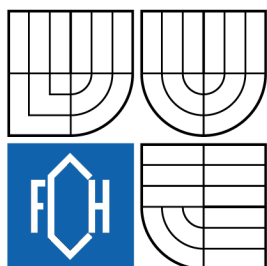


VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA CHEMICKÁ

ÚSTAV FYZIKÁLNÍ A SPOTŘEBNÍ CHEMIE

FACULTY OF CHEMISTRY

INSTITUTE OF PHYSICAL AND APPLIED CHEMISTRY

STUDIUM TEPELNÝCH VLASTNOSTÍ MATERIÁLŮ

STUDY OF THERMAL PROPERTIES OF MATERIALS

DIZERTAČNÍ PRÁCE

DOCTORAL THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Ing. PAVLA ŠTEFKOVÁ

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

prof. Ing. OLDŘICH ZMEŠKAL, CSc.

BRNO 2011



Vysoké učení technické v Brně
Fakulta chemická
Purkyňova 464/118, 61200 Brno 12

Zadání dizertační práce

Číslo dizertační práce:	FCH-DIZ0046/2010	Akademický rok: 2010/2011
Ústav:	Ústav fyzikální a spotřební chemie	
Student(ka):	Ing. Pavla Štefková	
Studijní program:	Fyzikální chemie (P1404)	
Studijní obor:	Fyzikální chemie (1404V001)	
Vedoucí práce	prof. Ing. Oldřich Zmeškal, CSc.	
Konzultanti:		

Název dizertační práce:

Studium tepelných vlastností materiálů

Zadání dizertační práce:

- navrhnout metody sloužící ke studiu přenosu tepla měřeným materiálem a stanovit termofyzikální parametry studovaných látek,
- navrhnout a aplikovat nové „vyhodnocovací metody“, které vycházejí z obecných vztahů, navržených pro studium fyzikálních vlastností fraktálních struktur,

Termín odevzdání dizertační práce: 31.8.2011

Dizertační práce se odevzdává ve třech exemplářích na sekretariát ústavu a v elektronické formě vedoucímu dizertační práce. Toto zadání je přílohou dizertační práce.

Ing. Pavla Štefková
Student(ka)

prof. Ing. Oldřich Zmeškal, CSc.
Vedoucí práce

prof. Ing. Miloslav Pekař, CSc.
Ředitel ústavu

V Brně, dne 1.9.2010

prof. Ing. Jaromír Havlica, DrSc.
Děkan fakulty

ABSTRAKT

Dizertační práce se zabývá studiem tepelných vlastností látek. Chování homogenních látek je při různých teplotách dobře teoreticky popsáno a experimentálně ověřeno. Na chování a vlastnosti heterogenních látek má vliv celkové působení všech složek směsi a další vlivy související s utvářením materiálu.

Ke studiu tepelných vlastností lze dobře využít tranzientních metod měření, které podávají obraz o celkovém vlivu všech složek směsi na studovaný heterogenní materiál a mimo jiné umožňují určit termofyzikální vlastnosti celého makroskopického systému ve sledovaném rozsahu teplot. V práci je pro experimentální činnost použita pulzní a skoková tranzientní metoda měření, pomocí níž lze měřit vlastnosti pevných látek, tenkých fólií i kapalin. Jedná se o kontaktní metodu měření a její princip je založen na generování malého množství tepla uvnitř studovaného vzorku a měření teplotní odezvy.

Teoretická část práce je zaměřena na vytvoření metody stanovení termofyzikálních parametrů. Základem je diferenciální rovnice pro vedení tepla. Jejím řešením je teplotní funkce. Matematicky jsou popsány tři metody vyhodnocení, které vychází z obecných vztahů, navržených pro studium fyzikálních vlastností fraktálních struktur (metoda „maxima funkce“, „diferenciální metoda“ a „víceparametrická nelineární regresní metoda“).

ABSTRACT

The doctoral thesis deals with study of thermal properties of materials. Behavior of homogeneous matters at different temperatures is well described in theory and experimentally verified. Overall effect of all components of mixture and other influences related with material creation affect behaviour and properties of heterogeneous matters.

