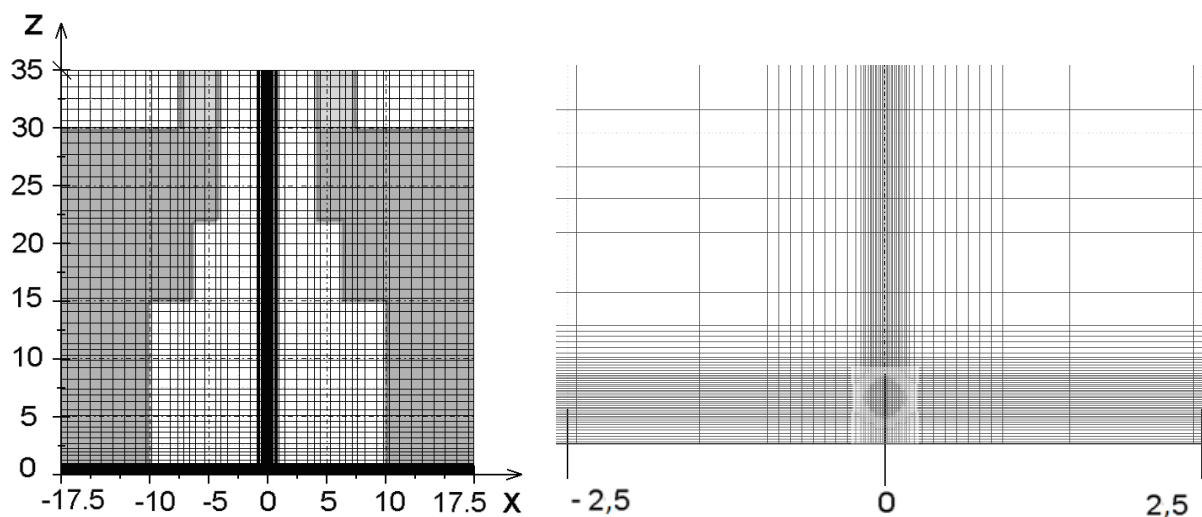
7.1.5. Model

Předmětem modelování je chlazený senzor a charakter jeho chlazení. Dále bude uvažován senzor s částí teflonu, s maticí a okolním vzduchem, barevně vyznačený v Obr. 35, a tato modelovaná část bude dále označována jako vzorek. Teplotní pole vzorku je řešeno ve dvou dimenzích z důvodu velmi malé rychlosti výpočtu v trojrozměrném prostoru. Vzorek je válcového tvaru a v prostoru je osově souměrný s osou vedoucí středem senzoru. Tvar proudu kapaliny dopadající na povrch je osově souměrný podle stejné osy. Z toho důvodu se jeví jako vhodné použít pro popis vzorku cylindrické souřadnice. Symetrie je však narušena termočlánkem zabudovaným rovnoběžně s povrchem vzorku. V případě volby cylindrického systému by vzorek byl popsán přesně bez uvažování termočlánku. Oproti tomu popis v kartézském souřadném systému zdeformuje vzorek, termočlánek však nebude zredukován. Z úvahy, že místo měření má větší důležitost než odchylky ve vzdálenějších místech, byl zvolen kartézský souřadný systém. Pokrytí vzorku elementy v kartézském souřadném systému o dvou souřadnicích je načrtnuto v Obr. 36. Porovnání modelu termočlánku a termočlánku vyfoceného pod mikroskopem v řezu umožňuje Obr. 37.

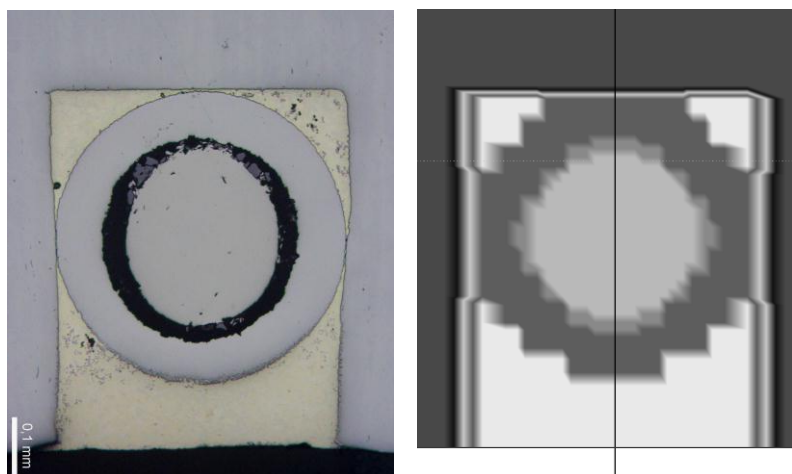
Jak již bylo řečeno, předmětem modelování byl také charakter chlazení. Za předpokladu, že intenzita chlazení se mění pouze v průběhu experimentu, tzn. s časem, a nezávisí na poloze na povrchu vzorku (Obr. 35), je použita jednorozměrná inverzní úloha, tzn. vypočtený součinitel přestupu tepla je pouze funkcí času nikoli souřadnice.



Obr. 35 Část senzoru uvažovaná ve výpočtovém modelu je ohraničená obdélníkem; řez vyznačený v obrázku je nakreslený v Obr. 36



Obr. 36 Síť pokrývající chlazený vzorek; vzorek byl nejprve pokryt čtverci o straně 1 mm; ve vzdálenosti 10 mm od chlazeného povrchu byla síť zjemněna na čtverce o straně 0.5 mm a povrch vzorku na čtverce o délce strany 0.025 mm; v místě termočlánku byly použity obdélníky o stranách 0.02 mm ve směru osy x a 0.1 mm ve směru osy z; jednotky na osách jsou uvedeny v mm



Obr. 37 Porovnání fotografie termočlánku v řezu s jeho modelem uvažovaným ve výpočtu

7.1.6. Popis programu

Program pro výpočet vytvořený v Borland Delphi 7 se skládá ze dvou unit, jedna obsahuje inverzní úlohu, druhá přímé řešení. Druhá unita je obsažena v první jako funkce s následujícími vstupními parametry: geometrický model vzorku včetně termočlánku, počet dopředných časových kroků, okrajové podmínky a teplota chladiva v každém kroku metody. Během výpočtu je model chlazeného vzorku a počet dopředných časových kroků konstantní, okrajové podmínky se mění podle aktuální vypočtené hodnoty. Program probíhá následovně:

Inverzní úloha:

1. Načtení naměřených dat ze souboru do programu

2. Vytvoření modelu vzorku s určitou přesností a počáteční teplotou
3. Odhad tepelných toků ve dvou po sobě jdoucích časových krocích: $q^{-1} = -90000$, $q^0 = 10000$
4. Volání funkce pro výpočet teplotního pole pro q^{-1} v 5ti dopředných časových krocích

Přímá úloha:

1. Načtení vstupních parametrů funkce: okrajová podmínka (tepelný tok), model, počet dopředných kroků, velikost časového kroku
2. Přímý výpočet teplotního pole z okrajové podmínky, opakuje se, dokud není dosažena požadovaná přesnost pro daný časový krok
3. Výpočet celého teplotního pole se provede pro tolik časových kroků, kolik je počet dopředných kroků, ukládá se pouze to teplotní pole, které je následkem tepelného toku po prvním časovém kroku (je později použito pro další výpočty)
5. Volání funkce pro výpočet teplotního pole pro q^0 v 5ti dopředných časových krocích
6. Výpočet citlivostního koeficientu $\zeta^i \approx \frac{T^i(q^0) - T^i(q^{-1})}{q^0 - q^{-1}}$ pro $i=1,2,3,4,5$, kde $T^i(q^0)$ představuje teplotu v místě termočlánu vypočtenou z q^0 v časovém kroku i
7. Výpočet tepelného toku $q^1 = q^0 + \frac{\sum_{f=1}^5 (T_{0.37}^{*,f} - T_{0.37}^f) \cdot \zeta^f}{\sum_{f=1}^5 (\zeta^f)^2}$
8. Výpočet celého teplotního pole včetně povrchové teploty vzorku pro q^1 , teplotní pole se uloží pro výpočty v dalším časovém kroku
9. Výpočet součinitele přestupu tepla $HTC^1 = \frac{q^1}{T_\infty - \frac{T_0^1 + T_0^0}{2}}$
10. Inverzní výpočet pro další časový krok

7.1.7. Ověření volby modelu

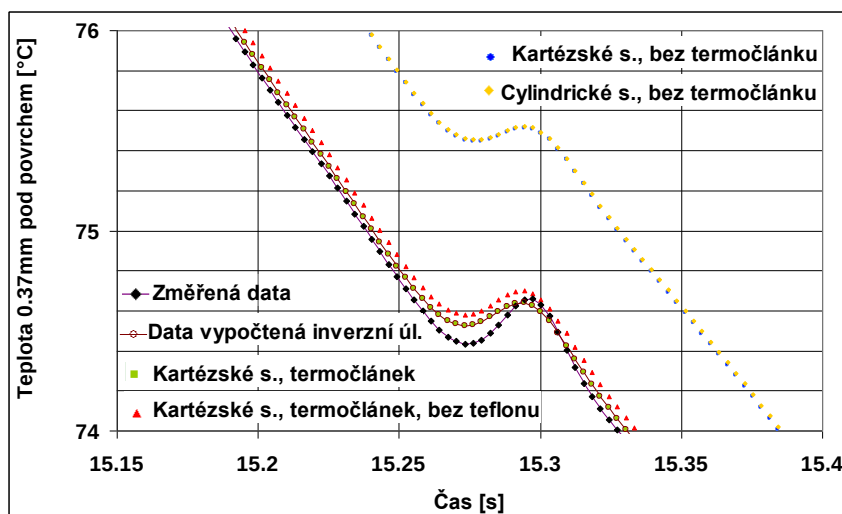
Inverzní úloha se obvykle testuje tím způsobem, že se nejprve přímou úlohou vypočte teplotní historie v místě termočlánu při modelovém trojúhelníkovém nebo obdélníkovém pulzu HTC . Teploty z přímé úlohy se použijí jako vstup do úlohy inverzní a porovná se původní modelovaný pulz HTC s pulzem vypočteným. Testuje se tak rychlost reakce inverzní úlohy na změnu změřené teploty, do jaké míry je zachován tvar původního pulzu a jaké vzniknou výpočtem chyby, přičemž se sledují parametry

inverzní úlohy, a také hloubka zabudování termočlánku, více informací v [65]. V takovém testování je možné získat pouze vlastnosti inverzní úlohy, nikoli úlohy přímé a zvoleného modelu.

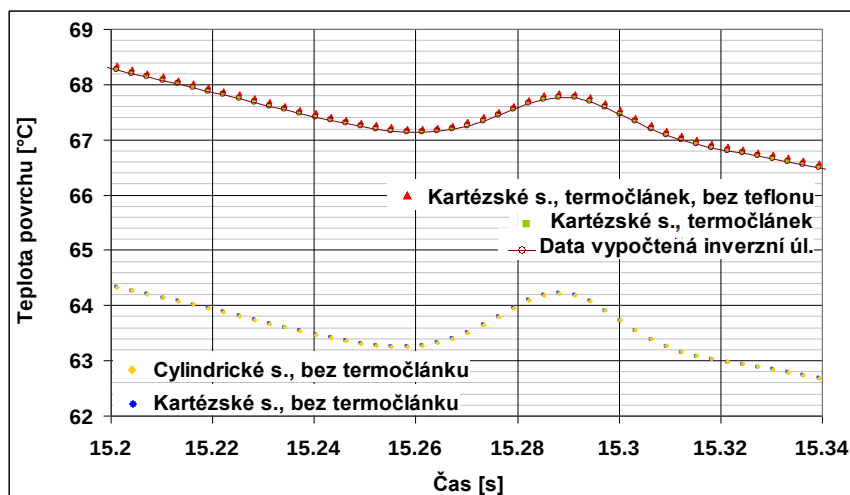
Pro verifikaci numerického výpočtu přímé úlohy byla v této práci použita reálná data z experimentu, během něhož byl vzorek chlazen vodou o průtoku 1.5 kg/min ze vzdálenosti 100 mm od kuželové trysky. Při testování byla použita změřená teplota $T(t)$ v místě termočlánku a $HTC(t)$ spočtený z této teploty inverzní úlohou. Inverzní úloha byla testována způsobem uvedeným v předchozím odstavci s tím rozdílem, že na počátku nebyl použit teoreticky vytvořený pulz HTC , ale pulz dříve spočítaný z naměřených hodnot.

7.1.7.1. Testování přímé úlohy

Byly porovnány různé modely chlazeného senzoru. Jako základ sloužil vzorek z Obr. 35, který byl popsán pomocí dvou různých souřadných systémů, cylindrického a kartézského. Dále byly mezi sebou srovnávány modely bez a s termočlánkem a modely bez a s teflonem. Teploty vypočtené ve vzdálenosti 0.37 mm pod povrchem jsou pro jednotlivé modely shrnuty v grafu na Obr. 38 a teploty povrchu v Obr. 39. Je zřejmé, že rozdíl v použití modelu v kartézských nebo cylindrických souřadnicích je zanedbatelný. O málo větší vliv má použití teflonu. Zásadní vliv na výpočet má zanedbání termočlánku ve vzorku. Teploty se v tomto případě liší o 1 °C v místě termočlánku a na povrchu o 4 °C.

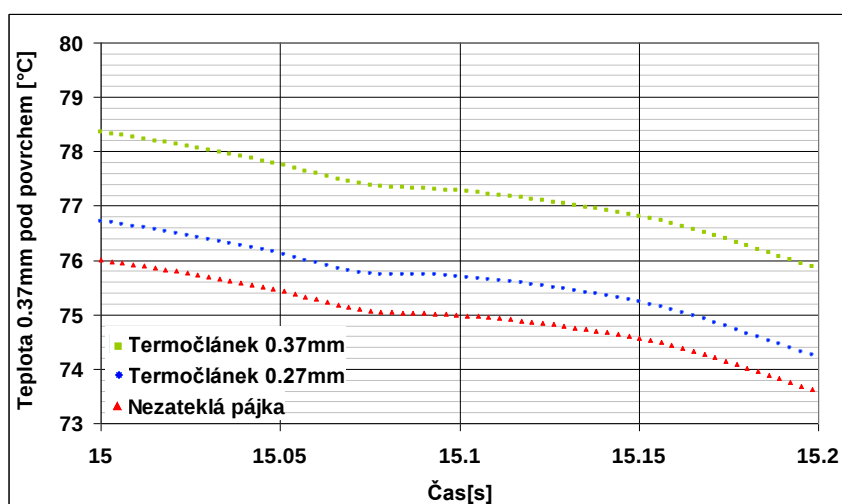


Obr. 38 Teplota v místě termočlánku v průběhu experimentu pro různé modely přímé úlohy

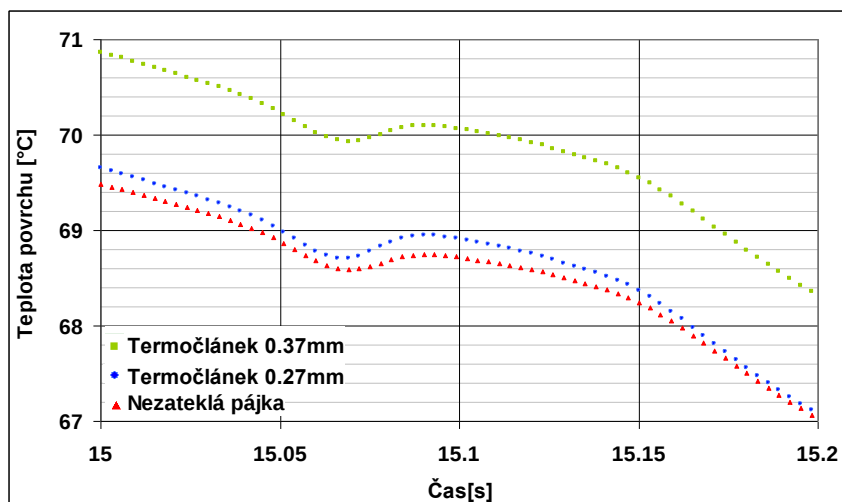


Obr. 39 Povrchová teplota v průběhu experimentu pro různé modely přímé úlohy

Dále byla zkoumána citlivost na chybu v určení polohy termočlátku (Obr. 40 a Obr. 41). Do přímých úloh s různě zabudovanými termočlátky byl jako vstup vložen $HTC(t)$ získaný na základě měření termočlátkem umístěným ve vzdálenosti 0.37 mm pod povrchem. Z výpočtu byly získány a pozorovány teploty v místě 0.37 mm pod povrchem (Obr. 40) a teploty povrchu (Obr. 41) pro jednotlivé modely. V prvním, referenčním modelu byl termočlánek předpokládán ve vzdálenosti 0.37 mm pod povrchem, v druhém ve vzdálenosti 0.27 mm pod povrchem a ve třetím modelu ve vzdálenosti 0.37 mm, ale pod termočlátkem byla místo pájky namodelována vzduchová kapsa. Nezatečená pájka způsobí ve vzdálenosti 0.37 mm pod povrchem pro dané HTC odchylku asi 2.2 °C, termočlánek zabudovaný o 0.1 mm výš odchylku asi 1.6 °C vzhledem k referenčnímu modelu, v povrchových teplotách bude v případě nezatečené pájky chyba 1.3 °C a špatného odhadu zabudování termočlátku 1.2 °C. Je zřejmé, že nezatečená pájka vyvolá ve vzdálenosti 0.37 mm pod povrchem i na povrchu větší odchylku v teplotách než termočlánek zabudovaný o 0.1 mm výš. Citlivost na zabudování termočlátku s rostoucí vzdáleností od chlazeného povrchu klesá, více v [65].



Obr. 40 Teplota v místě termočlátku pro různé zabudování termočlátku

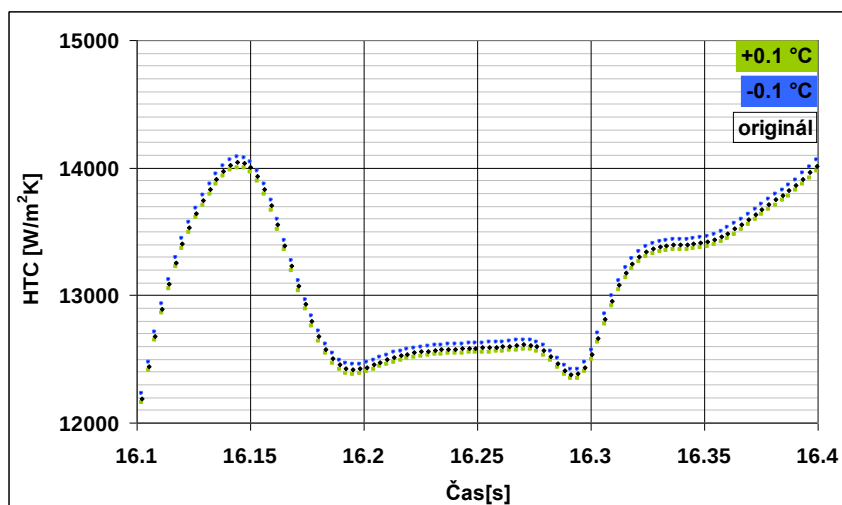


Obr. 41 Povrchová teplota pro různé zabudování termočláčku

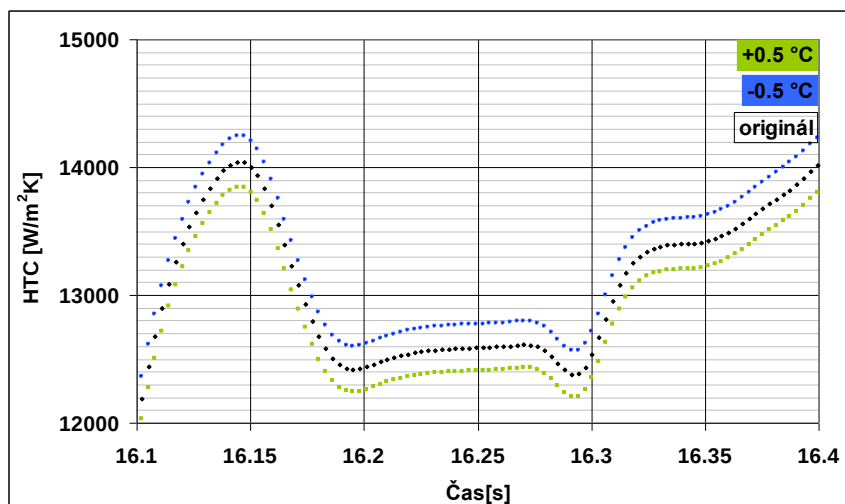
7.1.7.2. Testování inverzní úlohy

Správnost inverzní úlohy byla ověřena porovnáním původních změřených hodnot $T(t)$ s hodnotami vypočtenými v inverzní úloze (pro model s teflonem daný v kartézských souřadnicích se zabudovaným termočláčkem). Z Obr. 38 je patrné, že odchylka teplot vypočtených inverzní úlohou v místě termočláčku a teplot změřených je menší než $0.1\text{ }^{\circ}\text{C}$ a je způsobená použitím 5ti dopředných kroků a chybami numerického výpočtu.

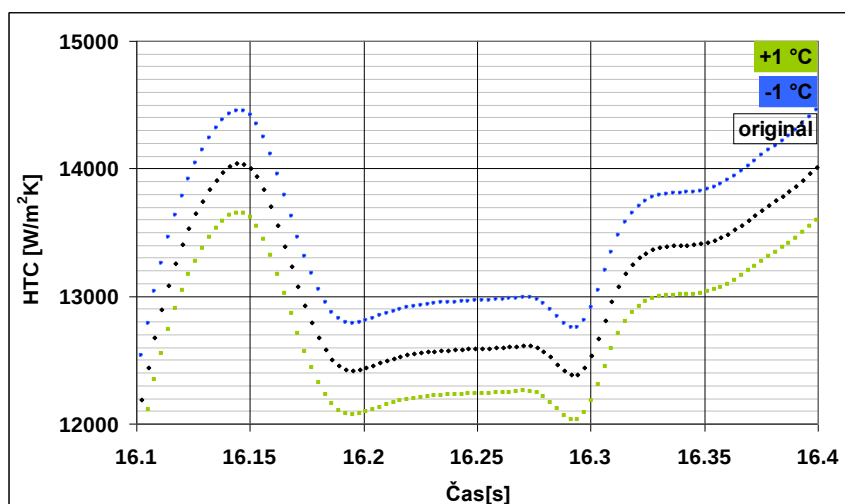
Dále byla sledována citlivost inverzní úlohy na chyby měření a šum. Ke změřeným teplotám byly přičteny chyby o velikostech $+0.1\text{ }^{\circ}\text{C}$, $-0.1\text{ }^{\circ}\text{C}$ (Obr. 42), $+0.5\text{ }^{\circ}\text{C}$, $-0.5\text{ }^{\circ}\text{C}$ (Obr. 43) a $+1\text{ }^{\circ}\text{C}$, $-1\text{ }^{\circ}\text{C}$ (Obr. 44). Pokles ve změřené teplotě nevyvolá identickou odchylku v HTC jako vzrůst. Změně změřené teploty o $0.1\text{ }^{\circ}\text{C}$ odpovídá změna v HTC průměrně $40\text{ W/m}^2\text{K}$, změně o $0.5\text{ }^{\circ}\text{C}$ odpovídá $180\text{ W/m}^2\text{K}$ a $1\text{ }^{\circ}\text{C}$ odpovídá $360\text{ W/m}^2\text{K}$. S rostoucí intenzitou chlazení je HTC na vstupní chyby citlivější.



Obr. 42 Součinitel přestupu tepla vypočtený inverzní úlohou, jejíž vstupní data byla zatížena chybou $+0.1\text{ }^{\circ}\text{C}$ a $-0.1\text{ }^{\circ}\text{C}$; černou barvou je označen součinitel přestupu tepla získaný z původních změřených dat

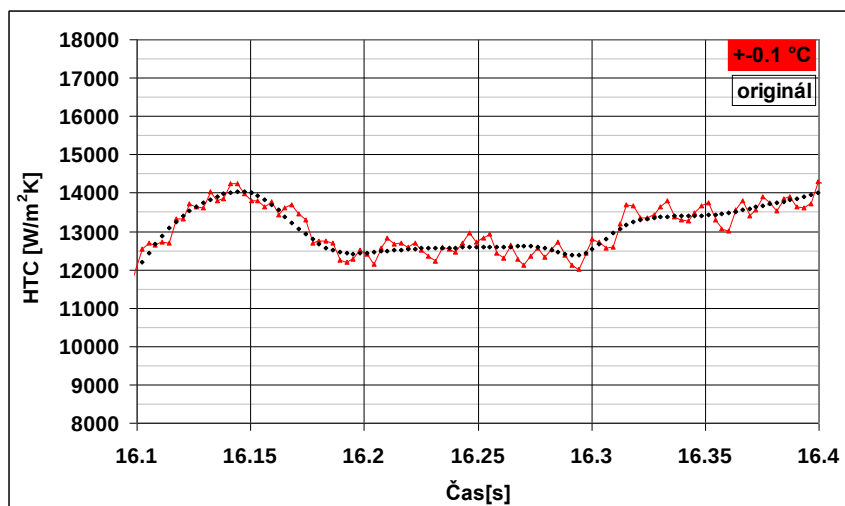


Obr. 43 Součinitel přestupu tepla vypočtený inverzní úlohou, jejíž vstupní data byla zatížena chybou +0.5 °C a -0.5 °C; černou barvou je označen součinitel přestupu tepla získaný z původních změřených dat

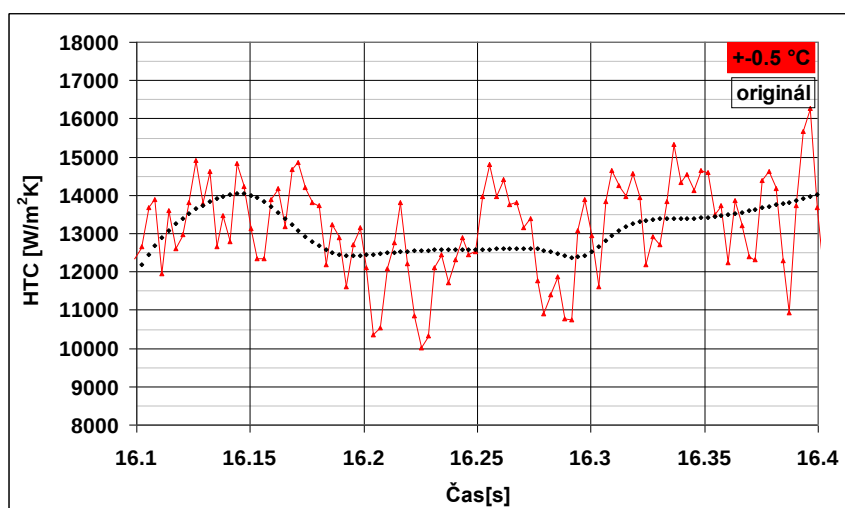


Obr. 44 Součinitel přestupu tepla vypočtený inverzní úlohou, jejíž vstupní data byla zatížena chybou +1 °C a -1 °C; černou barvou je označen součinitel přestupu tepla získaný z původních změřených dat

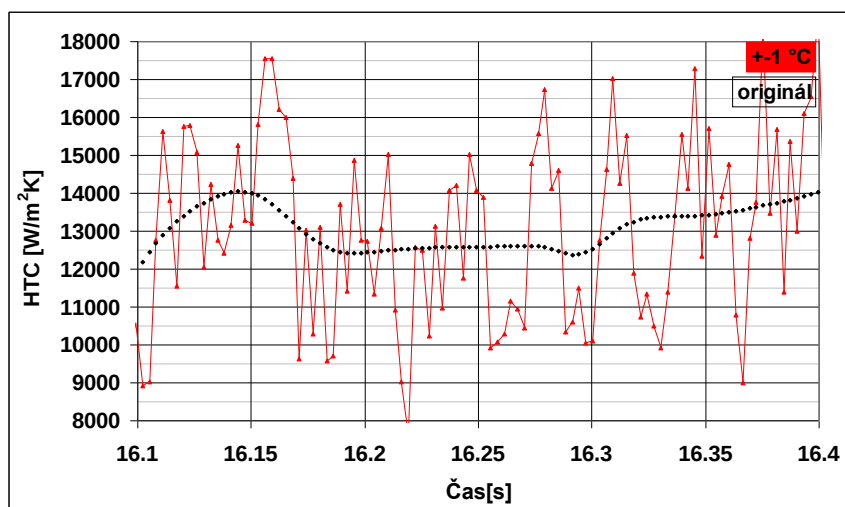
Citlivost inverzní úlohy na šum je znázorněna v Obr. 45, Obr. 46, Obr. 47, které po řadě znázorňují součinitele přestupu tepla vypočtené z měřené teploty zatížené náhodnou chybou z intervalu $\langle -0.1, 0.1 \rangle$ °C, z intervalu $\langle -0.5, 0.5 \rangle$ °C, z intervalu $\langle -1, 1 \rangle$ °C. Šum z intervalu ± 0.1 °C vyvolal odchylky v HTC z intervalu $\pm 500 \text{ W/m}^2\text{K}$, šum z intervalu ± 0.5 °C odchylky $\pm 2900 \text{ W/m}^2\text{K}$, šum ± 1 °C $\pm 4600 \text{ W/m}^2\text{K}$. Šum lze eliminovat zvolením vyššího počtu dopředných kroků. V testované úloze bylo použito 5 dopředných kroků.



Obr. 45 Součinitel přestupu tepla po přidání šumu do vstupních dat z intervalu $\langle -0.1, 0.1 \rangle$ °C



Obr. 46 Součinitel přestupu tepla po přidání šumu do vstupních dat z intervalu $\langle -0.5, 0.5 \rangle$ °C



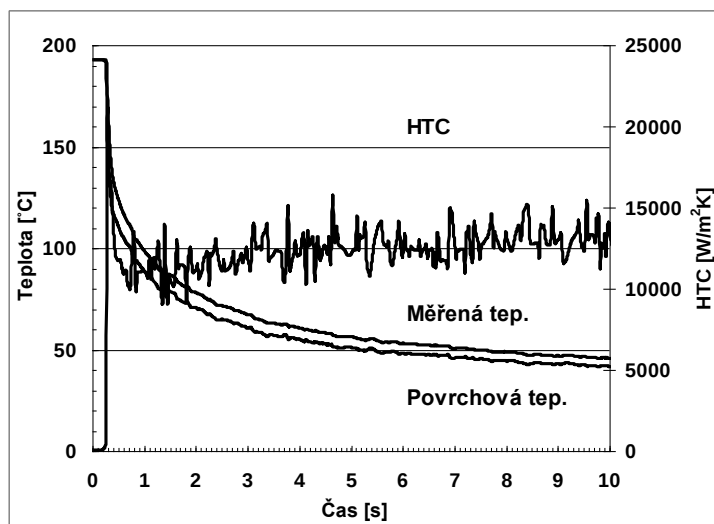
Obr. 47 Součinitel přestupu tepla po přidání šumu do vstupních dat z intervalu $\langle -1, 1 \rangle$ °C

Model chlazeného senzoru s termočlánkem a teflonem vyjádřeným v kartézských souřadnicích použitý pro vyhodnocení experimentů v této práci byl zvolen vhodně. V grafech jsou zaznamenány citlivosti na chyby v datech vstupujících do inverzní úlohy.

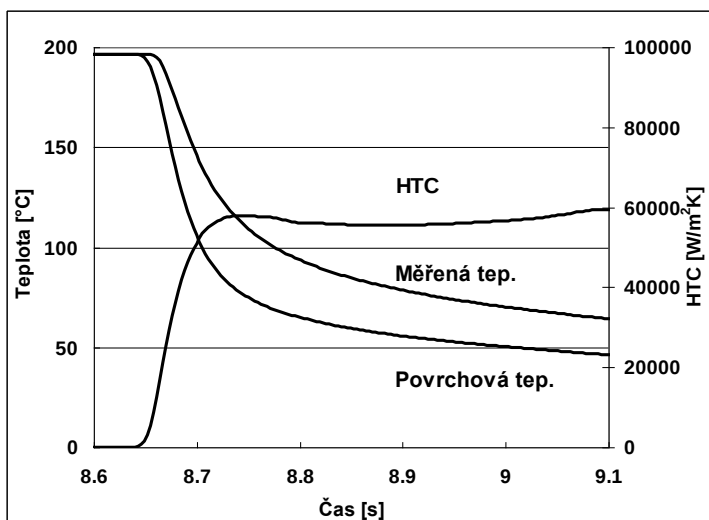
7.1.8. Výsledky

7.1.8.1. Záznam dat

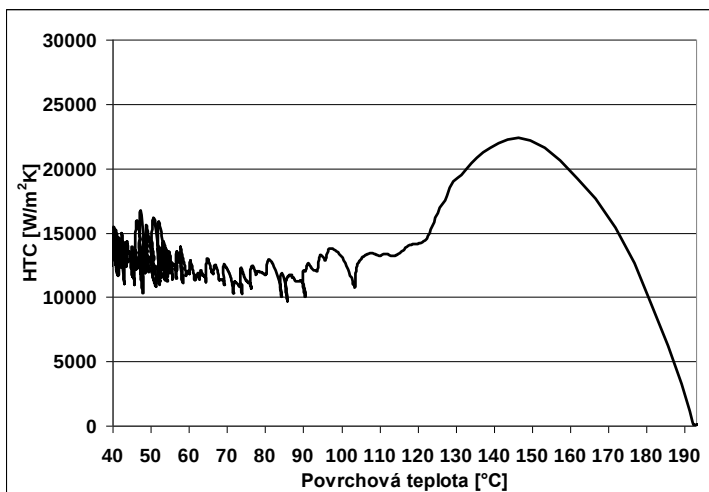
Data byla v průběhu výpočtu ukládána do textových souborů, z nichž každý odpovídal jednomu experimentu danému experimentálním plánem. Protože uvádět záznamy z jednotlivých experimentů by bylo zdlouhavé a nemělo by velkou vypovídací hodnotu, jsou zobrazeny výsledky více experimentů současně. Pro představu o výsledcích z jednotlivých experimentů slouží dva záznamy chlazení vodou, na Obr. 48 s použitím kuželové trysky a na Obr. 49 s použitím jednopaprskové trysky, znázorňující měřenou teplotu v místě termočlánku, vypočtenou teplotu povrchu a vypočtené HTC v průběhu experimentu. V křivce HTC jsou v Obr. 48 vidět fluktuace, to je výsledek vesměs náhodného pohybu kapek dopadajících na plochu z kuželové trysky. Křivka HTC pro jednopaprskovou trysku na Obr. 49 je z charakteru tvaru paprsku téměř bez výkyvů, a je zřejmé, že povrch senzoru byl při použití této trysky zchlazen velmi rychle. Výsledky pro ostřík vodou odpovídají výsledkům Ciofalo [66] pro kuželovou trysku a Wu [67] pro jednopaprskovou trysku. Grafy na Obr. 50 a Obr. 51 představují stejné experimenty jako po řadě Obr. 48 a Obr. 49, HTC je ale vyjádřen v závislosti na povrchové teplotě. Pro ukázkou rychlosti chlazení slouží Obr. 52 hrubě znázorňující teplotní pole po 5 s chlazení vodou o průtoku 1.5 kg/min ze vzdálenosti 100 mm. Za tuto dobu byl povrch oceli zchlazen na teplotu 50 °C, tj. na teplotu, v níž je experiment ukončován.



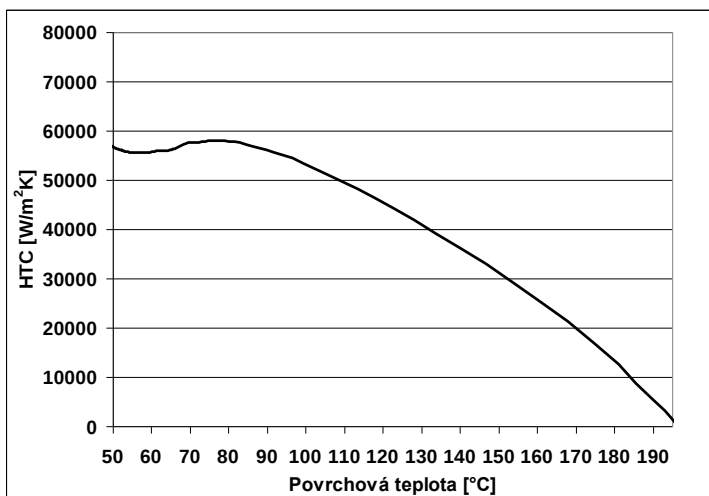
Obr. 48 Záznam a výsledky chlazení vodou o průtoku 1.5 kg/min dopadající na povrch z kuželové trysky ze vzdálenosti 100 mm



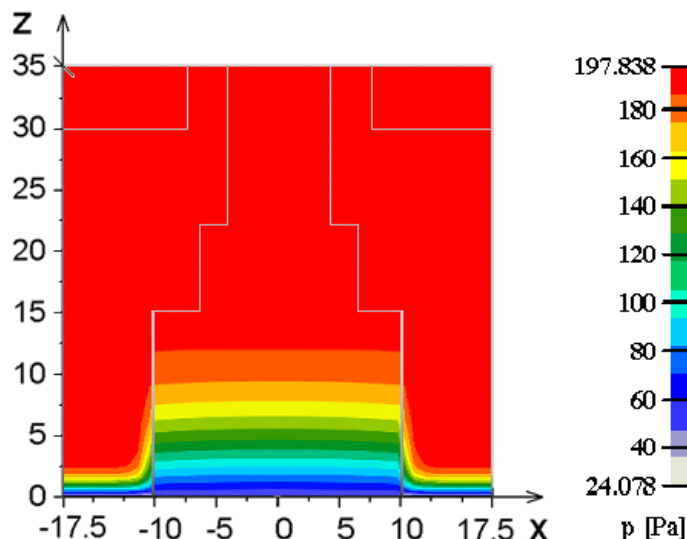
Obr. 49 Záznam a výsledky chlazení vodou o průtoku 1.5 kg/min dopadající na povrch z jednopaprskové trysky ze vzdálenosti 100 mm



Obr. 50 Součinitel přestupu tepla v závislosti na povrchové teplotě pro experiment s vodou o průtoku 1.5 kg/min a ostřikovou vzdálenost 100 mm od kuželové trysky



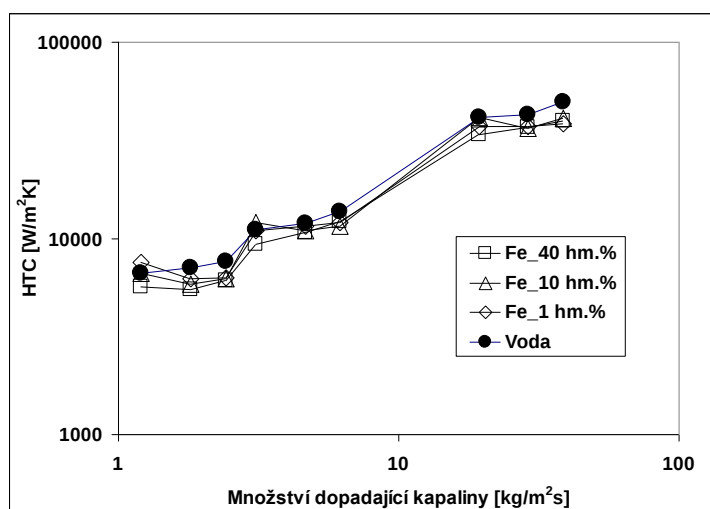
Obr. 51 Součinitel přestupu tepla v závislosti na povrchové teplotě pro experiment s vodou o průtoku 1.5 kg/min a ostřikovou vzdálenost 100 mm od jednopaprskové trysky



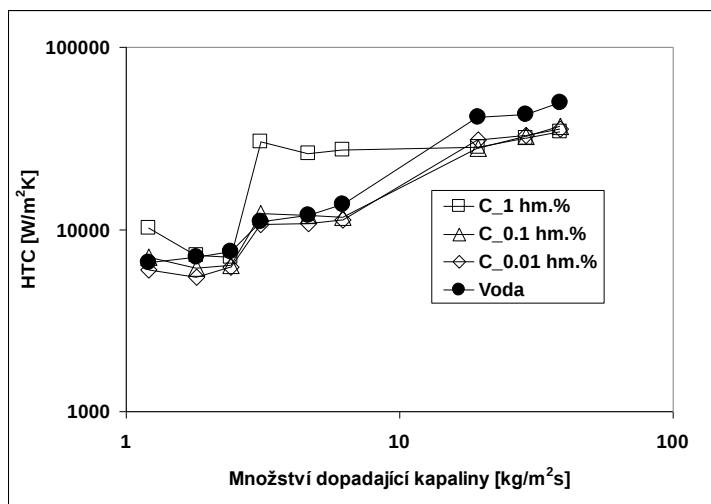
Obr. 52 Teplotní pole v chlazeném vzorku po 5 s chlazení vodou o průtoku 1.5 kg/min ze vzdálenosti 100 mm; teplota ocelové části povrchu 50 °C, jednotky na osách jsou uvedeny v mm

7.1.8.2. Porovnání dat

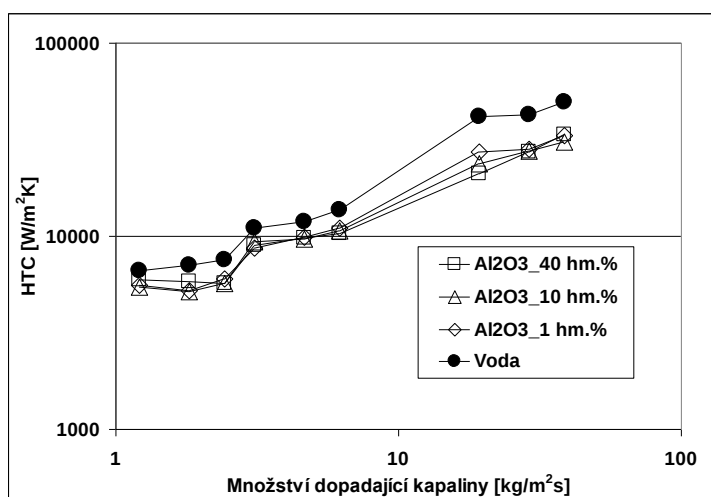
Součinitel přestupu tepla při chlazení nanokapalinami v závislosti na množství dopadající kapaliny je pro každou koncentraci uveden v Obr. 53, Obr. 54, Obr. 55, Obr. 56 pro kuželovou trysku, pro jednopaprskovou trysku v Obr. 57, Obr. 58, Obr. 59, Obr. 60. Součinitel přestupu tepla v závislosti na koncentraci je uveden pro každé množství dopadající kapaliny v Obr. 61, Obr. 62, Obr. 63, Obr. 64 pro kuželovou trysku a v Obr. 65, Obr. 66, Obr. 67, Obr. 68 pro jednopaprskovou trysku. Průměrné hodnoty HTC v grafech byly vypočítány na intervalu povrchových teplot 50-100 °C. Důvod výběru tohoto intervalu je zřejmý z Obr. 50 a Obr. 51. Počátek experimentu je velmi proměnlivý na rozdíl od oblasti pod 100 °C, kde je HTC téměř teplotně nezávislá a vyskytují se pouze výkyvy způsobené náhodným charakterem dopadu kapaliny. Pod 50 °C jsou zase výsledky negativně ovlivněny malým rozdílem mezi teplotou povrchu a teplotou chladiva.