For study of thermal properties can be used transient method of measurement which provide a picture about overall influence of all components of mixture on studied heterogeneous material and among others enable determination of thermophysical properties of whole macroscopic system in observed temperature range. Properties of solid matters, thin foil and liquids can be measured by means of pulse and step-wise transient method which is used for experimental activity in the thesis. It is contact measurement method and its principle is based on small quantity of heat generating inside the specimen and temperature response measuring. Theoretical part of thesis is focused on creation of method for determination of thermophysical parameters. The base is differential equation of the heat conduction. Its solution is temperature function. Three methods of evaluation are described mathematically. They start from general relations designed for study of fractal structure physical properties (maximum of function method, differential method and multi-parametric non-linear regression method).

KLÍČOVÁ SLOVA

teplo, termofyzikální parametry, heterogenní materiály, tranzientní metody, fraktály

KEYWORDS

heat, thermo-physical parameters, heterogenous materials, transient method, fractals

ŠTEFKOVÁ, P. *Studium tepelných vlastností materiálů*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta chemická, 2011. 133 s. Vedoucí dizertační práce prof. Ing. Oldřich Zmeškal, CSc.

PROHLÁŠENÍ

Prohlašuji, že jsem dizertační práci na téma “*Studium tepelných vlastností materiálů*“ vypracovala samostatně a že všechny použité literární zdroje jsem správně a úplně citovala. Dizertační práce je z hlediska obsahu majetkem Fakulty chemické VUT v Brně a může být využita ke komerčním účelům jen se souhlasem vedoucího dizertační práce a děkana FCH VUT v Brně.

.....
podpis studenta

Poděkování:

Na tomto místě bych ráda poděkovala prof. Ing. Oldřichu Zmeškalovi, CSc. za odborné vedení při zpracování experimentálních dat a všestrannou podporu při výkonu dizertační práce.

OBSAH

1	ÚVOD	7
2	CÍLE PRÁCE	9
3	OBECNÉ ZÁKLADY K NAUCE O TEPLE	10
3.1	STRUČNÁ CHARAKTERISTIKA TERMOFYZIKÁLNÍCH VLASTNOSTÍ	10
3.2	MECHANIZMY PŘESTUPU TEPLA	12
3.3	ZPŮSOBY MĚŘENÍ TEPLŮT	16
3.3.1	Kontaktní měření teplot	16
3.3.2	Bezkontaktní měření teplot	16
3.3.3	Termovizní měření teplotních polí	17
3.3.4	Nepřímé měření povrchové teploty, tepelného toku a konvektivního přestupu tepla	17
4	METODY STANOVENÍ TERMOFYZIKÁLNÍCH VLASTNOSTÍ	18
4.1	TERMICKÁ ANALÝZA	19
4.2	TRANZIENTNÍ METODY	21
5	PULZNÍ METODA MĚŘENÍ TERMOFYZIKÁLNÍCH PARAMETRŮ	22
5.1	TEPLOTNÍ FUNKCE IDEÁLNÍHO USPOŘÁDÁNÍ EXPERIMENTU	22
5.1.1	Plošný pulzní zdroj tepla	22
5.1.2	Lineární pulzní zdroj tepla	23
5.1.3	Bodový pulzní zdroj tepla	23
5.2	PRINCIP MĚŘENÍ TERMOFYZIKÁLNÍCH PARAMETRŮ PULZNÍ METODOU	25
5.3	FAKTORY OVLIVŇUJÍCÍ PŘESNOST MĚŘENÍ PULZNÍ METODOU S PLOŠNÝM ZDROJEM	26
6	SYNERGETIKA	30
6.1	SYNERGETIKA VE VĚDĚ	30
6.1.1	Synergetika a termodynamika	31
6.1.2	Synergetika v chemii	32
6.2	ATRAKTORY	32
6.3	FRAKTÁLY	33
6.3.1	Systémy iterovaných funkcí IFS	33
6.3.2	Lindenmayerovy systémy	34
6.3.3	CNF – Complex Number Fractals	34
6.3.4	Fraktální teorie a termodynamika	35
6.3.5	Zaplňenost prostoru fraktální strukturou	35
6.3.6	Intenzita a potenciál fyzikálního pole	37
6.3.7	Teplotní pole	38
7	MODELÝ TRANSPORTU TEPLA	40
7.1	KLASICKÝ A FRAKTÁLNÍ PŘÍSTUP	40
7.1.1	Pulzní modely pro výpočet termofyzikálních parametrů	40
7.1.1.1	Ideální planární model – Diracův impulz	40
7.1.1.2	Ideální planární model – obdélníkový impulz	41
7.1.1.3	Reálný planární model – obdélníkový impulz	41
7.1.1.4	Ideální fraktální model – Diracův impulz	42
7.1.1.5	Reálný fraktální model – Diracův impulz	42