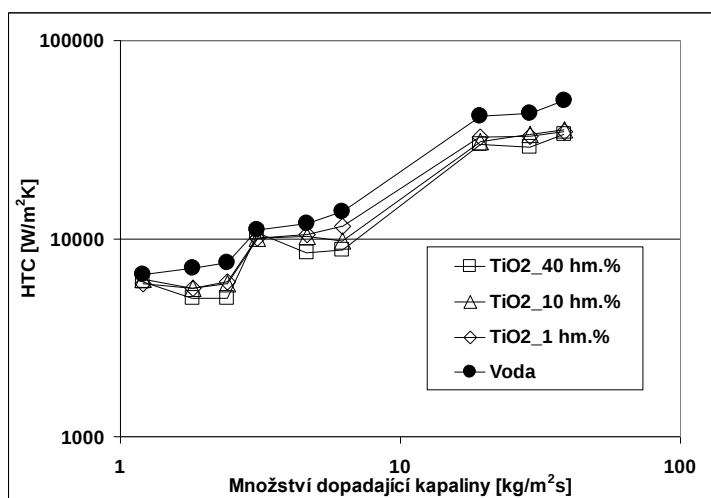
Obr. 53 HTC v závislosti na množství dopadající kapaliny pro nanokapalinu s Fe nanočásticemi o různých koncentracích při použití kuželové trysky



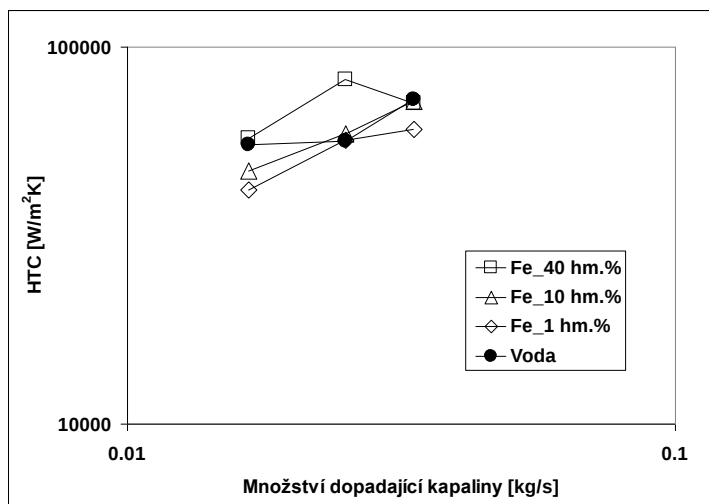
Obr. 54 *HTC* v závislosti na množství dopadající kapaliny pro nanokapalinu s uhlíkovými nanovlákný o různých koncentracích při použití kuželové trysky



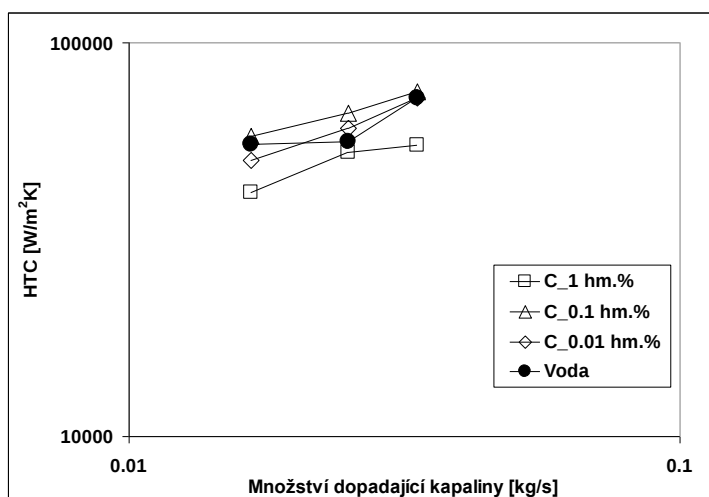
Obr. 55 *HTC* v závislosti na množství dopadající kapaliny pro nanokapalinu s nanočásticemi Al_2O_3 o různých koncentracích při použití kuželové trysky



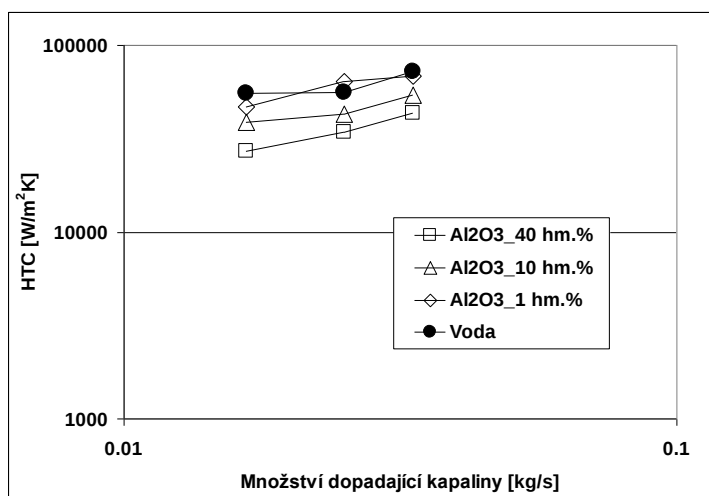
Obr. 56 *HTC* v závislosti na množství dopadající kapaliny pro nanokapalinu s nanočásticemi TiO_2 o různých koncentracích při použití kuželové trysky



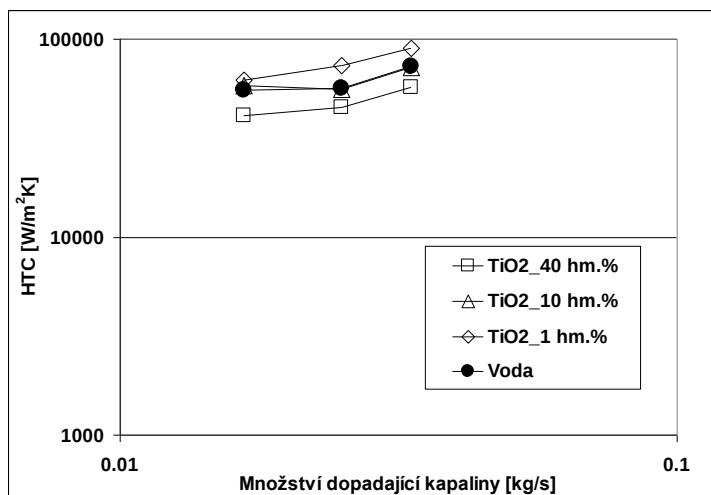
Obr. 57 *HTC* v závislosti na množství dopadající kapaliny pro nanokapalinu s Fe nanočásticemi při použití jednopaprskové trysky



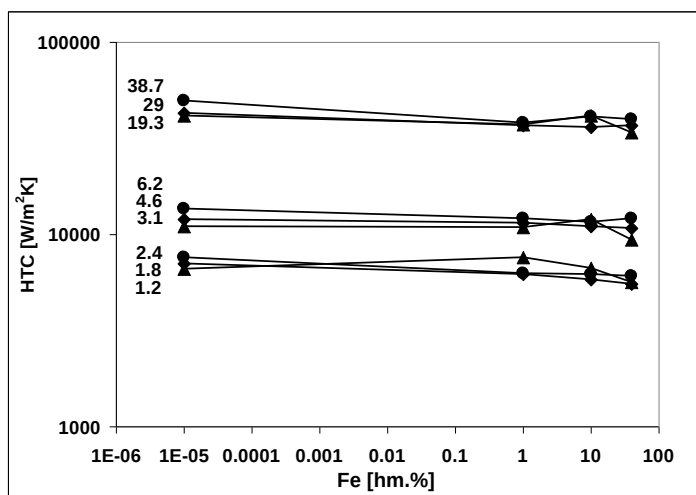
Obr. 58 *HTC* v závislosti na množství dopadající kapaliny pro nanokapalinu s uhlíkovými nanovláknky při použití jednopaprskové trysky



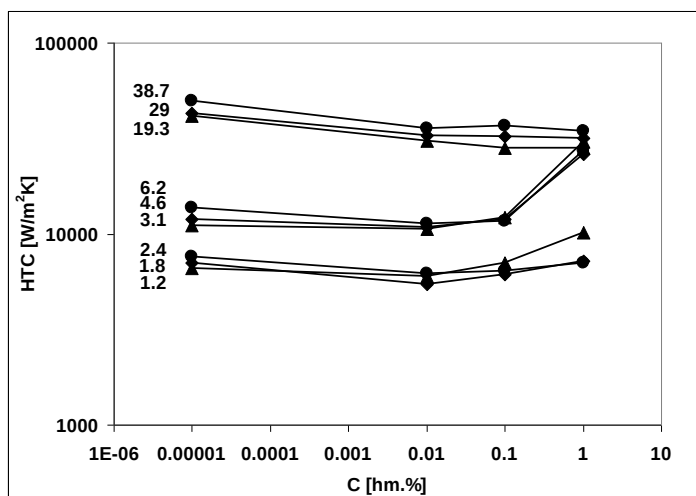
Obr. 59 *HTC* v závislosti na množství dopadající kapaliny pro nanokapalinu s Al_2O_3 nanočásticemi při použití jednopaprskové trysky



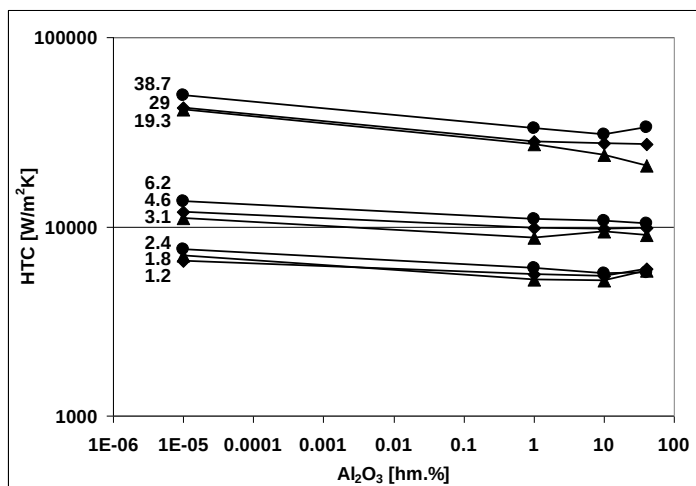
Obr. 60 *HTC v závislosti na množství dopadající kapaliny pro nanokapalinu s TiO_2 nanočásticemi při použití jednopaprskové trysky*



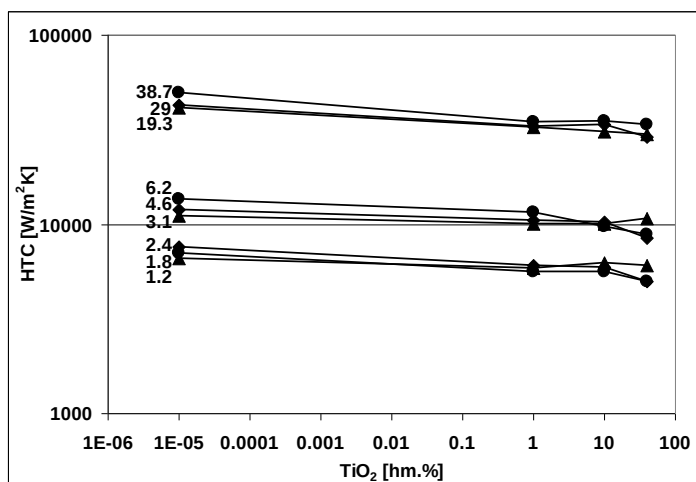
Obr. 61 *HTC v závislosti na koncentraci Fe při použití kuželové trysky pro různá množství dopadající kapaliny uvedená u křivek v $[\text{kg/m}^2\text{s}]$; voda je reprezentována 1e-5 hm.% Fe*



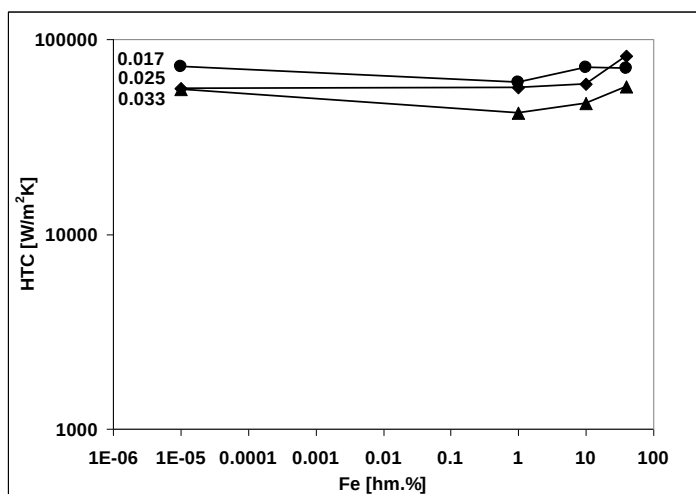
Obr. 62 *HTC v závislosti na koncentraci C při použití kuželové trysky pro různá množství dopadající kapaliny uvedená u křivek v $[\text{kg/m}^2\text{s}]$; voda je reprezentována 1e-5 hm.% uhlíkových nanovláken*



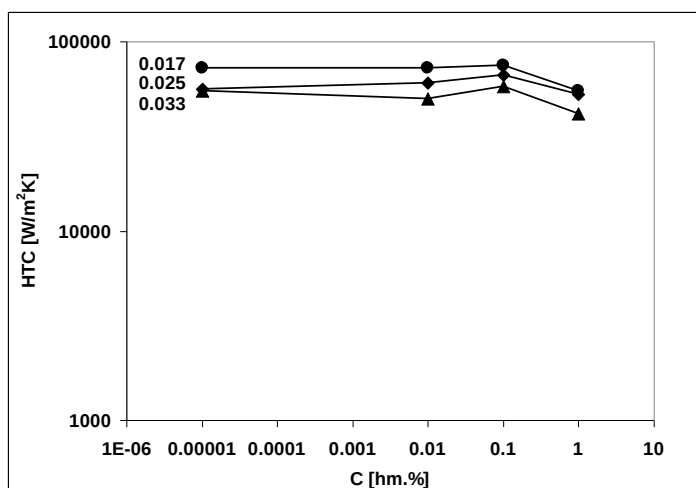
Obr. 63 *HTC* v závislosti na koncentraci Al_2O_3 při použití kuželové trysky pro různá množství dopadající kapaliny uvedená u křivek v $[\text{kg}/\text{m}^2\text{s}]$; voda je reprezentována $1\text{e-}5$ hm.% Al_2O_3



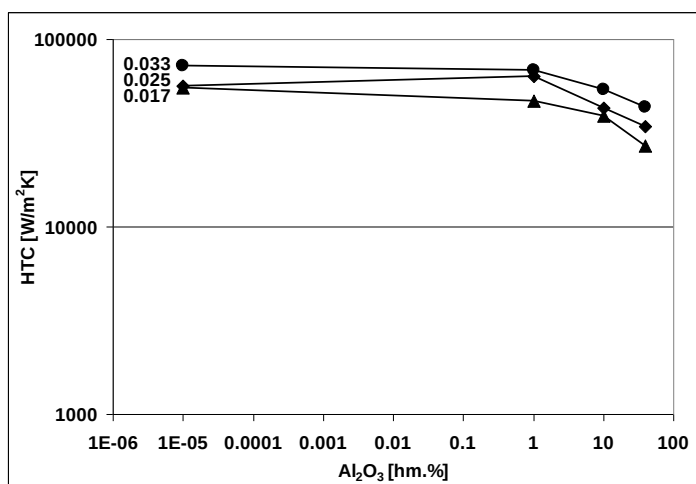
Obr. 64 *HTC* v závislosti na koncentraci TiO_2 při použití kuželové trysky pro různá množství dopadající kapaliny uvedená u křivek v $[\text{kg}/\text{m}^2\text{s}]$; voda je reprezentována $1\text{e-}5$ hm.% TiO_2



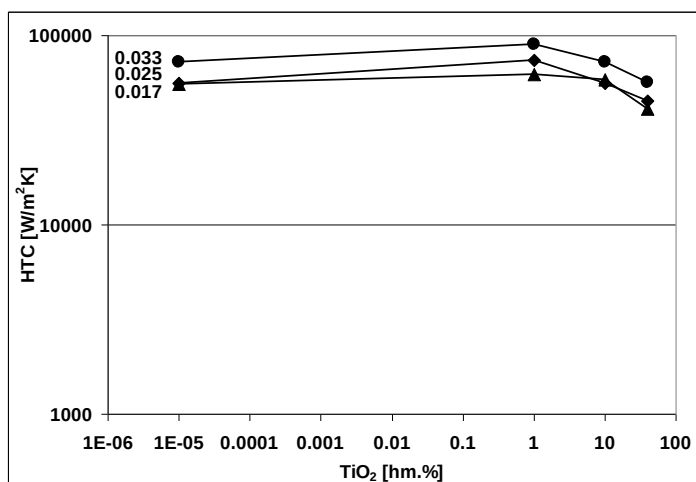
Obr. 65 *HTC* v závislosti na koncentraci Fe při použití jednopaprskové trysky pro různá množství dopadající kapaliny uvedená u křivek v $[\text{kg}/\text{s}]$; voda je reprezentována $1\text{e-}5$ hm.% Fe



Obr. 66 *HTC* v závislosti na koncentraci C při použití jednopaprskové trysky pro různá množství dopadající kapaliny uvedená u křivek v $[\text{kg/s}]$; voda je reprezentována $1\text{e-}5 \text{ hm.}\%$ uhlíkových nanovláken



Obr. 67 *HTC* v závislosti na koncentraci Al_2O_3 při použití jednopaprskové trysky pro různá množství dopadající kapaliny uvedená u křivek v $[\text{kg/s}]$; voda je reprezentována $1\text{e-}5 \text{ hm.}\%$ Al_2O_3

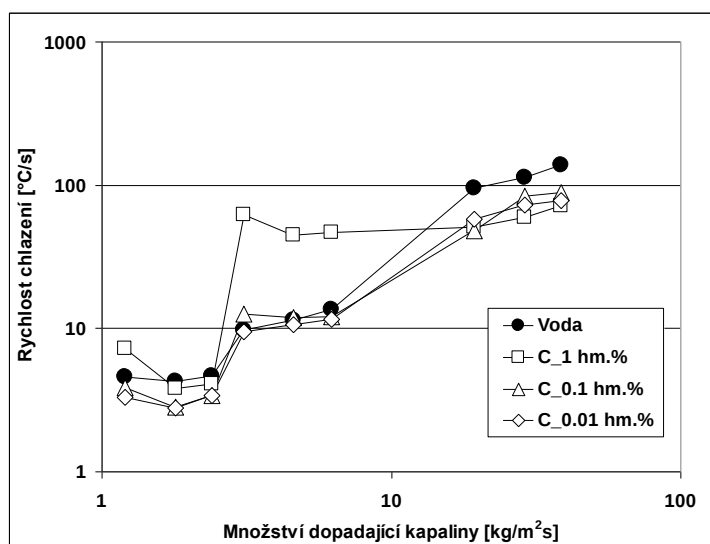


Obr. 68 *HTC* v závislosti na koncentraci TiO_2 při použití jednopaprskové trysky pro různá množství dopadající kapaliny uvedená u křivek v $[\text{kg/s}]$; voda je reprezentována $1\text{e-}5 \text{ hm.}\%$ TiO_2

Z výsledků zobrazených v grafech plyne, že HTC roste s rostoucím množstvím dopadající kapaliny (množství dopadající kapaliny bylo vypočítáno z průtoku a ostřikové vzdálenosti). Koncentrace nanočástic však nemá významný vliv na HTC pro žádné množství dopadající kapaliny při použití jednopaprskové trysky. Při použití kuželové trysky koncentrace nanočástic nemá významný vliv na HTC pro nižší množství dopadající kapaliny. Pro vyšší množství dopadající kapaliny přítomnost uhlíkových nanovláken ve vodě způsobuje pokles v HTC . Po porovnání intenzit chlazení nanokapalinami s intenzitami chlazení vodou lze říct, že přidání nanočástic do vody snižuje HTC ve většině zkoumaných případů. HTC bylo překvapivě vyšší při použití nanokapaliny s 1 hm.% uhlíkových nanovláken (Obr. 54) a to pouze při ostřikové vzdálenosti 100 mm a pro kuželovou trysku (tj. hustota dopadající kapaliny $3.1 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $4.6 \text{ kg/m}^2\text{s}$ a $6.2 \text{ kg/m}^2\text{s}$). Nic podobného nebylo pozorováno při použití jednopaprskové trysky.

7.1.8.3. Ověření výpočtu HTC

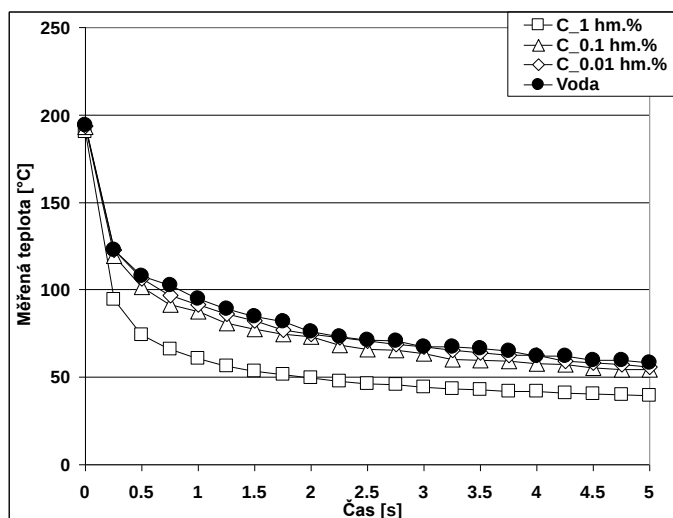
Přidání všech druhů nanočástic vykazovalo v grafech z předešlé kapitoly negativní účinek na intenzitu chlazení. Výjimkou byla uhlíková nanovláknina pro jisté experimentální podmínky. Pro ověření výpočtu HTC byla do grafů vynesena rychlost chlazení [$^{\circ}\text{C/s}$] jako alternativa k fyzikální veličině součinitele přestupu tepla. Rychlost chlazení je pro kuželovou trysku a uhlíková nanovláknina vynesena v Obr. 69. Rychlost chlazení reprezentuje poměr změny povrchové teploty pro interval od 100 do 50°C k času, ve kterém tato změna nastala. Z porovnání Obr. 54 a Obr. 69 je zřejmé, že HTC a rychlost chlazení si odpovídají.



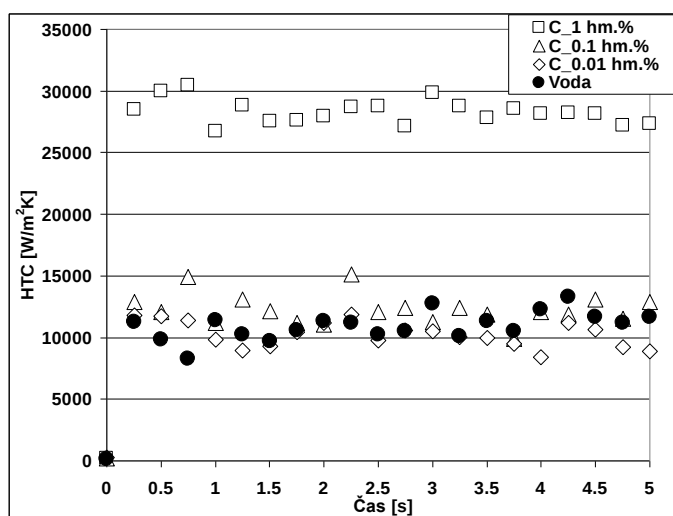
Obr. 69 Rychlost chlazení kuželovou tryskou v závislosti na množství dopadající kapaliny pro různé koncentrace uhlíkových nanovláken ve vodě

V grafech na Obr. 70 a Obr. 71 jsou vykresleny teploty změřené termočlánkem během experimentu s uhlíkovými nanovláknami ve vodě pro průtok 1 kg/min a vzdálenost 100 mm od kuželové trysky. Pro přehlednost byly vykresleny pouze 4 hodnoty v každé sekundě. První graf (Obr. 70) udává teplotu změřenou termočlánkem ve vzdálenosti 0.37 mm pod chlazeným povrchem a druhý graf (Obr.

71) vypočtené HTC v průběhu experimentu. Při pohledu na oba grafy je opět zřejmé, že hodnoty změřené odpovídají hodnotám vypočteným, přičemž je potřeba si uvědomit, že čím nižší teplota v místě termočlánku, tím vyšší je HTC .



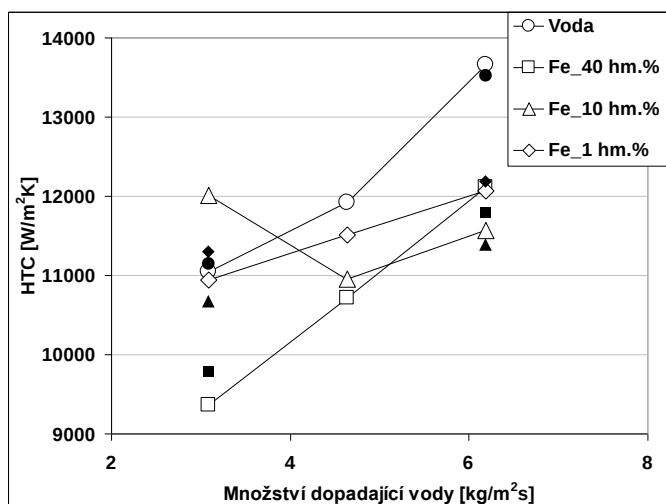
Obr. 70 Teplota změřená termočlánkem ve vzdálenosti 0.37 mm pod chlazeným povrchem v průběhu experimentu s různými koncentracemi uhlíkových nanovláken ve vodě, průtok byl 1 kg/min, vzdálenost ostříku 100 mm, kuželová tryska



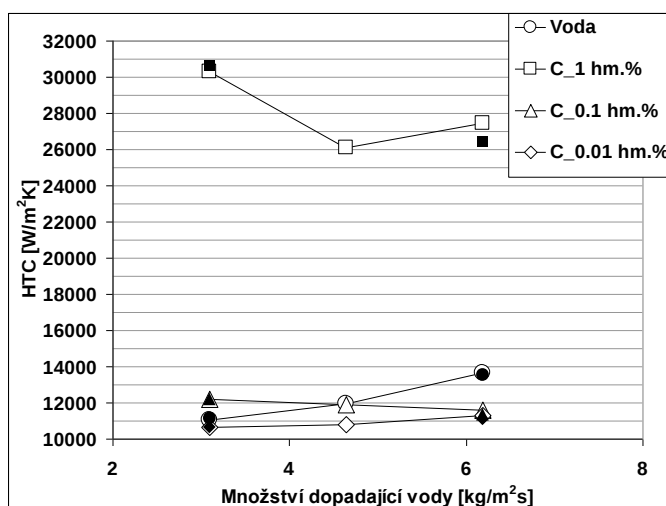
Obr. 71 Součinitel přestupu tepla v průběhu experimentu s různými koncentracemi uhlíkových nanovláken ve vodě, průtok byl 1 kg/min, vzdálenost ostříku 100 mm, kuželová tryska

7.1.8.4. Opakované experimenty

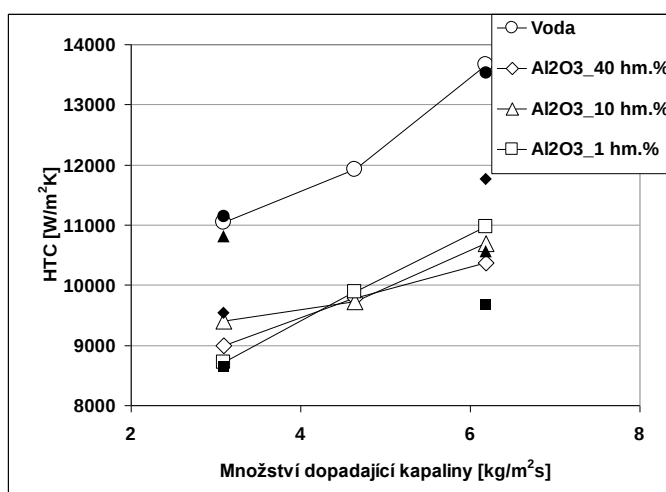
Experimenty byly opakovány pro měření s kuželovou tryskou, vzdáleností ostříku 100 mm a průtoky 1 a 2 kg/min pro všechny druhy nanokapalin. Výsledky opakovaných experimentů jsou zobrazeny v Obr. 72, Obr. 73, Obr. 74 a Obr. 75 a odchylky druhých měření od prvních jsou v rozmezí 2-10% (100% představuje HTC v prvním měření). Experimenty s vodou byly provedeny dvakrát, poprvé na začátku experimentálního plánu, podruhé na jeho konci. Při obou těchto měřeních byly některé experimentální podmínky rovněž opakovány a jsou uvedeny na Obr. 76.



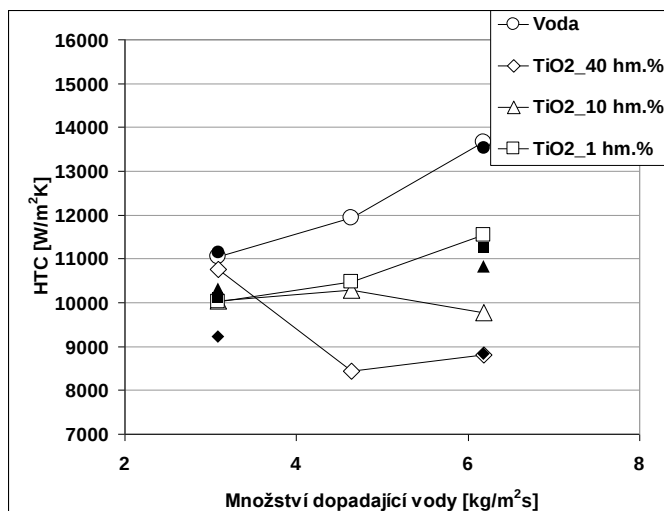
Obr. 72 Opakované experimenty s nanokapalinou s Fe dopadající na povrch z kuželové trysky ve vzdálenosti 100 mm; prázdné body představují první měření, černé body opakované



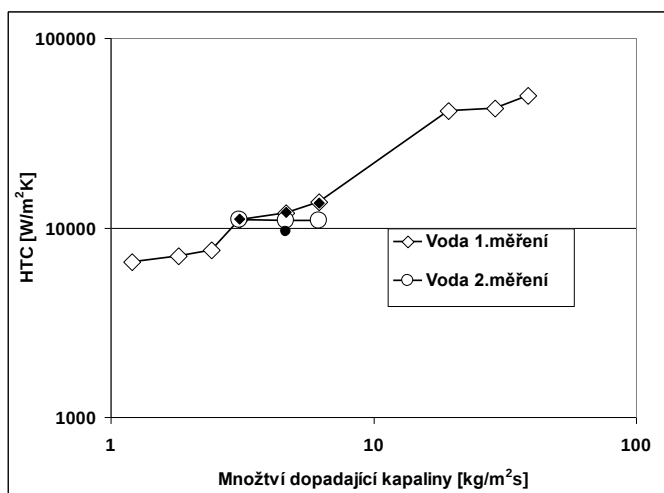
Obr. 73 Opakované experimenty s nanokapalinou s C dopadající na povrch z kuželové trysky ve vzdálenosti 100 mm; prázdné body představují první měření, černé body opakované



Obr. 74 Opakované experimenty s nanokapalinou s Al₂O₃ dopadající na povrch z kuželové trysky ve vzdálenosti 100 mm; prázdné body představují první měření, černé body opakované



Obr. 75 Opakované experimenty s nanokapalinou s TiO₂ dopadající na povrch z kuželové trysky ve vzdálenosti 100 mm; prázdné body představují první měření, černé body opakované



Obr. 76 Opakované experimenty s vodou dopadající na povrch z kuželové trysky ve vzdálenosti 100 mm; prázdné body představují měření na začátku a konci experimentálního plánu, černé body opakovaná měření

7.1.8.5. Vyjádření *HTC* rovnicí

Pomocí programu Matlab R2009b a jeho podprogramu „Surface fitting tool”, je součinitel přestupu tepla pro každý druh nanokapaliny vyjádřen funkcí závisící na koncentraci a množství dopadající kapaliny. Hodnoty *HTC* určené inverzní úlohou jsou proloženy funkcemi, v nichž *V* představuje množství dopadající kapaliny a *P_M* hmotnostní koncentraci nanočástic. Funkce jsou vytvořeny pouze pro experimenty s použitím kuželové trysky a to proto, že pro jednopaprskovou trysku nebylo získáno dostatečné množství dat. Hodnoty pro 1 hm.% uhlíkových nanovláken, které jsou velmi odlišné od ostatních, nejsou ve vzorci uvažovány. Grafická reprezentace funkcí je v Obr. 77, Obr. 78, Obr. 79, Obr. 80. Tvary mocninných funkcí jsou následující:

$$HTC(Fe) = 3200 \cdot V^{0.9} - 25 \cdot V^2 - V^{2.5} \cdot P_M^{0.1},$$

$V \in \langle 0,40 \rangle \text{ kg/m}^2\text{s}$, $P_M \in \langle 0,40 \rangle \text{ hm.}\%$.

(97.2% změřených hodnot funkci vyhovuje)

$$HTC(C) = 5000 \cdot V^{0.7} - 10 \cdot V^2 - 814 \cdot V^{0.8} \cdot P_M^{0.03},$$

$V \in \langle 0,40 \rangle \text{ kg/m}^2\text{s}$, $P_M \in \langle 0,1 \rangle \text{ hm.}\%$.

(97.6% změřených hodnot funkci vyhovuje)

$$HTC(Al_2O_3) = 4718 \cdot V^{0.7} - 6.46 \cdot V^2 - 1098 \cdot V^{0.77} \cdot P_M^{0.03},$$

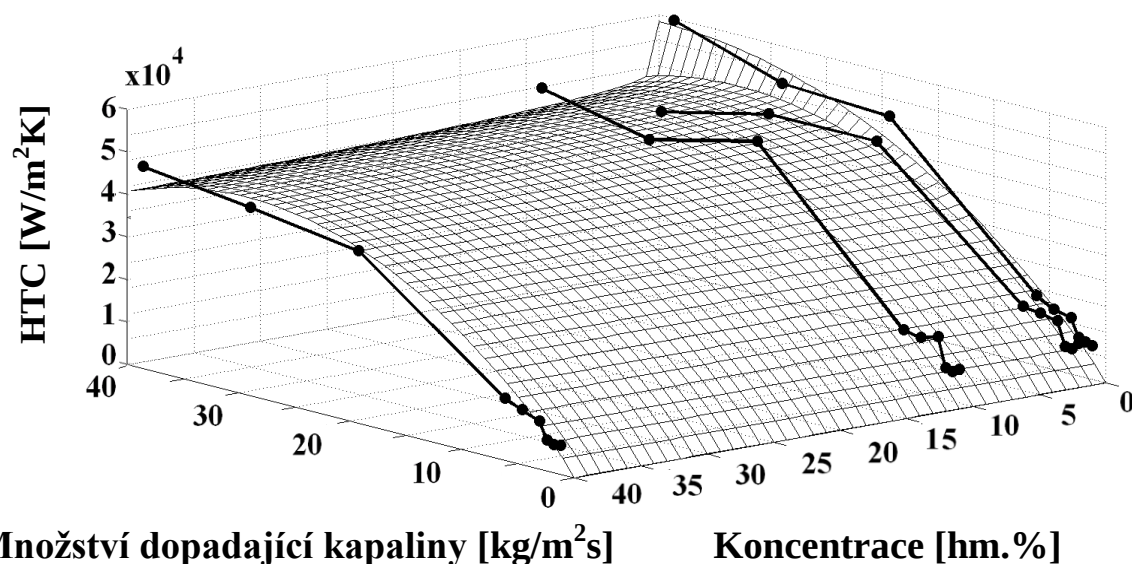
$V \in \langle 0,40 \rangle \text{ kg/m}^2\text{s}$, $P_M \in \langle 0,40 \rangle \text{ hm.}\%$.

(98.1% změřených hodnot funkci vyhovuje)

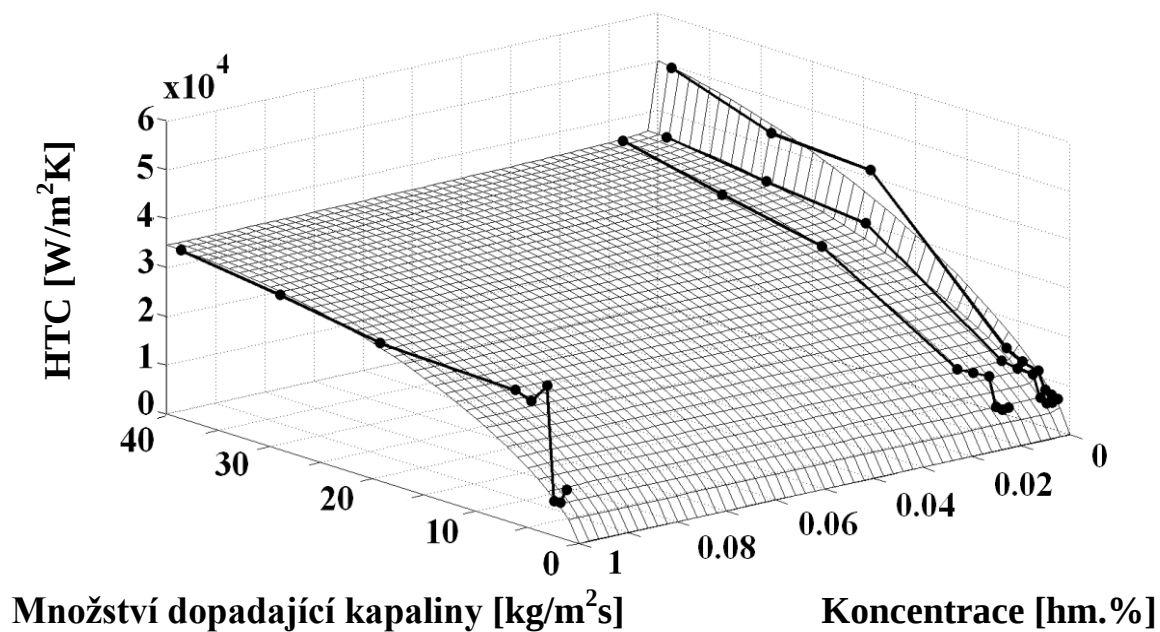
$$HTC(TiO_2) = 3823 \cdot V^{0.83} - 20 \cdot V^2 - 735 \cdot V^{0.8} \cdot P_M^{0.05},$$

$V \in \langle 0,40 \rangle \text{ kg/m}^2\text{s}$, $P_M \in \langle 0,40 \rangle \text{ hm.}\%$.

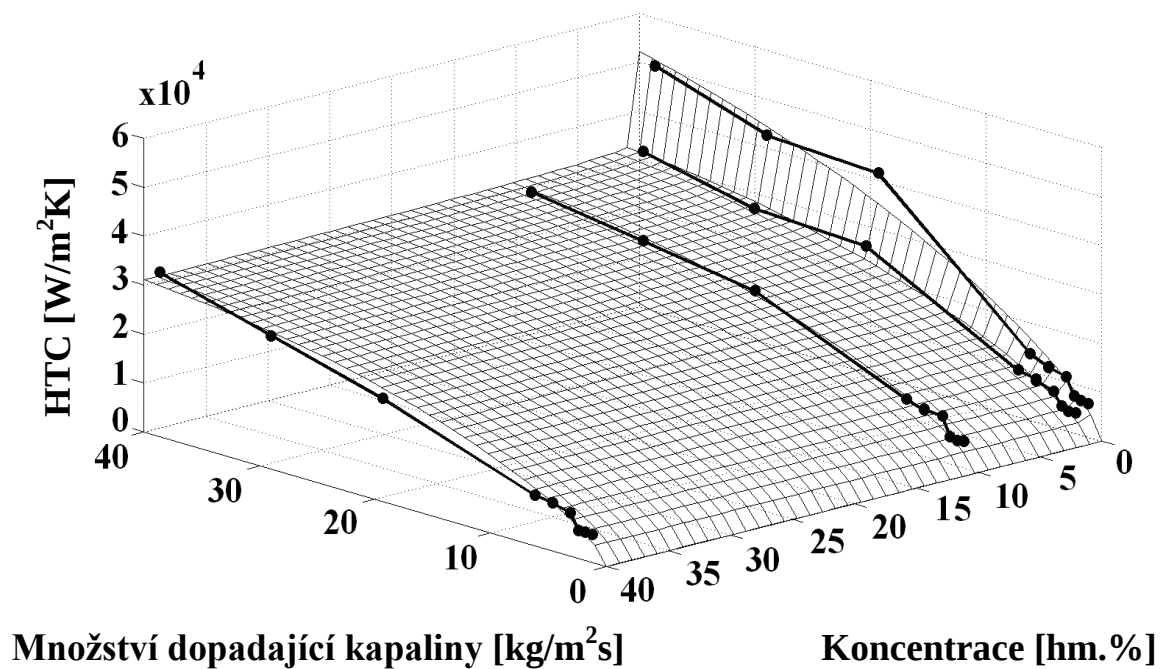
(97.6% změřených hodnot funkci vyhovuje)



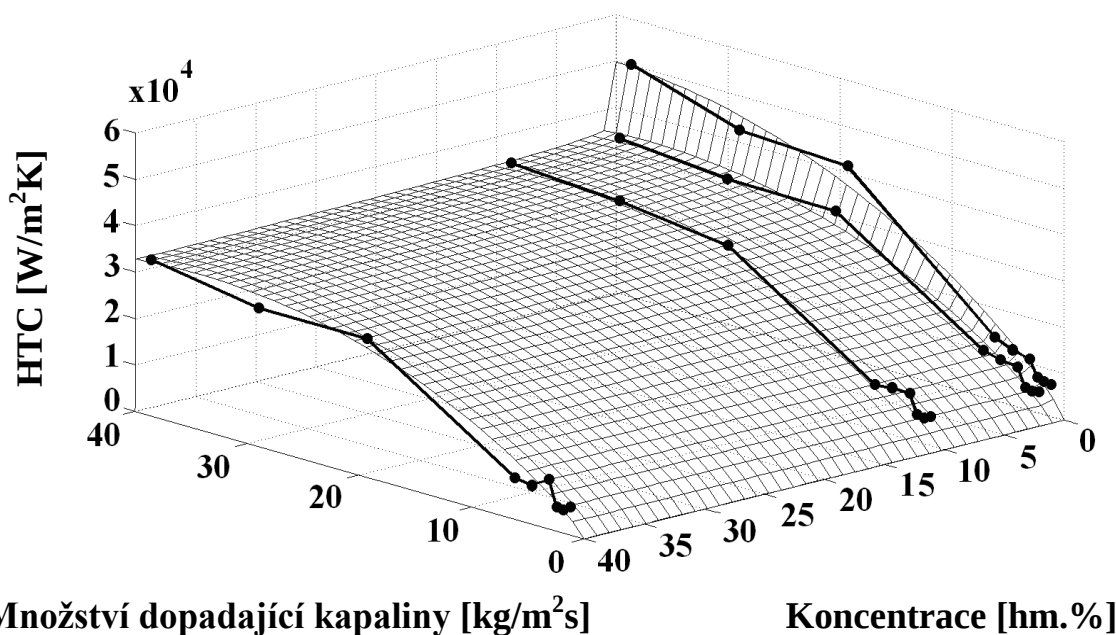
Obr. 77 Grafická reprezentace HTC nanokapaliny s Fe nanočásticemi, plocha představuje interpolovanou funkci, černé body hodnoty získané na základě experimentu



Obr. 78 Grafická reprezentace HTC nanokapaliny s uhlíkovými nanovláknky, plocha představuje interpolovanou funkci, černé body hodnoty získané na základě experimentu