7.1.2	Skokové modely pro výpočet termofyzikálních parametrů	43
7.1.2.1	<i>Ideální planární model – Step wise</i>	43
7.1.2.2	<i>Ideální fraktální model – Step wise</i>	44
7.1.2.3	<i>Reálný fraktální model – Step wise</i>	45
7.1.3	Reálný fraktální model sorpce kapalin – Step wise	47
8	METODY STANOVENÍ TEPELNÝCH PARAMETRŮ	48
8.1	METODA STANOVENÍ TEPELNÝCH PARAMETRŮ Z MAXIMA FUNKCE	48
8.2	DIFERENCIÁLNÍ METODA VYHODNOCENÍ TRANZIENTNÍHO MĚŘENÍ	50
8.3	VÍCEPARAMETRICKÁ NELINEÁRNÍ REGRESNÍ METODA	52
9	EXPERIMENTÁLNÍ ČÁST	53
9.1	POUŽITÉ METODY MĚŘENÍ	54
9.1.1	Tranzientní metoda měření termofyzikálních parametrů pevných látek	54
9.1.1.1	<i>Měřicí aparatura</i>	54
9.1.1.2	<i>Příprava a popis experimentu</i>	56
9.1.2	Tranzientní metoda měření termofyzikálních parametrů kapalin	57
9.1.2.1	<i>Měřicí aparatura</i>	57
9.1.2.2	<i>Příprava a popis experimentu</i>	58
9.1.3	Tranzientní metoda měření vlhkostních parametrů	58
9.1.3.1	<i>Měřicí aparatura</i>	58
9.1.3.2	<i>Příprava a popis experimentu</i>	58
9.1.4	Termografické měření	59
9.1.4.1	<i>Měřicí aparatura</i>	59
9.1.4.2	<i>Příprava a popis experimentu</i>	59
9.2	STUDOVANÉ MATERIÁLY	61
9.2.1	Materiál PMMA	61
9.2.2	Laminační fólie fotovoltaických článků	63
9.2.3	Materiály PCM	65
9.2.4	Kapalné potravinové doplňky	67
9.2.5	Stavební materiály – studium vlhkosti	68
10	VYHODNOCENÍ EXPERIMENTÁLNÍCH DAT POMOCÍ RŮZNÝCH METOD A DISKUZE ZÍSKANÝCH VÝSLEDKŮ	70
10.1	STUDIUM TERMOFYZIKÁLNÍCH VELIČIN – OD EXPERIMENTU K TEPLOTNÍ FUNKCI	70
10.2	VYHODNOCENÍ EXPERIMENTÁLNÍCH DAT Z MAXIMA FUNKCE	71
10.2.1	PMMA	72
10.2.2	Laminační fólie fotovoltaických článků	74
10.3	VYHODNOCENÍ EXPERIMENTÁLNÍCH DAT DIFERENCIÁLNÍ METODOU	79
10.3.1	PMMA	79
10.3.2	Laminační fólie fotovoltaických článků	83
10.3.3	PCM (led – voda – pára)	89
10.3.4	Studium termofyzikálních vlastností kapalin	91
10.3.4.1	<i>Voda</i>	91
10.3.4.2	<i>Kapalné potravinové doplňky</i>	92
10.3.5	Studium vlhkostních parametrů stavebních materiálů	97
10.3.5.1	<i>HPC beton</i>	98
10.3.5.2	<i>Kompozitní materiál vyztužený aramidovým vláknem</i>	101