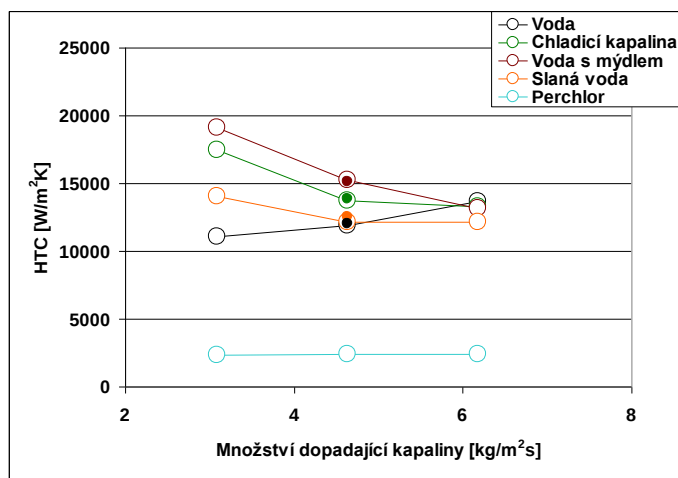
Obr. 79 Grafická reprezentace HTC nanokapaliny s Al₂O₃ nanočásticemi, plocha představuje interpolovanou funkci, černé body hodnoty získané na základě experimentu



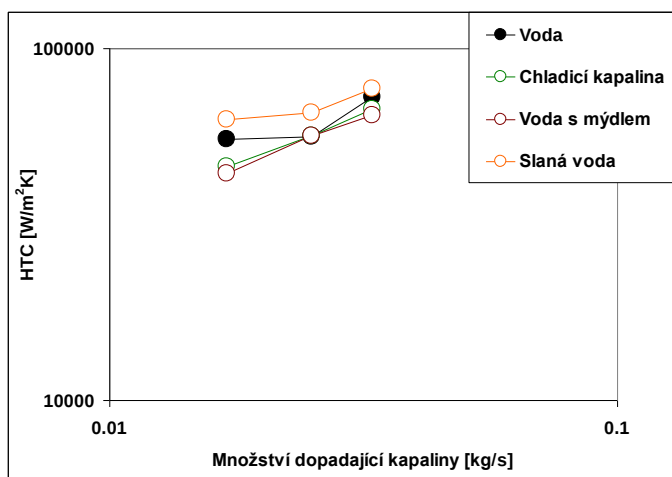
Obr. 80 Grafická reprezentace HTC nanokapaliny s TiO_2 nanočásticemi, plocha představuje interpolovanou funkci, černé body hodnoty získané na základě experimentu

7.2. Chladicí intenzita při ostříku jinými druhy kapalin

Podle experimentálního plánu (Obr. 19, Obr. 21) byly testovány také některé další kapaliny. Shrnutí výsledků z experimentů s kuželovou tryskou je v Obr. 81, s jednopaprskovou v Obr. 82. Zajímavé je, že kapalina do chladičů motorových vozidel, voda s mýdlem i se solí mají odlišnou závislost HTC na množství dopadající kapaliny než destilovaná voda a pro nízké průtoky vykazují lepší chladicí účinky. Důvodem zřejmě je, že mění povrchové napětí vody a kapky k povrchu lépe přilnou. Pro zajímavost je v grafu uvedena také hodnota HTC pro perchlor. Protože ale již po prvním experimentu bylo patrné, že chladicí intenzita perchloru je daleko nižší než chladicí intenzita vody, a také z důvodu složité manipulace s ním, nebyl proveden plný počet experimentů.



Obr. 81 Součinitel přestupu tepla v závislosti na množství dopadající kapaliny pro chladicí kapalinu, vodu s mýdlem, slanou vodu, perchlor a vodu při použití kuželové trysky



Obr. 82 Součinitel přestupu tepla v závislosti na množství dopadající kapaliny pro chladicí kapalinu, vodu s mýdlem, slanou vodu a vodu při použití jednopaprskové trysky

7.3. Tepelná kapacita testovaných kapalin

Experimentálně byla určena také měrná tepelná kapacita testovaných kapalin. Byla měřena kalorimetrem Kalorimetr KL-5, který se obvykle používá na určování měrné tepelné kapacity pevných látek. Testované kapaliny proto byly nality do tenkostěnných gumových sáčků o hmotnostech 2 g tak, aby se do sáčku nedostal vzduch. Takto připravené vzorky byly zváženy s přesností na tisíciný g, zahřívány ve vodní lázni na teplotu 60 °C, udržovány na teplotě 30 min a poté vloženy do kalorimetru. Ze znalosti kapacity kalorimetru a kapacity gumového sáčku bylo možno podle rovnice (22) určit měrné tepelné kapacity vzorků. Experimentálně, z váhy a objemu, byla určena také hustota. Hodnoty měrných tepelných kapacit jsou uvedeny v Tab. 4 a hodnoty hustot v Tab. 5. Z měření plyne, že měrné tepelné kapacity všech testovaných kapalin jsou menší než měrná tepelná kapacita vody.

Tab. 4 Měrná tepelná kapacita zkoumaných chladiv

Vzorek	Tepelná kapacita [J/K]		Měrná tepelná kapacita [J/kgK]						
	Kalorimetr	Guma	Fe 40%	TiO ₂ 40%	C 1%	Al ₂ O ₃ 40%	Slaná voda 10%	Chladicí kapalina 10%	Mýdlová voda 10%
Hodnota	12646.8	26.8	3527.9	2543.3	3763.1	2628.3	3410.8	3630.2	3797.2

Tab. 5 Hustota zkoumaných chladiv

Aditivum	Koncentrace [hm. %]	Hustota [kg/m ³]
Fe	40	1079
	10	1006
	1	1002
C	1	1011
	0.1	1004
	0.01	1002
Al ₂ O ₃	40	1397
	10	1060
	1	1002

Aditivum	Koncentrace [hm.%]	Hustota [kg/m³]
TiO ₂	40	1434
	10	1076
	1	1008
Sůl	10	1065
Mýdlo	10	1002
Chladicí kapalina	10	1008

8. DISKUZE

Většina literárních zdrojů potvrdila po přidání nanočástic do základních kapalin zlepšení tepelné vodivosti a součinitele přestupu tepla při obtékání těles. Práci o chlazení ostřikem nanokapalinami však nebylo publikováno dostatečné množství, aby bylo podobné zvýšení součinitele přestupu tepla potvrzeno nebo vyvráceno. Z většiny výsledků experimentů prezentovaných v této práci vyplývá, že při teplotách 100 až 50 °C je intenzita chlazení ocelového vzorku nanokapalinami s nanočásticemi Fe, Al₂O₃, TiO₂ a uhlíkovými nanovlákný nižší. Rozdíly v *HTC* nanokapalin oproti *HTC* vody při ostřiku jsou shrnuty v Tab. 6. Při použití kuželové trysky se ukazuje, že s rostoucí koncentrací nanočástic ve vodě *HTC* klesá, vliv velikosti koncentrace na *HTC* je však velmi malý, ale již malé koncentrace nanočástic ve vodě snižují významně chladicí intenzitu. Vliv průtoku má stejný charakter jako při ostřiku vodou. S klesající ostřikovou vzdáleností je patrný vyšší pokles v *HTC* vzhledem k vodě (Obr. 53, Obr. 54, Obr. 55, Obr. 56). Závěrem lze říct, že s rostoucí koncentrací nanočástic ve vodě a s klesající ostřikovou vzdáleností je *HTC* při použití kuželové trysky ve srovnání s vodou nižší. Z Tab. 6 a z Obr. 57, Obr. 58, Obr. 59 a Obr. 60 je zřejmé, že při použití jednopaprskové trysky jsou výsledná *HTC* velice variabilní a nelze za těchto podmínek jednoznačně popsat chování nanokapalin.

Za významnou lze považovat pouze intenzitu chlazení při ostřiku nanokapalinou s 1 hm.% uhlíkových nanovláken kuželovou tryskou ze vzdálenosti 100 mm (Obr. 54). Součinitel přestupu tepla je v tomto případě významně vyšší než součinitel přestupu tepla vody, a roste s klesajícím množstvím dopadající kapaliny. Pro 3.1 kg/m²s byl pozorován vzrůst o 174% vzhledem k *HTC* destilované vody, pro 4.6 kg/m²s o 119% a pro 6.2 kg/m²s o 101%. Pro ostatní množství dopadající kapaliny byl v porovnání s vodou pozorován pokles *HTC* o 32% (Tab. 6).

Tab. 6 Maximální rozdíl v *HTC* testovaných kapalin vzhledem k *HTC* vody

Aditivum		Rozdíl v <i>HTC</i> oproti <i>HTC</i> vody v %			
Druh	Koncentrace v hm. %	Kuželová tryska		Jednopaprsková tryska	
		min.	max.	min.	max.
Fe	40	-22	-15	-2	+46
	10	-18	+8	-15	+5
	1	-23	+14	-24	+1
C	1	-32	+174	-25	-6
	0.1	-32	+10	+3	+18
	0.01	-26	-4	-9	+8
Al ₂ O ₃	40	-49	-10	-51	-39
	10	-42	-17	-29	-24
	1	-34	-15	-15	+13
TiO ₂	40	-36	-8	-26	-20
	10	-30	-5	-1	+5
	1	-30	-11	+13	+31
Sůl	10	-11	+27	+6	+17
Mýdlo	10	-3	+73	-20	0
Chladicí kapalina	10	-3	+58	-16	+1
Perchlor	10	-82	-79	-	-

Pokles v *HTC* byl pozorován také v práci Bansal & Pyrtle [32] při použití hliníkových nanočástic ve vodě. Oproti tomu výsledky Chakraborty [31] ukazují vzrůst v *HTC* přidáním nanočástic TiO_2 . Důvod rozdílů by mohl být v rozsahu teplot provedených experimentů. Experimenty v této práci a v práci Bansal & Pyrtle byly provedeny pro teploty 200 až 500 °C, zatímco výzkum Chakraborty pro teploty 1200 až 500 °C.

Rozdíly v intenzitách chlazení při ostřiku a během obtékání těles nanokapalinami jsou dány dynamikou obou dějů. Intenzita chlazení v obou případech závisí na viskozitě kapaliny, její rychlosti, na drsnosti a smáčivosti povrchu. Chlazení ostřikem je navíc ovlivněno velikostí kapky, jejím povrchovým napětím, tlakem a rychlostí dopadu. Je pravděpodobné, že velikost kapky s nanočásticemi a její povrchové napětí jsou v porovnání s kapkami vody jiné. V [68] experimentálně ověřili, že Al_2O_3 nanočástice ve vodě snižují povrchové napětí kapek. Menší povrchové napětí potvrdili také v [69] přidáním nanočástic Al_2O_3 a SiO_2 do vody. V [69] dále ukázali, že nižší povrchové napětí má za následek vznik menšího počtu bublin při varu. Malé povrchové napětí také ovlivní velikost kapek. Kapalina vycházející z trysky se odporem vzduchu rozpadne na kapky menší, které mají nižší intenzitu chlazení.

9. ZÁVĚR

Pro dosažení vysoké kvality tepelně zpracovávaných produktů je nutná znalost teplotního pole tělesa během procesu. Teplotní pole celého tělesa lze určit řešením parciální diferenciální rovnice vedení tepla ze znalosti jeho materiálových charakteristik, počáteční teploty a jedné z následujících veličin: teplota povrchu, povrchový tepelný tok, součinitel přestupu tepla. Materiálové charakteristiky vstupují do rovnice jako koeficienty neznámých, počáteční teplota tělesa jako počáteční podmínka, ostatní zmíněné veličiny jako okrajová podmínka.

Ve velkém množství technických aplikací jako chlazení při válcování oceli za tepla je okrajová podmínka v průběhu procesu neznámá. Nejdosažitelnější okrajovou podmínkou je teplota povrchu chlazeného tělesa, kterou je v některých případech možné změřit termočlánkem nebo termovizní kamerou. Problém s použitím termočlánku nastává, je-li povrch pro měření nedostupný. Použití termovizní kamery je zase závislé na odhadu emisivity povrchu, což způsobuje chyby ve výsledných datech. Z těchto důvodů se hledají jiné způsoby určení okrajové podmínky jako využití zákona zachování energie (v případě izolovanosti systému), empirických vztahů (platných za určitých podmínek), nebo inverzní úlohy.

Inverzní úloha vedení tepla je numerická metoda, do níž vstupují teploty změřené termočlánkem zabudovaným pod povrchem tělesa. Protože úloha pracuje s nepřesnými změřenými daty, je z matematického hlediska nekorektní – nelze dokázat existenci a jednoznačnost jejího řešení. Z tohoto důvodu se ukazují limity v jejím použití. Nepřesnosti ve výsledcích inverzní úlohy souvisí s rychlostí zkoumaného procesu a s vlivem termočlánku na teplotní pole. Rychlostí procesu je myšlena rychlost změny okrajové podmínky, která má být úlohou určena. Z dostupné literatury je u dějů rychlejších než řádově 10^{-6} - 10^{-12} sekund nutné uvažovat vlnový charakter šíření tepla. Tak rychlé děje však v technické praxi nejsou zaznamenatelné, proto vlnová teorie není uvažována (v experimentální části práce byla použita vzorkovací frekvence 333 Hz, tzn. $3 \cdot 10^{-3}$ s). Z experimentů provedených v Laboratorii přenosu tepla a proudění vyplývá, že je během řešení inverzní úlohy vedení tepla nutné uvažovat termočlánek zabudovaný v chlazeném tělese. I při zahrnutí termočlánku do výpočtu však dochází k degradaci informace o chlazení povrchu. Hlavně v případech, kdy je termočlánek nevhodně zabudován, se teplotní gradient může v místě měření snížit natolik, že význam velikosti šumu vzhledem k naměřeným datům bude dominantní. Negativní vliv na výsledky má také příliš malá frekvence snímání dat, nebo nízká rozlišovací schopnost přístroje k záznamu. Dále je nutné dát si pozor na parametry samotné úlohy, jako počet dopředných časových kroků, délka časového a délkového kroku, zvolená chyba algoritmu. Strategie při volbě parametrů je popsána v Kapitole 6. V experimentální části práce byla inverzní úloha použita ke stanovení intenzity chlazení během ostřiku ocelového vzorku o počáteční teplotě 190 °C několika druhy nanokapalin a vodou. Testovány byly dva typy trysek (kuželová a jednopaprskové), tři ostřikové vzdálenosti (40, 100, 160 mm) a tři průtoky (1, 1.5, 2 kg/min). Překvapivě pouze nanokapalina s 1 hm.% uhlíkových nanovláken MWNT

dopadajících na horký povrch ze vzdálenosti 100mm vykazovala zvýšení intenzity chlazení oproti vodě a to až o 174%. Intenzita chlazení ostatních nanokapalin obsahujících nanočástice Al_2O_3 , TiO_2 a Fe klesla vůči vodě až o 30%. Pokles v *HTC* je pravděpodobně způsoben poklesem povrchového napětí, které má za následek menší velikost kapek dopadajících na chlazený povrch a také menší počet bublin při varu. Z rešerše vyplývá, že se nanokapaliny mohou při ostříku chovat jinak za vysokých teplot nad 500 °C, kde podle [31] dochází ke zvýšení intenzity chlazení. V práci jsou také uvedeny publikace jiných autorů zkoumajících tepelné vlastnosti nanokapalin. Ve svých závěrech se však značně rozcházejí. Zatím nebyla vybudována jednotná teorie vysvětlující tepelné vlastnosti nanokapalin.

Přínos práce spočívá ve stanovení postupu při návrhu experimentu pro určení chladicí intenzity během ostříku kapalinami a při volbě parametrů inverzní úlohy ovlivňujících přesnost výsledků. Dále pak v získání nových informací o tepelných vlastnostech nanokapalin, které mohou přispět k vytvoření ucelené teorie o jejich chování, a tím i k jejich případnému využití v technické praxi.

SEZNAM POUŽITÝCH SYMBOLŮ

ateplotní vodivost [$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$]	αabsorptance
C_Ktepelná kapacita kalorimetru [$\text{J} \cdot \text{K}^{-1}$]	$0 \leq \alpha \leq 1$
c_pměrná tepelná kapacita při konstantním tlaku [$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$]	γhranice tělesa
Eenergie [J]	Γoznačení tělesa
ffrekvence [Hz]	εemisivita zářiče
hPlanckova konstanta $6.63 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$	$0 \leq \varepsilon \leq 1$
HTCsoučinitel přestupu tepla [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$]	ζcitlivostní koeficient
$\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$..jednotkové vektory ve směru souřadných os	λvlnová délka [m]
ksoučinitel tepelné vodivosti [$\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$]	σStefan-Boltzmannova konstanta $5.67 \cdot 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^4$
ldélka [m]	τrelaxační čas [s]
mhmotnost tělesa [kg]	ρhustota látky [$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$]
$\vec{n}$normála k hranici tělesa [m]	Dolní indexy
n_Idimenze inverzní úlohy	i, jindexy plochy
n_tpočet dopředných časových kroků	γhranice tělesa
n_Tpočet termočlánků	∞kapalina
$O(\Delta x)$chyba řádu Δx	Horní indexy
$\vec{q}$měrný tepelný tok [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$]	mindex času
qvelikost měrného tepelného toku [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$]	Matematické symboly
Qteplo [J]	Ψ, X, Ypomocná proměnná
$\dot{q}$tepelný zdroj [$\text{W} \cdot \text{m}^{-3}$]	r, s, κpomocné indexy
q_x, q_y, q_změrný tepelný tok ve směru osy x [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$]	A, B, Ckonstanty
q_γměrný tepelný tok přes hranici γ [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$]	ζ_κkořeny transcendentální rovnice
tčas [s]	$\underline{I}, \underline{Z}$matice
Tteplota látky [K]	a, bkoeficienty v rovnici
Uvnitřní energie [J]	
Vobjem materiálu [m^3]	
vrychlost tepelné vlny v materiálu [$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$]	
v_srychlost zvuku v materiálu [$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$]	
x, y, zprostorové souřadnice [m]	

SEZNAM OBRÁZKŮ

Obr. 1: Křivka varu ve velkém objemu	- 6 -
Obr. 2: Graf experimentálně určeného součinitele přestupu tepla HTC v závislosti na teplotě chlazeného povrchu.....	- 6 -
Obr. 3: Náčrt proudu kapaliny dopadající z trysky na pevný povrch a vpravo náčrt rychlostního profilu kapaliny v paprsku	- 7 -
Obr. 4: Graf HTC při ostříku v závislosti na teplotě chlazeného povrchu	- 8 -
Obr. 5: Součinitel tepelné vodivosti pro některé vybrané materiály	- 9 -
Obr. 6: Měrná tepelná kapacita některých látek v závislosti na jejich teplotě	- 10 -
Obr. 7: Hustota vody v závislosti na její teplotě	- 10 -
Obr. 8: Pokrytí řešené oblasti sítí	- 13 -
Obr. 9: Ukázka indexování na jednom elementu sítě.....	- 14 -
Obr. 10: Fotografie chladicí trubky během chlazení tyče	- 31 -
Obr. 11: Schéma experimentálního zařízení pro chlazení tyčí.....	- 31 -
Obr. 12: Data změřená při chlazení tyče o průměru 22.2 mm průtokem vody 10 m ³ /h v chladicí trubce o průměru 50 mm.....	- 31 -
Obr. 13: Zabudování testovaných termočlánků a vpravo tryska použitá pro chlazení.....	- 34 -
Obr. 14: Graf teploty v závislosti na době trvání experimentu s chlazením vodou o tlaku 5 bar pro 4 druhy termočlánků	- 35 -
Obr. 15: Graf teploty v závislosti na době trvání experimentu s chlazením vodou o tlaku 5 bar pro 4 druhy termočlánků; po každých 30ti sekundách bylo chlazení na 5 s přerušeno	- 35 -
Obr. 16: Rozložení velikosti nanočástic Al ₂ O ₃ v nanokapalině podle Evonik Degussa	- 38 -
Obr. 17: Rozložení velikosti nanočástic TiO ₂ v nanokapalině podle Evonik Degussa.....	- 38 -
Obr. 18: Fotografie nanočástic	- 39 -
Obr. 19: Koncentrace nanočástic v testovaných nanokapalinách.....	- 40 -
Obr. 20: Experimentální plán pro nanokapaliny a vodu.....	- 40 -
Obr. 21: Koncentrace ostatních testovaných látek	- 41 -
Obr. 22: Experimentální plán pro další aditiva ve vodě.....	- 41 -
Obr. 23: Náčrt chlazeného senzoru.....	- 42 -
Obr. 24: Geometrie a složení termočlánku v řezu.....	- 42 -
Obr. 25: Fotografie kuželové trysky.....	- 43 -
Obr. 26: Fotografie jednopaprskové trysky.....	- 43 -
Obr. 27: Vlevo schéma kuželové trysky; vpravo schéma jednopaprskové trysky	- 43 -
Obr. 28: Paprsek vody vytvořený kuželovou tryskou pro tlak vody na výstupu 6.5 · 10 ⁵ Pa.....	- 44 -
Obr. 29: Rozložení tlaku čisté vody dopadající na povrch z kuželové trysky ve vzdálenosti 100 mm, pro průtoky 1 kg/min, 1.5 kg/min, 2 kg/min.....	- 45 -
Obr. 30: Experimentálně určený tlak vody na povrch při ostříku kuželovou tryskou ze vzdálenosti 100 mm, výstupní tlak vody byl 1.1 · 10 ⁵ Pa.....	- 46 -
Obr. 31: Experimentálně určený tlak vody na povrch při ostříku kuželovou tryskou ze vzdálenosti 100 mm, výstupní tlak vody byl 3.2 · 10 ⁵ Pa	- 46 -
Obr. 32: Experimentálně určený tlak vody na povrch při ostříku kuželovou tryskou ze vzdálenosti 100 mm, výstupní tlak vody byl 6.5 · 10 ⁵ Pa.....	- 46 -
Obr. 33: Experimentální vybavení.	- 48 -
Obr. 34: Experimentální zařízení	- 48 -
Obr. 35: Část senzoru uvažovaná ve výpočtovém modelu.....	- 49 -
Obr. 36: Síť pokrývající chlazený vzorek	- 50 -
Obr. 37: Porovnání fotografie termočlánku v řezu s jeho modelem	- 50 -
Obr. 38: Teplota v místě termočlánku v průběhu experimentu pro různé modely přímé úlohy	- 52 -
Obr. 39: Povrchová teplota v průběhu experimentu pro různé modely přímé úlohy	- 53 -
Obr. 40: Teplota v místě termočlánku pro různé zabudování termočlánku	- 53 -
Obr. 41: Povrchová teplota pro různé zabudování termočlánku	- 54 -
Obr. 42: Součinitel přestupu tepla vypočtený inverzní úlohou, jejíž vstupní data byla zatížena chybou +0.1 °C a -0.1 °C	- 54 -

Obr. 43: Součinitel přestupu tepla vypočtený inverzní úlohou, jejíž vstupní data byla zatížena chybou +0.5 °C a -0.5 °C	- 55 -
Obr. 44: Součinitel přestupu tepla vypočtený inverzní úlohou, jejíž vstupní data byla zatížena chybou 1 °C a 1 °C	- 55 -
Obr. 45: Součinitel přestupu tepla pro přidání šumu do vstupních dat z intervalu $\langle -0.1, 0.1 \rangle$ °C..	- 56 -
Obr. 46: Součinitel přestupu tepla pro přidání šumu do vstupních dat z intervalu $\langle -0.5, 0.5 \rangle$ °C	- 56 -
Obr. 47: Součinitel přestupu tepla pro přidání šumu do vstupních dat z intervalu $\langle 1, 1 \rangle$ °C	- 56 -
Obr. 48: Záznam a výsledky chlazení vodou o průtoku 1.5 kg/min dopadající na povrch z kuželové trysky ze vzdálenosti 100 mm.....	- 57 -
Obr. 49: Záznam a výsledky chlazení vodou o průtoku 1.5 kg/min dopadající na povrch z jednopaprskové trysky ze vzdálenosti 100 mm.....	- 58 -
Obr. 50: Součinitel přestupu tepla v závislosti na povrchové teplotě pro experiment s vodou o průtoku 1.5 kg/min a ostříkovou vzdálenost 100 mm od kuželové trysky	- 58 -
Obr. 51: Součinitel přestupu tepla v závislosti na povrchové teplotě pro experiment s vodou o průtoku 1.5 kg/min a ostříkovou vzdálenost 100 mm od jednopaprskové trysky	- 58 -
Obr. 52: Teplotní pole v chlazeném vzorku po 5 s chlazení vodou o průtoku 1.5 kg/min ze vzdálenosti 100 mm; teplota ocelové části povrchu 50 °C	- 59 -
Obr. 53: HTC v závislosti na množství dopadající kapaliny pro nanokapalinu s Fe nanočásticemi o různých koncentracích při použití kuželové trysky	- 59 -
Obr. 54: HTC v závislosti na množství dopadající kapaliny pro nanokapalinu s uhlíkovými nanovláknami o různých koncentracích při použití kuželové trysky	- 60 -
Obr. 55: HTC v závislosti na množství dopadající kapaliny pro nanokapalinu s nanočásticemi Al ₂ O ₃ o různých koncentracích při použití kuželové trysky	- 60 -
Obr. 56: HTC v závislosti na množství dopadající kapaliny pro nanokapalinu s nanočásticemi TiO ₂ o různých koncentracích při použití kuželové trysky	- 60 -
Obr. 57: HTC v závislosti na množství dopadající kapaliny pro nanokapalinu s Fe nanočásticemi při použití jednopaprskové trysky	- 61 -
Obr. 58: HTC v závislosti na množství dopadající kapaliny pro nanokapalinu s uhlíkovými nanovláknami při použití jednopaprskové trysky	- 61 -
Obr. 59: HTC v závislosti na množství dopadající kapaliny pro nanokapalinu s Al ₂ O ₃ nanočásticemi při použití jednopaprskové trysky	- 61 -
Obr. 60: HTC v závislosti na množství dopadající kapaliny pro nanokapalinu s TiO ₂ nanočásticemi při použití jednopaprskové trysky	- 62 -
Obr. 61: HTC v závislosti na koncentraci nanočástic Fe při použití kuželové trysky pro různá množství dopadající kapaliny	- 62 -
Obr. 62: HTC v závislosti na koncentraci uhlíkových nanovláken při použití kuželové trysky pro různá množství dopadající kapaliny.....	- 62 -
Obr. 63: HTC v závislosti na koncentraci nanočástic Al ₂ O ₃ při použití kuželové trysky pro různá množství dopadající kapaliny	- 63 -
Obr. 64: HTC v závislosti na koncentraci nanočástic TiO ₂ při použití kuželové trysky pro různá množství dopadající kapaliny	- 63 -
Obr. 65: HTC v závislosti na koncentraci nanočástic Fe při použití jednopaprskové trysky pro různá množství dopadající kapaliny	- 63 -
Obr. 66: HTC v závislosti na koncentraci uhlíkových nanovláken při použití jednopaprskové trysky pro různá množství dopadající kapaliny	- 64 -
Obr. 67: HTC v závislosti na koncentraci nanočástic Al ₂ O ₃ při použití jednopaprskové trysky pro různá množství dopadající kapaliny.....	- 64 -
Obr. 68: HTC v závislosti na koncentraci nanočástic TiO ₂ při použití jednopaprskové trysky pro různá množství dopadající kapaliny	- 64 -
Obr. 69: Rychlost chlazení kuželovou tryskou v závislosti na množství dopadající kapaliny pro různé koncentrace uhlíkových nanovláken ve vodě	- 65 -

Obr. 70: Teplota změřená termočlánkem ve vzdálenosti 0.37 mm pod chlazeným povrchem v průběhu experimentu s různými koncentracemi uhlíkových nanovláken ve vodě, průtok 1 kg/min, vzdálenost ostříku 100 mm, kuželová tryska	- 66 -
Obr. 71: Součinitel přestupu tepla v průběhu experimentu s různými koncentracemi uhlíkových nanovláken ve vodě, průtok byl 1 kg/min, vzdálenost ostříku 100 mm, kuželová tryska ..	- 66 -
Obr. 72: Opakované experimenty s nanokapalinou s Fe dopadající na povrch z kuželové trysky ve vzdálenosti 100 mm	- 67 -
Obr. 73: Opakované experimenty s nanokapalinou s uhlíkovými nanovlákný dopadající na povrch z kuželové trysky ve vzdálenosti 100 mm	- 67 -
Obr. 74: Opakované experimenty s nanokapalinou s Al_2O_3 dopadající na povrch z kuželové trysky ve vzdálenosti 100 mm	- 67 -
Obr. 75: Opakované experimenty s nanokapalinou s TiO_2 dopadající na povrch z kuželové trysky ve vzdálenosti 100 mm	- 68 -
Obr. 76: Opakované experimenty s vodou dopadající na povrch z kuželové trysky ve vzdálenosti 100 mm	- 68 -
Obr. 77: Grafická reprezentace HTC nanokapaliny s Fe nanočásticemi.....	- 69 -
Obr. 78: Grafická reprezentace HTC nanokapaliny s uhlíkovými nanovlákný	- 70 -
Obr. 79: Grafická reprezentace HTC nanokapaliny s Al_2O_3 nanočásticemi	- 70 -
Obr. 80: Grafická reprezentace HTC nanokapaliny s TiO_2 nanočásticemi	- 71 -
Obr. 81: Součinitel přestupu tepla v závislosti na množství dopadající kapaliny pro chladicí kapalinu, vodu s mýdlem, slanou vodu, perchlor a vodu při použití kuželové trysky	- 71 -
Obr. 82: Součinitel přestupu tepla v závislosti na množství dopadající kapaliny pro chladicí kapalinu, vodu s mýdlem, slanou vodu a vodu při použití jednopaprskové trysky	- 72 -

SEZNAM TABULEK

Tab. 1: Množství dopadající kapaliny	- 45 -
Tab. 2: Rychlost vody v m/s vytékající z kuželové trysky	- 47 -
Tab. 3: Rychlost vody v m/s vytékající z jednopaprskové trysky	- 47 -
Tab. 4: Měrná tepelná kapacita zkoumaných chladiv	- 72 -
Tab. 5: Hustota zkoumaných chladiv	- 72 -
Tab. 6: Maximální rozdíl HTC testovaných kapalin vzhledem k HTC.....	- 74 -

SEZNAM PŘÍLOH

Příloha A: Odvození rovnice vedení tepla

Příloha B: Analytické řešení rovnice vedení tepla Fourierovou metodou

Příloha C: Odvození chyby algoritmu v jednom časovém kroku výpočtu

Příloha D: Termočlánek v řezech

LITERATURA

- [1] Jícha, M.: Přenos tepla a látky, Akademické nakladatelství Cerm, s.r.o. Brno, 2001, ISBN 80-214-2029-4
- [2] Pavelek, M.; Janotková, E.; Štětina, J.: Vizualizační a optické měřicí metody, Vysoké učení technické v Brně, 2007, [cit. 30.8.2010], dostupný <http://ottp.fme.vutbr.cz/users/pavelek/optika/>
- [3] Internetová encyklopedie [cit. 30.8.2010], dostupný www.wikipedia.org
- [4] Sazima, M.; Kmoníček, V.; Schneller, J. a kol.: Technický průvodce, Teplo, Praha 1989, ISBN 80-03-00043-2
- [5] Halliday, D.; Resnick, R.; Walker, J.: Fyzika Vysokoškolská učebnice obecné fyziky Část 2 Mechanika-Termodynamika, Vysoké učení technické v Brně-Nakladatelství VUTIUM, redakce českého překladu Jan Obdržálek a Petr Dub, ISBN 80-214-1868-0, 2000
- [6] Sdílení tepla prouděním, učební text ÚChI Vysoká škola chemicko-technologická v Praze, [cit. 30.8.2010], dostupný <http://www.vscht.cz/uchi/ped/chi/chi.ii.text.k16.sdileni.tepla.pdf>
- [7] Raudenský, M.; Pohanka, M.; Boháček, J.; Kvapil, J.: Thick plate cooling fundamental study of nozzle characteristics for accelerated cooling (2), výzkumná zpráva pro Posco, 2010
- [8] Zuckerman, N.; Lior, N.: Jet impingement Heat Transfer: Physics, Correlations, and Numerical Modeling, Advances in Heat Transfer, Vol. 39, 2006, p. 565-631
- [9] Ražnjević, K.: Termodynamické tabulky, nakladatelství Alfa, 1975
- [10] Franců, J.: Parciální diferenciální rovnice, PC-DIR, 2000, Brno
- [11] Pohanka, M.: Technical experiment based inverse tasks in mechanics, Ph.D. Thesis, Faculty of Mechanical Engineering, Brno University of Technology, 2006
- [12] Kubíček, M.; Dubcová, M.; Janovská, D.: Numerické metody a algoritmy, Vysoká škola chemicko-technologická v Praze, 2005, ISBN 80-7080-559-7, [cit. 30.8.2010], dostupný http://vydavatelstvi.vscht.cz/knihy/uid_isbn-80-7080-558-7/pages-img/086.html
- [13] Sobhan, C.B.; Peterson, G.P.: Microscale and Nanoscale Heat Transfer, Fundamentals and Engineering Applications, CRC Press, 2008
- [14] Kaviani, M.: Principles of heat transfer, Wiley-Interscience, 2001, ISBN 0471434639
- [15] Mitra, K.; Kumar, S.; Vedavarz, A.; Moallemi, M.K.: Experimental evidence of hyperbolic heat conduction in processed meat, ASME J. HeatTransfer 117, 1995, pp. 568-573
- [16] Kaminski, W.: Hyperbolic Heat Conduction Equation for Materials with a Nonhomogenous Inner Structure, ASME J. Heat Transfer 112, 1990, pp.555-560
- [17] Herwig, H.; Beckert, K.: Fourier Versus Non-Fourier Heat Conduction in Material With a Nonhomogeneous Inner Structure, Journal of Heat Transfer, ASME 2000, vol.122, pp.363-365
- [18] Tzou, D.Y.; Chen, J.K.: Thermal Lagging in Random Media, J. Thermopys.Heat Transfer, 12, 1998, pp.567-574

- [19] Özisik, M.N.; Tzou, D.Y.: On the Wave Theory in Heat Conduction, *Journal of Heat Transfer* 116, 1994, pp. 526-535
- [20] Adams, T.A.: Thermal Transport [cit. 30.8.2010], dostupný <http://www.pa.msu.edu/cmp/csc/ntproperties/>
- [21] Choi, T.Y.; Poulidakos, D.; Tharian, J.; Sennhauser, U.: Measurement of Thermal Conductivity of Individual Multiwalled Carbon Nanotubes by the 3- ω Method, *Applied Physics Letters* Vol.87, pp. 013108-1-013108-3, 2005
- [22] Qiao, Y.M.; Chandra, S.: Spray Cooling Enhancement by Addition of a Surfactant, *Transaction of the ASME*, Vol. 120, page 92-98, 1998
- [23] Qiao, Y.M.; Chandra, S.: Experiments on adding a surfactant to water drops boiling on hot surface, *The Royal Society*, 453, page 673-689, Great Britain, 1997
- [24] Rao, Y.; Dammal, F.; Stephan, P.; Lin G.: Convective heat transfer characteristics of microencapsulated phase change material suspensions in minichannels, *Heat and Mass Transfer* Vol. 44, page 175-186, 2007
- [25] Eastman, J.A.; Phillpot, S.R.; Choi, S.U.S.; Keblinski, P.: Thermal transport in nanofluids, *Annu. Rev. Mater. Res.*, 2004, pp. 219-246
- [26] Murshed, S.M.S.; Leong, K.C.; Yang, C.: Thermophysical and Electrokinetic Properties of Nanofluids-A Critical Review, *Applied Thermal Engineering* 28, page 2109-2125, 2008
- [27] Wang, X.Q.; Mujumdar, A.S.: A Review on Nanofluids-part I: Theoretical and Numerical Investigations, *Brazilian Journal of Chemical Engineering* no.4, page 1-20, 2008
- [28] Wang, X.Q.; Mujumdar, A.S.: A Review on Nanofluids-part II: Experiments and Applications, *Brazilian Journal of Chemical Engineering* no.4, page 631-648, 2008
- [29] Heris, S.Y.; Etemad, S.G.; Esfahany, M.N.: Experimental investigation of oxide nanofluids laminar flow convective heat transfer, *Heat and Mass Transfer* 33, page 529-535, 2006
- [30] Das, S.K.; Putra, N.; Roetzel, W.: Pool boiling characteristics of nano-fluids, *International journal of Heat and Mass Transfer* Vol.46, page 851-862, 2003
- [31] Chakraborty, S.; Chakraborty, A.; Das, S.; Mukherjee, T.; Bhattacharjee, D.; Ray, R.K.: Application of Water Based TiO₂ Nano-fluid for Cooling of Hot Steel Plate, *ISIJ International* Vol.50, page 124-127, 2010
- [32] Bansal, A.; Pyrtle, F.: Alumina nanofluid for spray cooling enhancement, *ASME-JSME Thermal Engineering Summer Heat Transfer Conference*, page 797-803, 2007
- [33] Das, S.K.; Putra, N.; Thiesen, P.; Roetzel, W.: Temperature Dependence of Thermal Conductivity Enhancement for Nanofluids, *Journal of Heat Transfer*, 2003, pp. 567-574
- [34] Lee, S.; Choi, S.U.S.; Li, S.; Eastman, J. A.: Measuring Thermal Conductivity of Fluids Containing Oxide Nanoparticles, *Journal of Heat Transfer*, 1998, pp. 280-289
- [35] Hrishikesh, E.P.; Sundararajan, T.; Das, S.K.: A cell model approach for thermal conductivity of nanofluids, *J Nanopart Res*, 2007, pp.88-97

- [36] Xuan, Y.; Roetzel, W.: Conceptions for heat transfer correlation of nanofluids, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2000, pp. 3701-3707
- [37] Zhu, H.; Zhang, C.; Liu, S.; Tang, Y.; Yin, Y.: Effect of nanoparticle clustering and alignment on thermal conductivities of Fe₃O₄ aqueous nanofluids. *Applied Physics Letters*, 89, article number 023123, 2006
- [38] Hong, K.S.; Hong, T.K.; Yang, H.S.: Thermal conductivity of Fe nanofluids depending on the cluster size of nanoparticles, *Applied Physics Letters*, 88, articles number 031901, 2006
- [39] Murshed, S.M.S.; Leong, K.C.; Yang, C.: Investigations of thermal conductivity and viscosity of nanofluids, *International Journal of Thermal Science* 47(5), pages 560-568, 2008
- [40] Eastman, J.A.; Choi, S.U.S.; Li, S.; Thompson, L.J.; Lee, S.: Enhanced thermal conductivity through the development of nanofluids. *Nanophase and Nanocomposite Material II*:3-11, 1997
- [41] Masuda, H.; Ebata, A.; Teramae, K.; Hishinuma, N.: Alternation of thermal conductivity and viscosity of liquid by dispersing ultra-fine particles (dispersion of γ -Al₂O₃, SiO₂, and TiO₂ ultra-fine particles), *Netsu Bussei* 4, pages 227-233, 1993
- [42] Murshed, S.M.S.; Leong, K.C.; Yang, C.: Enhanced thermal conductivity of TiO₂-water based nanofluids, *International Journal of Thermal Sciences*, Vol.44, pages 367-373, 2005
- [43] Collins, P.G.; Avouris, P.: Nanotubes for electronics, *Scientific American* Vol. 283, page 62-70, 2000
- [44] Berber, S.; Kwon, Y.J.; Tomanek, D.: Unusually high thermal conductivity of carbon nanotubes, *Phys. Rev. Lett.*, pp. 4613-4616, 2000
- [45] Yi, W.; Lu, L.; Zhang, D.; Pan, Z.W.; Xie, S.S.: Linear Specific Heat of Carbon Nanotubes, *Physical Review B* Vol.59, pp. 9015-9018, 1999
- [46] Choi, S.U.S.; Zhang, Z.G.; Lockwood, F.E.; Grulke, E.A.: Anomalous Thermal Conductivity Enhancement in Nanotubes Suspensions, *Physics Letters* 79, pp. 2252-2254, 2001
- [47] Assael, M.J.; Chen, C.F.; Metala, I.; Wakeham, W.A.: Thermal Conductivity of Suspensions of Carbon Nanotubes in Water, *International Journal of Thermophysics* Vol.25, pp. 971-985, 2004
- [48] Amrollahi, A.; Hamidi, A.A.; Rashidi, A.M.: The Effects of Temperature, Volume Fraction and Vibration Time on the Thermo-physical Properties of a Carbon Nanotube Suspension (Carbon Nanofluid), *Nanotechnology* Vol. 19 (31), pp. 1-8, 2008
- [49] Lai, W.Y.; Vinod, S.; Phelan, P.E.; Prasher, R.: Convective Heat Transfer for Water-Based Alumina Nanofluids in a Single 1.02 mm Tube, *Journal of Heat Transfer* Vol. 131, pp. 1124011-112401-9, 2009
- [50] Nguyen, C.T.; Roy, G.; Gauthier, C.; Galanis, N.: Heat transfer enhancement using Al₂O₃-water nanofluid for an electronic liquid cooling system, *Applied Thermal Engineering*, pp. 1501-1506, 2007

- [51] Wen, D.; Ding, Y.: Experimental investigation into convective heat transfer of nanofluids at the entrance region under laminar flow conditions, *International journal of heat and mass transfer* 47, pp. 5181-5188, 2004
- [52] Chen, H.; Yang, W.; He, Y.; Ding, Y.; Zhang, L.; Tan, C.; Lapkin, A.A.; Bavykin, D.V.: Heat transfer and flow behaviour of aqueous suspensions of titanate nanotubes (nanofluids), *Powder technology* 183, pp. 63-72, 2008
- [53] He, Y.; Jin, Y.; Chen, H.; Ding, Y.; Cang, D.; Lu, H.: Heat transfer and flow behaviour of aqueous suspensions of TiO₂ nanoparticles (nanofluids) flowing upward through a vertical pipe, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol.50, pp. 2272-2281, 2007
- [54] Shi, M.H.; Shuai, M.Q.; Li, Q.; Xuan, Y.M.: Study on pool boiling heat transfer of nano-particle suspensions on plate surface. *Journal of Enhanced Heat Transfer*, 14, pp. 223-231, 2007
- [55] Ding, Y.; Alias, H.; Wen, D.; Williams, R.A.: Heat transfer of aqueous suspensions of carbon nanotubes (CNT nanofluids), *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 49, pp. 240-250, 2006
- [56] Liao, L.; Liu, Z.H.: Forced convective flow drag and heat transfer characteristic of carbon nanotube suspensions in horizontal small tube, *Heat and Mass Transfer* 45, pp. 1129-1136, 2009
- [57] Park, K.J.; Jung, D.S.: Enhancement of nucleate boiling heat transfer using carbon nanotubes, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 50, pp. 4499-4502, 2007
- [58] Amrollahi, A.; Rashidi, A.M.; Lotfi, R.; Meibodi, M.E.; Kashefi, K.: Convection heat transfer of functionalized MWNT in aqueous fluids in laminar and turbulent flow at the entrance region, *International Communications in Heat and Mass Transfer* 37, pp. 717-723, 2010
- [59] Pak, B.C.; Cho, Y.I.: Hydrodynamic and heat transfer study of dispersed fluids with submicron metallic oxide particles, *Experimental Heat transfer* 11, pp. 151-170, 1998
- [60] Trisaksri, V.; Wongwises, S.: Nucleate pool boiling heat transfer of TiO₂-R141b nanofluids, *International journal of Heat and Mass Transfer* 52, pp. 1582-1588, 2009
- [61] Park, K.J.; Jung, D.; Shim, S.E.: Nucleate boiling heat transfer in aqueous solutions with carbon nanotubes up to critical heat fluxes, *International Journal of Multiphase Flow* 35, pp. 525-532, 2009
- [62] Peterson, G.P.; Li, C.H.: Heat and Mass Transfer in Fluids with Nanoparticles suspension, *Advances in Heat Transfer* 39, 2006, pp.257-376
- [63] Beck, J.V.; Blackwell, B.; Charles, R.S.; Clair, J.R.: Inverse heat conduction Ill-posed Problems, A Wiley-Interscience Publication, Canada, ISBN 0-471-08319-4, 1985
- [64] Woodbury, K.A.; Thakur, S.K.: A two-dimensional inverse heat conduction algorithm, *Proceedings of the 1st International Conference on Inverse Problems in Engineering: Theory and Practice*, ASME, Florida, USA, pp. 219-226, 1993