10.3.5.3	<i>Minerální vlna</i>	102
10.4	VYHODNOCENÍ EXPERIMENTÁLNÍCH DAT LINEÁRNÍ REGRESÍ	104
10.4.1	PMMA	104
10.4.2	PCM – Micronal	107
10.4.3	Studium vlhkostních parametrů stavebních materiálů	110
10.4.3.1	<i>HPC beton</i>	110
10.4.3.2	<i>Kompozitní materiál vyztužený aramidovým vláknem</i>	114
10.4.3.3	<i>Minerální vlna</i>	116
11	ZÁVĚR	121
12	LITERATURA	123
13	SEZNAM SYMBOLŮ	128
14	PŘEHLED PUBLIKACÍ A AKTIVIT	131

1 ÚVOD

Rychlý pokrok ve vědě a technice souvisí zejména s rozvojem experimentálních metod, jejichž cílem je ověřit teoretické modely fyzikálních jevů, a tím přispět k objasnění vlastností materiálů a popsat veličiny vhodné k určení jejich technických parametrů různých konstrukčních částí. Existuje množství fyzikálních veličin, pomocí nichž lze zmíněný problém řešit. Jejich výběr je však podmíněn technickými možnostmi měřicí techniky a mírou informace o charakteristických vlastnostech měřeného objektu.

V praxi se často setkáváme s tzv. *termofyzikálními parametry*, které jsou sice méně známé a méně zkoumané charakteristiky látek, než např. elektrické nebo mechanické vlastnosti, nikoliv však méně podstatné.

Znalost těchto termofyzikálních veličin je jedním z určujících faktorů optimálního využití přírodních dějů. V této práci jsou předmětem zájmu některé z nich, a to **tepelná difuzivita**, **měrná tepelná kapacita** a **tepelná vodivost**. V běžné praxi se s nimi lze setkat ve vědě a technice. Studium termofyzikálních vlastností látek v oblasti základního a materiálového výzkumu je podmíněno tvorbou mikrostrukturálních modelů pevných látek. Analýza modelu nám umožňuje definovaným způsobem ovlivňovat vlastnosti materiálů. V posledních letech nastává posun v technologii výroby směrem k materiálům, které jsou ve výrazně nerovnovázném stavu (skla, polymery, oceli, keramiky, atd.). Nevýhodou těchto materiálů je jejich degradace s časem. Z fyzikálního hlediska lze říci, že relaxují k méně nerovnováznému stavu. Pochopení těchto procesů je zásadním problémem spolehlivosti jejich budoucích aplikací. Měrná tepelná kapacita a tepelná difuzivita patří mezi důležité parametry charakterizující mimo jiné stárnutí materiálů.

Technologický proces výroby každého materiálu se vyznačuje přechodem přes nerovnovázné stavy. Požadovaných vlastností konstrukčních materiálů se dosahuje vhodnou mírou relaxace do definovaného nerovnovázného stavu a chemickým složením. Termofyzikální parametry patří mezi kritéria optimalizace technologických procesů výroby konstrukčních materiálů.

Existuje velké množství metod měření termofyzikálních parametrů, které lze rozdělit z různých hledisek. Nejjednodušší je jejich rozdělení z hlediska teplotního pole na *stacionární* (využívají stacionární teplotní pole) a na *dynamické – nestacionární* (využívají dynamické teplotní pole).

Princip *pulzní a skokové metody* měření, využívané v této práci, je založen na analýze dynamického teplotního pole vzorku materiálu. Výhoda této metody je v generaci tepla uvnitř vzorku, čímž je potlačen vliv povrchu materiálu. Z charakteristických parametrů teplotního pole (obvykle čas a hodnota maxima teplotní reakce na tepelný pulz či skok, naměřený ve vhodné vzdálenosti od zdroje tepla) lze následně určit tepelnou difuzivitu a , měrnou tepelnou kapacitu c_p a tepelnou vodivost λ .