- [65] Pohanka, M.: Limitation of thermal inverse algorithm and boundary conditions reconstruction for very fast changes on boundary, IM 2007, pp.229-230, ISBN 978-80-87012-06-2, článek ve sborníku Engineering Mechanics 2007, Svratka 14.5.2007-17.5.2007
- [66] Ciofalo, M.; Caronia, A.; Di Liberto, M.; Puleo, S.: The Nukiyama curve in water spray cooling: Its derivation from temperature-time histories and its dependence on the quantities that characterize drop impact, International Journal of Heat and Mass Transfer 50, pp. 4948-4966, 2007
- [67] Wu, S.J.; Shin, C.H.; Kim, K.M.; Cho, H.H.: Single-phase convection and boiling heat transfer: Confined single and array-circular impinging jets, International Journal of Multiphase Flow 33, pp. 1271-1283, 2007
- [68] Golubovič, M.N.; Hetiarachi, M.; Worek, W.M.; Minkowycz, W.J.: Nanofluids and critical heat flux, experimental and analytical study, Applied Thermal Engineering 29, pp. 1281-1288, 2009
- [69] Kim, S.J.; Bang, I.C.; Buongiorno, J.; Hu, L.W.: Effects of nanoparticle deposition on surface wettability influencing boiling heat transfer in nanofluids, Applied Physics Letters 89, pp. 1-3, 2006
- [70] Incropera, F. P.; DeWitt, D. P.: Fundamentals of Heat and Mass Transfer, 1996, ISBN 0-471-30460-3
- [71] Úvod do teorie PDR, studijní text ÚM FSI VUT v Brně, [cit. 30.8.2010], dostupný <http://mathonline.fme.vutbr.cz/Uvod-do-teorie-PDR/sc-57-sr-1-a-84/default.aspx>

PUBLIKACE AUTORA

Články

- [1] Pohanka, M.; Bellerová, H.; Raudenský, M.: Experimental Technique for Heat Transfer Measurements on Fast Moving Sprayed Surfaces. Journal of ASTME International, No.4, Vol.6, 2009, s. 1-9. ISSN: 1546-962X
- [2] Horák, A.; Raudenský, M.; Pohanka, M.; Bellerová, H.; Reichardt, T.: Research on Cooling Efficiencies of Water, Emulsions and Oil. Metallurgical and Mining Industry, No. 4, Vol. 2, 2010, s. 271-278

Konference

- [1] Horák, A.; Bellerová, H.: Vliv typu chladiva na intenzitu chlazení ostřikem, National conference with international participation Engineering Mechanics 2007, 14. -17.05 2007, Svratka, ISBN: 978-80-87012-06-2
- [2] Bellerová, H.: Výzkum chlazení horkého povrchu ostřikem nanokapalinami, 8th conference with international participation on Power System Engineering, Thermodynamics & Fluid Flow 2009, Plzeň, 18.06.2009, ISBN: 978-80-7043-804- 6
- [3] Bellerová, H.; Pohanka, M.; Raudenský, M.; Tseng, A.A.: Spray cooling by water based nanofluids with Al₂O₃ and TiO₂, conference paper, 12th IEEE Intersociety Conference on Thermal and Thermomechanical Phenomena in Electric Systems, Las Vegas, 02.06.2010-05.06.2010, ISBN: 978-1-4244-5343-6
- [4] Bellerová, H.; Pohanka, M.: Spray cooling by multi-walled carbon nanotubes and Fe nanoparticles, 11th international conference Heat Transfer 2010, Tallinn, 12. -14.07.2010

Výzkumné zprávy

2006

- [1] Horský, J.; Juriga, A.; Boháček, J.; Bellerová, H.; Kotrbáček, P.: Úprava sekundárního chlazení pro výrobu kulatiny 130 mm, výzkumná zpráva pro Mittal Steel Ostrava a.s., 2006. s. 1-10
- [2] Raudenský, M.; Horský, J.; Bellerová, H.; Kotrbáček, P.; Pohanka, M.: Návrh kolektorů pro mezistolicové chlazení v podniku Severstal a stanovení jejich chladicích účinků, výzkumná zpráva pro ITA Ostrava, 2006
- [3] Vavrečka, L.; Juriga, A.; Horský, J.; Raudenský, M.; Bellerová, H.: Vývoj regálového systému 25-Zkouška nosnosti, výzkumná zpráva pro ITAB Shop Koncept CZ, a.s., 2006

- [4] Bellerová, H.; Raudenský, M.; Horský, J.; Kotrbáček, P.; Pohanka, M.: Optimalizace hydraulických systémů v procesu válcování Etapa E2 a E4-Měření charakteristik přestupu tepla při chlazení válců vodními tryskami, výzkumná zpráva v rámci projektu FT-TA3/023, 2006
- [5] Bellerová, H.; Raudenský, M.; Horský, J.; Kotrbáček, P.; Pohanka, M.: Optimalizace hydraulických systémů v procesu válcování Etapa E2 Literární rešerše a vytvoření databáze materiálových charakteristik různých typů okují, výzkumná zpráva v rámci projektu FT-TA3/023, 2006

2007

- [1] Raudenský, M.; Horský, J.; Kotrbáček, P.; Pohanka, M.; Boháček, J.; Bellerová, H.: Effective Roll Cooling - final report. 2007. s. 1-14
- [2] Horský, J.; Raudenský, M.; Kotrbáček, P.; Pohanka, M.; Boháček, J.; Bellerová, H.: Improvement of cooling and related lubrication effects in cold rolling of carbon and stainless steel grades – roll, final report, 2007
- [3] Bellerová, H.: Determination cooling intensity of bar by different boundary conditions, final report for Mefos, 2007
- [4] Raudenský, M.; Horský, J.; Vavrečka, L.; Boháček, J.; Bellerová, H.; Juriga, A.: Regálový systém 25, výzkumná zpráva pro ITAB Shop Concept CZ a.s., 2007
- [5] Raudenský, M.; Horský, J.; Kotrbáček, P.; Bellerová, H.; Boháček, J.: Heat Transfer Measurements Using Full Cone Nozzles, final report for Ewrcool, 2007
- [6] Raudenský, M.; Bellerová, H.; Boháček, J.; Horský, J.: Chlazení CIC válců, technická zpráva pro Mittal Steel a NOVÁ HUŤ-Projekce spol.s.r.o., 2007
- [7] Raudenský, M.; Horák, A.; Pohanka, M.; Juriga, A.; Boháček, J.; Bellerová H.: Contamination Trials Summary Experimental Program, final report for Ewrcool, 2007
- [8] Raudenský, M.; Horský, J.; Kotrbáček, P.; Pohanka, M.; Bellerová, H.: Evaluation Technique of Heat Flux in Accelerated Cooling-Research on heat transfer characteristics of impact by water sprays done with tube nozzles 3, 5, 10 and 16 mm and with full cone nozzles 9.3 mm, midterm report for Posco, 2007

2008

- [1] Raudenský, M.; Horský, J.; Kotrbáček, P.; Pohanka, M.; Bellerová, H.: Optimální režim sekundárního chlazení a dodatečná měření ochlazovacích HTC trysek, výzkumná zpráva, 2008.
- [2] Horský, J.; Pohanka, M.; Raudenský, M.; Kotrbáček, P.; Bellerová, H.: Experiments for the investigation of heat transfer on hot plates. Final report for Siemens VAI, 2008
- [3] Horský, J.; Kotrbáček, P.; Boháček, J.; Bellerová, H.; Hrabovský, J.: Spolupráce v rámci řešení úkolu H-03-103/881 "Odlévání kruhových sochorů kul. 130mm a následné ověření výroby trubek, výzkumná zpráva, 2008

- [4] Raudenský, M.; Horský, J.; Kotrbáček, P.; Pohanka, M.; Bellerová, H.: Evaluation Technique of Heat Flux in Accelerated Cooling, final report for Posco, 2008
- [5] Kotrbáček, P.; Horský, J.; Bellerová, H.; Hrabovský, J.; Boháček, J.: Optimalizace sekundárního chlazení v zónách 2 a 3 při odlévání kvadrátu 115, 130, 160 a kulatiny 130, výzkumná zpráva pro ArcelorMittal Ostrava a.s., 2008
- [6] Pohanka, M.; Horský, J.; Kotrbáček, P.; Luks, T.; Bellerová, H.: Experimental evaluation of HTC for direkt intensive cooling device for heavy plate production, final report for Voestalpine Stahl GmbH, 2008
- [7] Horský, J.; Kotrbáček, P.; Raudenský, M.; Pohanka, M.; Bellerová, H.; Stránský, M.; Horský, M.: Řízené dochlazování kolejnic-1.část Laboratorní testy, výzkumná zpráva pro Třinecké železářny, a.s., 2008
- [8] Horský, J.; Kotrbáček, P.; Raudenský, M.; Pohanka, M.; Bellerová, H.; Stránský, M.; Horský, M.: Řízené dochlazování kolejnic-2.část Laboratorní testy, výzkumná zpráva pro Třinecké železářny, a.s., 2008
- [9] Horský, J.; Kotrbáček, P.; Raudenský, M.; Pohanka, M.; Bellerová, H.; Stránský, M.; Horský, M.: Řízené dochlazování kolejnic-3.část Technické podklady-poloprovozní zařízení, výzkumná zpráva pro Třinecké železářny, a.s., 2008
- [10] Hnízdil, M.; Bellerová, H.; Pohanka, M.; Kotrbáček, P.; Raudenský, M.: Měření teplotního zatížení válců v Třineckých železárnách, výzkumná zpráva, 2008
- [11] Raudenský, M.; Bellerová, H.; Pohanka, M.; Horský, J.: Optimalizace hydraulických systémů v procesu válcování Etapa E2 Ostřík okují a chlazení provažků část 1.2/2008, výzkumná zpráva v rámci projektu FT-TA3/023, 2008
- [12] Bellerová, H.; Raudenský, M.; Horský, J.; Kotrbáček, P.; Pohanka, M.: Optimalizace hydraulických systémů v procesu válcování Etapa E4 Výzkum intenzity chlazení válců válcovacích stolic, výzkumná zpráva v rámci projektu FT-TA3/023, 2006

2009

- [1] Horský, J.; Kotrbáček, P.; Pohanka, M.; Boháček, J.; Bellerová, H.: Rotor Descaler Tests, Siemens VAI, final report, 2009
- [2] Horský, J.; Kotrbáček, P.; Boháček, J.; Bellerová, H.; Stránský, M.: Studie analýzy vlivů a možností optimálního chlazení válců sochorové stolice a blokové stolice, final report, 2009
- [3] Horský, J.; Raudenský, M.; Pohanka, M.; Kotrbáček, P.; Boháček, J.; Bellerová, H.; Hrabovský, J.; Hnízdil, M.: Run-Out Table Cooling - 1.Upper Configuration, 2.Bottom Conf., voestalpine Grobblech.final report,2009
- [4] Raudenský, M.; Kotrbáček, P.; Pohanka, M.; Hnízdil M.; Bellerová, H.; Luks, T.: Fundamentals study of new descaling technology including conventional descaling Tudory and optimisation of existing descaling systém, final report for POsco, 2009

- [5] Raudenský, M.; Bellerová, H.; Pohanka, M.: Stanovení teplotních konstant pro návrh parametrů chladiče, výzkumná zpráva pro HYDROSYSTEM project a.s., 2009

2010

- [1] Raudenský, M.; Bellerová, H.; Kotrbáček, P.: Měření teplotních polí na sochorové stoličce a blokovně (situace po instalaci nových chladicích systémů), výzkumná zpráva pro Třinecké železářny, 2010
- [2] Horský, J.; Kotrbáček, P.; Raudenský, M.; Pohanka, M.; Bellerová, H.; Ondroušková, J.; Kvapil, J.: Řízené dochlazování kolejnic-4.část Poloprovozní zkoušky, výzkumná zpráva pro Třinecké železářny, a.s., 2010

Tvůrčí aktivity

- [1] Horský, J.; Kotrbáček, P.; Juriga, A.; Bellerová, H.; Boháček, J.: OT02/LPTP/11/ 06; Chladicí kolektory v rámci techn. řešení "Návrh sekundárního chlazení pro výrobu kulatiny 130 mm". Mittal Steel Ostrava a.s.. (prototyp)
- [2] Raudenský, M.; Horský, J.; Kotrbáček, P.; Pohanka, M.; Bellerová, H.; Boháček, J.: FV02/LPTP/04/ 07; Litý válec s instalovanými teplotními čidly. Třinecké železářny trať Bohumín. (funkční vzorek)
- [3] Horský, J.; Boháček, J.; Raudenský, M.; Kotrbáček, P.; Pohanka, M.; Bellerová, H.: P04/LPTP/12/ 07; Kolektory pro chlazení. Třinecké železářny, trať Bohumín. (prototyp)
- [4] Raudenský, M.; Horský, J.; Kotrbáček, P.; Pohanka, M.; Bellerová, H.: OT01/LPTP/ 1108; Chladicí systém válců kolejnicové tratě. Třinecké železářny, a.s. (funkční vzorek)
- [5] Raudenský, M.; Horský, J.; Kotrbáček, P.; Pohanka, M.; Boháček, J.; Bellerová, H.; Hrabovský, J.; Hnízdil, M.: FV01/LPTP/09/ 09; Descaling collector system. Posco, South Korea. (funkční vzorek)
- [6] Raudenský, M.; Hnízdil, M.; Horský, J.; Kotrbáček, P.; Pohanka, M.; Boháček, J.; Bellerová, H.; Hrabovský, J.: FV02/LPTP/09/ 09; System of roll cooling at 18. bench in the mill plant of stainless profiles in Cogne. Cogne Acciai Speciali S.p.a. "Socio Unico". (funkční vzorek)
- [7] Raudenský, M.; Horský, J.; Pohanka, M.; Kotrbáček, P.; Boháček, J.; Bellerová, H.; Hrabovský, J.; Hnízdil, M.: OT01/LPTP/11/ 09; Systém chlazení válců kolejnicové tratě. Třinecké železářny, a.s.. (funkční vzorek)

PŘÍLOHA

A. Odvození rovnice vedení tepla

Rovnice vedení tepla:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(k \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(k \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \dot{q} = \rho \cdot c_p \frac{\partial T}{\partial t} \left[\frac{W}{m^3} \right] \quad (A-i)$$

je odvozena ze zákona zachování energie [70]. Uvažujeme-li, že se zkoumané těleso skládá z materiálu, v němž nedochází k pohybu, lze toto těleso brát jako množinu nekonečně malých objemových elementů. Objemový element v kartézské soustavě souřadnic vyjádříme jako krychli (Obr. A1) s vrcholy o souřadnicích $[x,y,z]$, $[x+dx,y,z]$, $[x,y+dy,z]$, $[x+dx,y+dy,z]$, $[x,y,z+dz]$, $[x+dx,y,z+dz]$, $[x,y+dy,z+dz]$, $[x+dx,y+dy,z+dz]$. Podle zákona zachování energie teplo do elementu vstupující Q_{vstup} a v elementu generované Q_{gener} musí být rovno teplo z elementu vystupujícímu $Q_{výstup}$ a změně vnitřní energie ΔU :

$$Q_{vstup} + Q_{gener} = Q_{výstup} + \Delta U. \quad (A-ii)$$

Vezmeme-li do úvahy jednotkový časový krok a jednotkovou plochu, přes kterou teplo vstupuje a vystupuje z elementu o velikosti $dx \times dy \times dz$, lze psát:

$$q_x + q_y + q_z + \dot{q} dx dy dz = q_{x+dx} + q_{y+dy} + q_{z+dz} + \rho \cdot c_p \frac{\partial T}{\partial t} dx dy dz \left[\frac{W}{m^2} \right], \quad (A-iii)$$

kde

$$q_{x+dx} = q_x + \frac{\partial q_x}{\partial x} dx, \quad (A-iv)$$

$$q_{y+dy} = q_y + \frac{\partial q_y}{\partial y} dy, \quad (A-v)$$

$$q_{z+dz} = q_z + \frac{\partial q_z}{\partial z} dz, \quad (A-vi)$$

$$\text{pak } \dot{q} dx dy dz = \frac{\partial q_x}{\partial x} dx + \frac{\partial q_y}{\partial y} dy + \frac{\partial q_z}{\partial z} dz + \rho \cdot c_p \frac{\partial T}{\partial t} dx dy dz. \quad (A-vii)$$

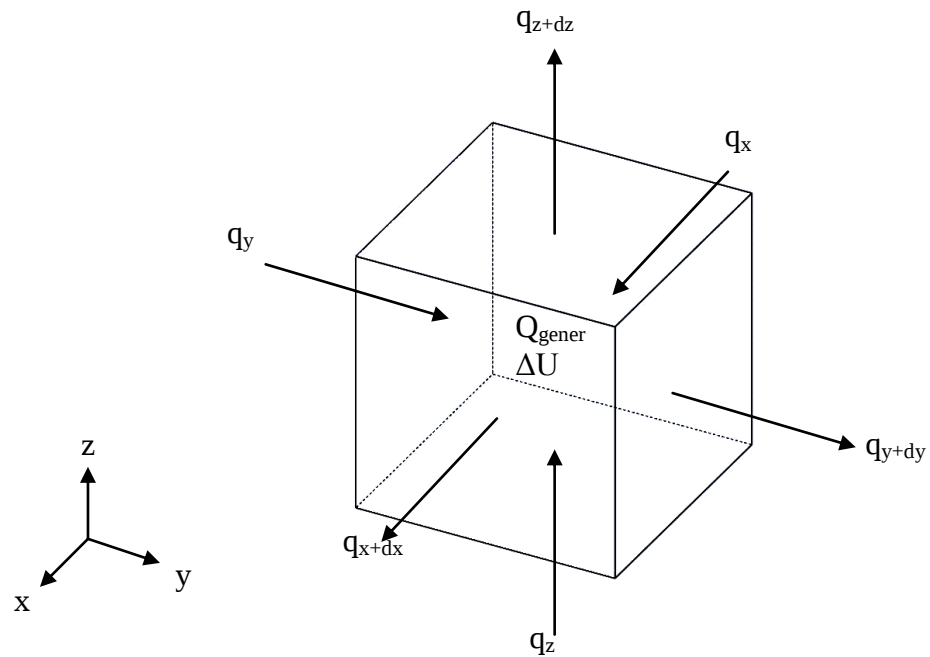
Dále podle Fourierova zákona platí:

$$q_x = -k \cdot dy dz \frac{\partial T}{\partial x}, \quad (A-viii)$$

$$q_y = -k \cdot dx dz \frac{\partial T}{\partial y}, \quad (A-ix)$$

$$q_z = -k \cdot dx dy \frac{\partial T}{\partial z}. \quad (A-x)$$

Rovnice (A-iii) se zjednoduší dosazením (A-iv), (A-v), (A-vi) a následně (A-viii), (A-ix), (A-x).
 Podělením rovnice velikostmi objemového elementu $dx \cdot dy \cdot dz$ dostaneme rovnici vedení tepla (A-i).



Obr. A1 Schéma objemového elementu k vysvětlení odvození rovnice vedení tepla

B. Analytické řešení rovnice vedení tepla Fourierovou metodou řad

Uvažujme jednorozměrnou úlohu vedení tepla bez vnitřního zdroje tepla:

$$a \frac{\partial^2 T(x, t)}{\partial x^2} = \frac{\partial T(x, t)}{\partial t}. \quad (\text{B-i})$$

Tato rovnice modeluje vedení tepla tyčí izolovanou na povrchu se zanedbatelným průřezem. Levý konec tyče leží v nulové hodnotě osy x , pravý konec tyče v hodnotě l . Abychom mohli jednoznačně určit teplotu $T(x, t)$ (funkce spojitá na $\langle 0, l \rangle$), je nezbytné uvést jednu počáteční podmínku a dvě okrajové podmínky:

$$T(x, 0) = T^0(x), \quad \forall x \in (0, l), \quad (\text{B-ii})$$

$$T(0, t) = 0, \quad (\text{B-iii})$$

$$T(l, t) = 0, \quad (\text{B-iv})$$

kde $T^0(x)$ je spojitá funkce mající po částech spojitou derivaci na $\langle 0, l \rangle$.

Hledáme netriviální řešení rovnice ve tvaru:

$$T(x, t) = X(x) \cdot Y(t). \quad (\text{B-v})$$

Dosazením (B-v) do (B-i) dostaneme:

$$a \cdot X''(x)Y(t) = X(x)\dot{Y}(t) \quad (\text{B-vi})$$

a jednoduchou úpravou:

$$\frac{X''(x)}{X(x)} = \frac{\dot{Y}(t)}{a \cdot Y(t)}. \quad (\text{B-vii})$$

Levá strana rovnice (B-vii) je funkcí proměnné x a pravá strana funkcí proměnné t , jestliže si jsou obě funkce rovny, musí být vzhledem k t a x konstantní. Tuto konstantu označíme $-\psi$:

$$\frac{X''(x)}{X(x)} = -\psi, \quad (\text{B-viii})$$

$$\frac{\dot{Y}(t)}{a \cdot Y(t)} = -\psi. \quad (\text{B-ix})$$

Z (B-viii) a (B-ix) dostaneme dvě lineární obyčejné diferenciální rovnice 2. řádu:

$$X''(x) + \psi X(x) = 0, \quad (\text{B-x})$$

$$\dot{Y}(t) + \psi a Y(t) = 0. \quad (\text{B-xi})$$

Dosadíme-li (B-vi) do okrajových podmínek (B-iii) a (B-iv), dostaneme při požadavku netriviálnosti řešení:

$$X(0) = 0, \quad X(l) = 0. \quad (\text{B-xii})$$

Nyní budeme hledat nenulové řešení okrajového problému daného rovnicemi (B-x), (B-xii). Obecné řešení je tvaru

$$X(x) = C_1 \cos(\sqrt{\psi} \cdot x) + C_2 \sin(\sqrt{\psi} \cdot x), \text{ kde } C_1, C_2 \in R. \quad (\text{B-xiii})$$

Dosazením (B-xii) do (B-xiii) získáme:

$$X(0) = C_1 \cos(\sqrt{\psi} \cdot 0) + C_2 \sin(\sqrt{\psi} \cdot 0) = 0 \rightarrow C_1 = 0, \quad (\text{B-xiv})$$

$$X(l) = 0 + C_2 \sin(\sqrt{\psi} \cdot l) = 0 \rightarrow \sin(\sqrt{\psi} \cdot l) = 0 \rightarrow \sqrt{\psi} \cdot l = \kappa\pi \rightarrow \psi = \left(\frac{\kappa\pi}{l}\right)^2, \kappa = 1, 2, \dots \quad (\text{B-xv})$$

Pro řešení daná indexem κ okrajového problému (B-x) a (B-xii) dostaneme z (B-xiii), (B-xiv) a (B-xv):

$$X_\kappa(x) = C_\kappa \sin\left(\frac{\kappa\pi}{l} x\right), \quad \kappa = 1, 2, \dots, C_\kappa \in R. \quad (\text{B-xvi})$$

Ke každé hodnotě ψ dané indexem κ , kterou označíme ψ_κ , nalezneme z (B-xi) $Y_\kappa(t)$:

$$\dot{Y}_\kappa(t) + \psi_\kappa a Y_\kappa(t) = 0. \quad (\text{B-xvii})$$

Obecné řešení je tvaru:

$$Y_\kappa(t) = B_\kappa e^{-\psi_\kappa a t}, \quad B_\kappa \in R. \quad (\text{B-xviii})$$

Dosazením za ψ_κ podle (B-xv):

$$Y_\kappa(t) = B_\kappa e^{-\left(\frac{\kappa\pi}{l}\right)^2 a t}. \quad (\text{B-xix})$$

Z (B-v) dostáváme:

$$T_\kappa(x, t) = X_\kappa(x) \cdot Y_\kappa(t) = A_\kappa \sin\left(\frac{\kappa\pi}{l} x\right) \cdot e^{-a \frac{\kappa^2 \pi^2 t}{l^2}}, \quad (\text{B-xx})$$

kde A_κ je součin koeficientů $A_\kappa = B_\kappa \cdot C_\kappa$.

Podle teorie diferenciálních rovnic je výsledné řešení součtem řešení partikulárních, získáme tak nekonečnou řadu:

$$T(x, t) = \sum_{\kappa=1}^{\infty} A_\kappa \sin\left(\frac{\kappa\pi}{l} x\right) \cdot e^{-a \frac{\kappa^2 \pi^2 t}{l^2}}. \quad (\text{B-xxi})$$

Koeficienty A_κ určíme dosazením počáteční podmínky:

$$T(x, 0) = \sum_{\kappa=1}^{\infty} A_\kappa \sin\left(\frac{\kappa\pi}{l} x\right) = T^0(x). \quad (\text{B-xxii})$$

Z teorie Fourierových řad plyne vyjádření pro A_κ :

$$A_\kappa = \frac{2}{l} \int_0^l T^0(x) \sin\left(\frac{\kappa\pi}{l} x\right) dx. \quad (\text{B-xxiii})$$

Funkci $T^0(x)$ vyjádříme jako lineární kombinaci systému funkcí φ ortogonálního na intervalu $\langle 0, l \rangle$

$$T^0(x) = \sum_{\kappa=1}^{\infty} A_{\kappa} \cdot \varphi_{\kappa}(x). \quad (\text{B-xxiv})$$

Pak, je-li $\varphi_m(x)$ součástí ortogonálního systému funkcí $\varphi_{\kappa}(x)$, lze psát:

$$\int_0^l T^0(x) \cdot \varphi_m(x) dx = \int_0^l \left(\sum_{\kappa=1}^{\infty} A_{\kappa} \cdot \varphi_{\kappa}(x) \right) \cdot \varphi_m(x) dx. \quad (\text{B-xxv})$$

Za předpokladu, že řada (B-xxiv) konverguje stejnoměrně k $T^0(x)$:

$$\int_0^l T^0(x) \cdot \varphi_m(x) dx = \sum_{\kappa=1}^{\infty} \int_0^l A_{\kappa} \cdot \varphi_{\kappa}(x) \cdot \varphi_m(x) dx. \quad (\text{B-xxvi})$$

Protože funkce $\varphi_{\kappa}(x)$ jsou ortogonální na $\langle 0, l \rangle$, tzn.

$$\int_0^l \varphi_i(x) \cdot \varphi_j(x) dx = 0 \text{ pro } i \neq j, \quad (\text{B-xxvii})$$

$$\int_0^l \varphi_i(x) \cdot \varphi_j(x) dx = 1 \text{ pro } i = j, \quad (\text{B-xxviii})$$

zůstanou v pravé straně rovnice (B-xxvi) jen takové funkce $\varphi_{\kappa}(x)$, pro které $\kappa=m$, označme je opět κ :

$$\int_0^l T^0(x) \cdot \varphi_{\kappa}(x) dx = \int_0^l A_{\kappa} \cdot \varphi_{\kappa}(x) \cdot \varphi_{\kappa}(x) dx. \quad (\text{B-xxix})$$

Pak

$$A_{\kappa} = \frac{1}{\|\varphi_{\kappa}\|^2} \int_0^l T^0(x) \cdot \varphi_{\kappa}(x) dx, \quad (\text{B-xxx})$$

kde $\|\varphi_{\kappa}\|^2 = \int_0^l \varphi_{\kappa}(x) \cdot \varphi_{\kappa}(x) dx$ je kvadrát normy funkce $\varphi_{\kappa}(x)$ definované na $\langle 0, l \rangle$.

Tedy konkrétně v případě počáteční podmínky (B-xxii) podle (B-xxiv) získáme:

$$\varphi_{\kappa} \equiv \sin\left(\frac{\kappa\pi}{l} x\right), \quad (\text{B-xxxii})$$

$$\|\varphi_{\kappa}\|^2 \equiv \int_0^l \left(\sin\left(\frac{\kappa\pi}{l} x\right) \cdot \sin\left(\frac{\kappa\pi}{l} x\right) \right) dx = \frac{\kappa\pi}{2}, \quad (\text{B-xxxiii})$$

a lze psát:

$$A_{\kappa} = \frac{2}{\kappa\pi} \int_0^l T^0(x) \cdot \sin\left(\frac{\kappa\pi}{l} x\right) dx. \quad (\text{B-xxxiiii})$$

Analytické řešení je vyjádřeno součtem nekonečné Fourierovy řady [71]:

$$T(x, t) = \sum_{\kappa=1}^{\infty} A_{\kappa} \sin\left(\frac{\kappa\pi}{l} x\right) \cdot e^{-a \frac{\kappa^2 \pi^2 t}{l^2}}, \text{ kde } A_{\kappa} = \frac{2}{\kappa\pi} \int_0^l T^0(x) \cdot \sin\left(\frac{\kappa\pi}{l} x\right) dx \quad (\text{B-xxxv})$$

C. Odvození chyby algoritmu v jednom časovém kroku výpočtu

Chybu algoritmu po k krocích pro každý p tý časový krok lze vyjádřit takto:

$$\bar{\zeta}^{k,p} = \max_{i=0..n+1, j=0..m+1} \frac{\frac{|T_{i,j}^{k-1,p} - T_{i,j}^{k,p}|}{\frac{|T_{i,j}^{k-2,p} - T_{i,j}^{k-1,p}|}{|T_{i,j}^{k-1,p} - T_{i,j}^{k,p}|} - 1}}{\quad} \quad (C-i)$$

Vzorec (C-i) byl odvozen následovně:

$$\bar{\zeta}^{k,p} = \max_{i=0..n+1, j=0..m+1} \zeta_{i,j}^{k,p} = \max_{i=0..n+1, j=0..m+1} |T_{i,j}^{k,p} - T_{i,j}^{\infty,p}|,$$

$\zeta_{i,j}^{k,p}$ je odhad chyby pro jeden uzel určený indexy i, j na řešené ploše:

$$\zeta_{i,j}^{k,p} = \zeta_{i,j}^{k+1,p} + \zeta_{i,j}^{k+2,p} + \zeta_{i,j}^{k+3,p} + \dots + \zeta_{i,j}^{\infty,p},$$

$$\text{kde } \zeta_{i,j}^{k+1,p} = |T_{i,j}^{k,p} - T_{i,j}^{k+1,p}|, \zeta_{i,j}^{k+2,p} = |T_{i,j}^{k+1,p} - T_{i,j}^{k+2,p}|, \zeta_{i,j}^{k+3,p} = |T_{i,j}^{k+2,p} - T_{i,j}^{k+3,p}|, \dots$$

$\zeta_{i,j}^{k,p}$ může být odhadnuto součtem geometrických řad a potom vyčísleno ze známých parametrů:

$$\zeta_{i,j}^{k+1,p} = \frac{\zeta_{i,j}^{k,p}}{\frac{\zeta_{i,j}^{k-1,p}}{\zeta_{i,j}^{k,p}}} = \frac{(\zeta_{i,j}^{k,p})^2}{\zeta_{i,j}^{k-1,p}}, \zeta_{i,j}^{k+2,p} = \frac{\zeta_{i,j}^{k+1,p}}{\frac{\zeta_{i,j}^{k,p}}{\zeta_{i,j}^{k+1,p}}} = \frac{(\zeta_{i,j}^{k,p})^3}{(\zeta_{i,j}^{k-1,p})^2}, \zeta_{i,j}^{k+3,p} = \frac{\zeta_{i,j}^{k+2,p}}{\frac{\zeta_{i,j}^{k+1,p}}{\zeta_{i,j}^{k+2,p}}} = \frac{(\zeta_{i,j}^{k,p})^4}{(\zeta_{i,j}^{k-1,p})^3}, \dots$$

$$\bar{\zeta}_{i,j}^{k,p} = \frac{(\zeta_{i,j}^{k,p})^2}{\zeta_{i,j}^{k-1,p}} + \frac{(\zeta_{i,j}^{k,p})^3}{(\zeta_{i,j}^{k-1,p})^2} + \frac{(\zeta_{i,j}^{k,p})^4}{(\zeta_{i,j}^{k-1,p})^3} + \dots = \zeta_{i,j}^{k,p} \cdot \sum_{l=1}^{\infty} \frac{1}{\left(\frac{\zeta_{i,j}^{k-1,p}}{\zeta_{i,j}^{k,p}}\right)^l}.$$

Ze vzorce $a \cdot \sum_{l=1}^{\infty} \frac{1}{b^l} = a \frac{1}{b-1}$ plyne:

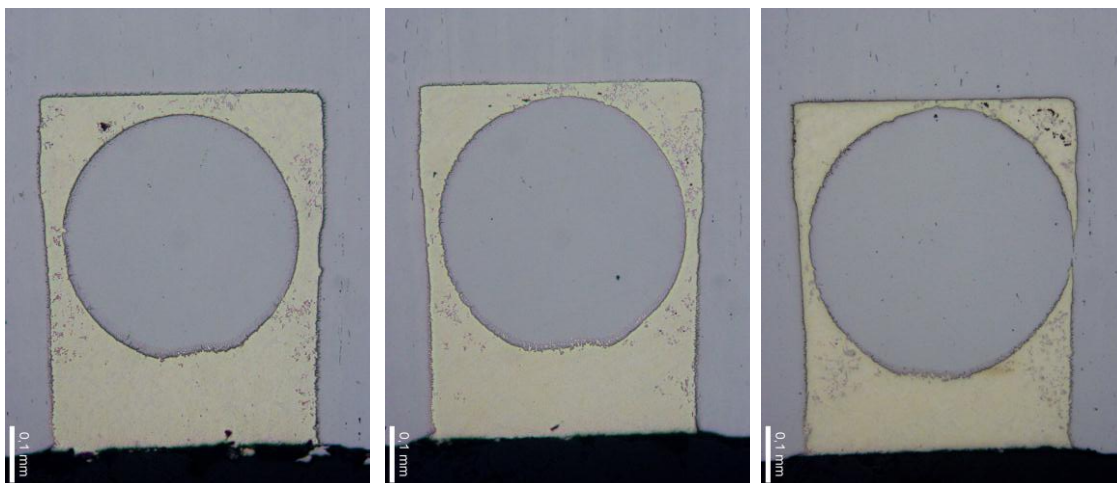
$$\bar{\zeta}_{i,j}^{k,p} = \frac{\zeta_{i,j}^{k,p}}{\left(\frac{\zeta_{i,j}^{k-1,p}}{\zeta_{i,j}^{k,p}}\right) - 1} = \frac{|T_{i,j}^{k-1,p} - T_{i,j}^{k,p}|}{\frac{|T_{i,j}^{k-2,p} - T_{i,j}^{k-1,p}|}{|T_{i,j}^{k-1,p} - T_{i,j}^{k,p}|} - 1}$$

Lze tedy psát:

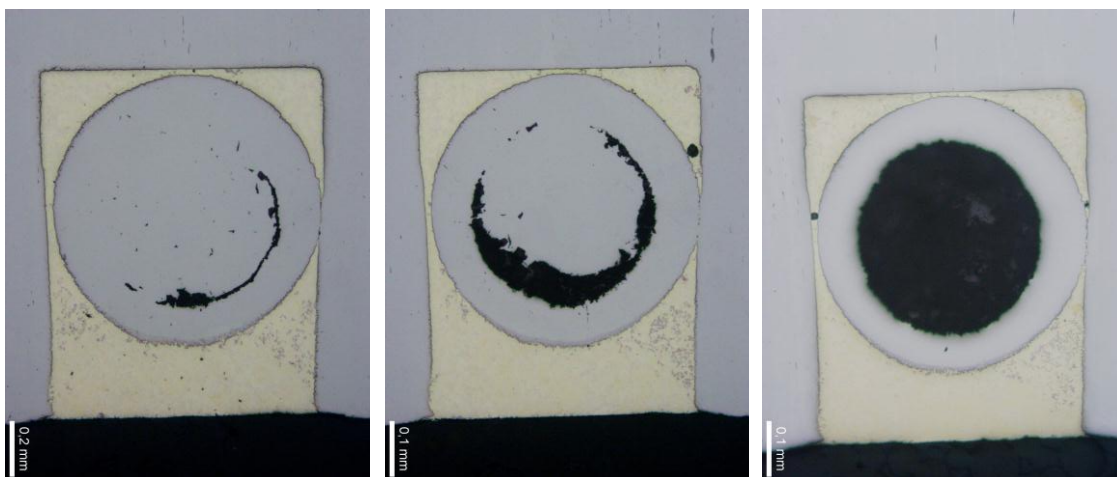
$$\bar{\zeta}^{k,p} = \max_{i=0..n+1, j=0..m+1} \frac{\frac{|T_{i,j}^{k-1,p} - T_{i,j}^{k,p}|}{\frac{|T_{i,j}^{k-2,p} - T_{i,j}^{k-1,p}|}{|T_{i,j}^{k-1,p} - T_{i,j}^{k,p}|} - 1}}{\quad}$$

D. Termočlánek v řezech

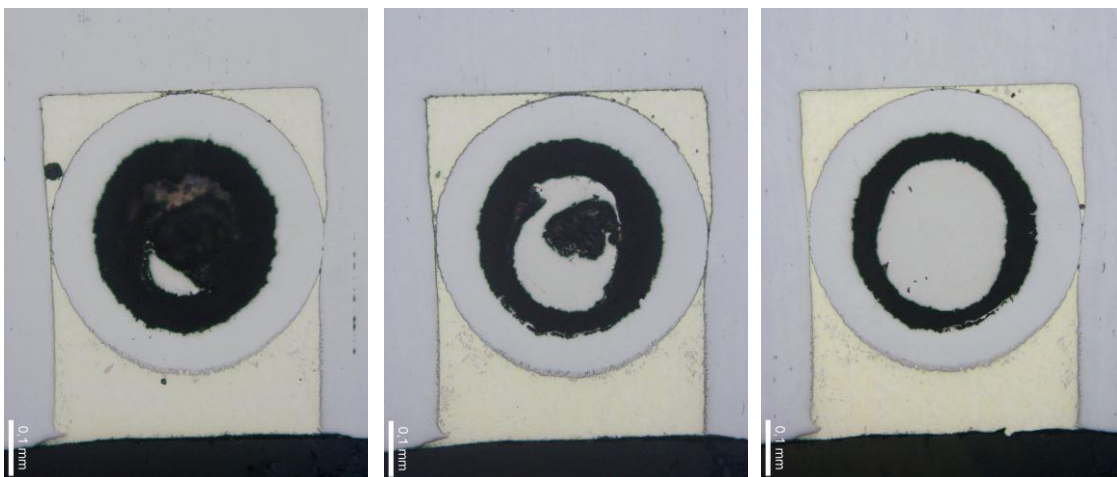
Na fotografiích je zachycen termočlánek v řezu zabudovaný v chlazeném senzoru. Materiál byl postupně odbrušován a focen pod mikroskopem pro určení geometrie termočlánu. V Obr. D1 je vidět vnější plášť termočlánu, v Obr. D2 je plášť odbroušen, pod ním se nachází izolace. V Obr. D3 se postupně ukazuje kulička termočlánu, která je v Obr. D4 odebírána, a v Obr. D5 zůstávají už jen dva dráty, které byly v kuličce spojeny.



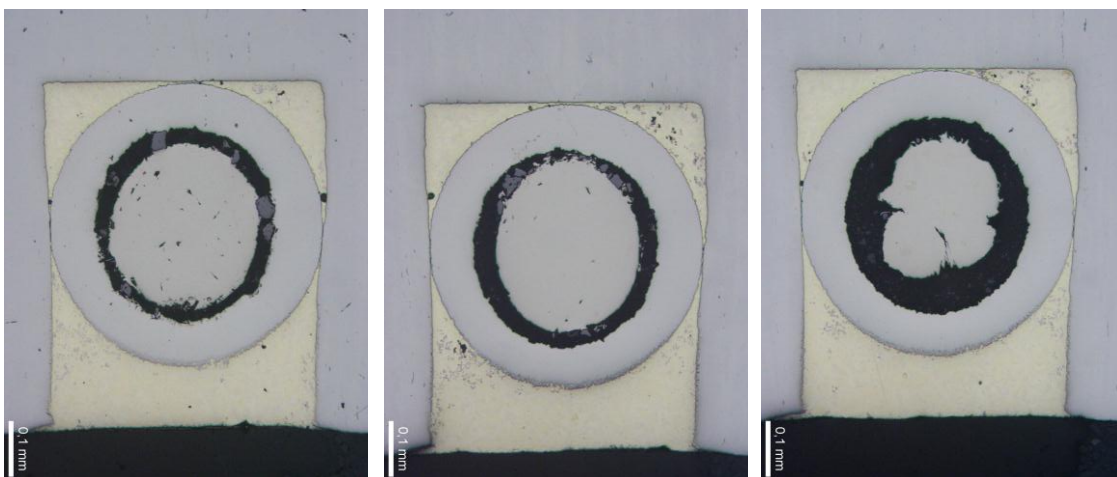
Obr. D1 Fotografie termočlánu v řezu; zleva výchozí stav, odbroušení 0.02 mm (0.02 mm od výchozího stavu), odbroušení 0.09 mm (0.11 mm od výchozího stavu)



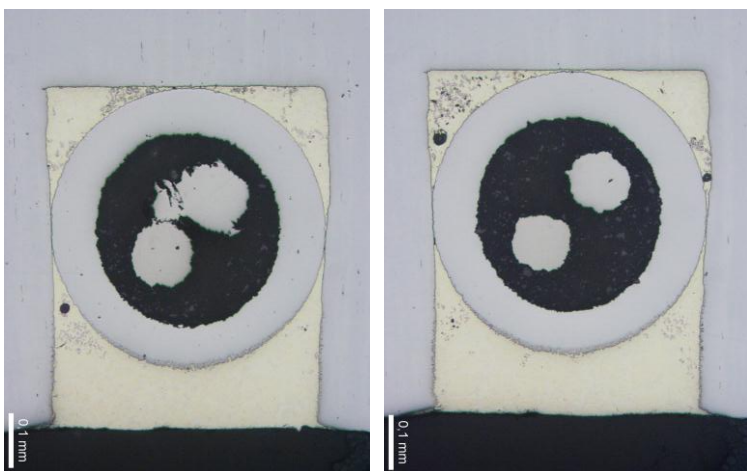
Obr. D2 Fotografie termočlánu v řezu; zleva odbroušení od předchozího 0.06 mm (0.17 mm od výchozího stavu), odbroušení 0.04 mm (0.21 mm od výchozího stavu), odbroušení 0.02 mm (0.23 mm od výchozího stavu)



Obr. D3 Fotografie termočlánu v řezu; zleva odbroušení od předchozího 0.14 mm (0.37 mm od výchozího stavu), odbroušení 0.02 mm (0.39 mm od výchozího stavu), odbroušení 0.02 mm (0.41 mm od výchozího stavu)



Obr. D4 Fotografie termočlánu v řezu; zleva odbroušení od předchozího 0.02 mm (0.43 mm od výchozího stavu), odbroušení 0.05 mm (0.48 mm od výchozího stavu), odbroušení 0.06 mm (0.54 mm od výchozího stavu)



Obr. D5 Fotografie termočlánu v řezu; zleva odbroušení od předchozího 0.04 mm (0.58 mm od výchozího stavu), odbroušení 0.05 mm (0.63 mm od výchozího stavu)