Při měření termofyzikálních parametrů touto metodou je zapotřebí k registraci teplotní reakce umístit ve vzorku teplotní snímač, který je obvykle sestaven z termočlánků či miniaturních polovodičových teploměrů. Umístění a použití termočlánku ve vzorku je jedním z faktorů, které rušivě ovlivňují vlastní měření a kterými se okrajově tato práce zabývá.

Pro zpracování a vyhodnocení naměřených dat jsou použity tři metody, jejichž vytvoření představovalo podstatnou část předkládané práce, a které vychází z obecných vztahů, navržených pro studium fyzikálních vlastností fraktálních struktur. Od první z nich, kterou je metoda maxima funkce, se postupným vývojem odvodila diferenciální metoda a následně víceparametrická nelineární regresní metoda.

Spektrum využití těchto metod roste a zasahuje i do oblasti solární energetiky. Fotovoltaické panely jsou již v současnosti běžnou součástí života. Jejich slabou stránkou je snižování účinnosti vlivem působení okolního prostředí. Z tohoto důvodu je snaha fotovoltaické články zapouzdřit do různých ochranných laminačních fólií. Posouzení, zda tyto fólie jsou vhodné z hlediska tepelných vlastností, je v této práci provedeno dvěma způsoby. Jednak tranzientní metodou a z důvodu verifikace výsledků dále pak pomocí termografie. Využití solární energie je určitě cesta správným směrem ke snížení vlivu člověka na životní prostředí, ale v našich zeměpisných šířkách hraje významnou roli energie tepelná, spojená s vytápěním budov. Proto vidíme v posledních letech téměř na každém kroku snahy o zamezení tepelných úniků z budov a samozřejmě věda a výzkum nemohou stát stranou. Výsledkem jsou materiály PCM (Phase Change Materials) – látky s fázovou přeměnou, které pro udržení tepelné pohody uvnitř budov využívají změny skupenství. Tepelnou energii využívá člověk odpradáвна nejen k vytápění, ale především k přípravě potravin a z toho důvodu hrají významnou roli při návrhu zařízení v potravinářském průmyslu termofyzikální a transportní vlastnosti. Jednou z nejdůležitějších transportních vlastností je přenos tepla do produktu a z produktu při procesu výroby, což souvisí s kvalitou výsledného produktu. Řízení procesů přenosu tepla souvisí se znalostí termofyzikálních vlastností jako např. tepelná vodivost. Nejen ta, ale i další jsou předmětem měření za použití tranzientní metody a zároveň podávají důkaz o tom, že metoda je vhodná i k měření termofyzikálních parametrů kapalin.

Nad rámec zadání je aplikována diferenciální a víceparametrická nelineární regresní metoda na zpracování experimentálních dat a stanovení vlhkostních parametrů stavebních materiálů, čímž jsou demonstrovány stále se rozšiřující možnosti využití odvozených vyhodnocovacích metod. Tyto parametry jsou jedny z klíčových při volbě stavebních a izolačních materiálů, protože právě vlhkost je zásadním faktorem při degradaci stavebních konstrukcí a zvyšuje tepelné ztráty.

2 CÍLE PRÁCE

Cílem dizertační práce je vytvoření metody sloužící ke studiu přenosu tepla měřeným materiálem a následně stanovení termofyzikálních parametrů studované látky. K měření bude využito dvou metod měření tepelných veličin, a to tranzientní pulzní metody a tranzientní skokové metody, které jsou principiálně velmi jednoduché a jejich použití skýtá mnoho výhod, mimo jiné možnost studia takových materiálů, jejichž termofyzikální vlastnosti se obtížně určují klasickými metodami. Pro studium prostorového rozložení teploty na povrchu zkoumaného materiálu a ověření výsledků lze použít termovizní kamery.

Pro vyhodnocení naměřených dat a určení tepelných veličin je nezbytné brát v potaz nemožnost technické realizace ideálního modelu měření. S přihlédnutím k tomuto faktu je zapotřebí věnovat velkou pozornost odchylkám, které rušivě ovlivňují měření, způsobují deformaci ideálního teplotního pole, charakterizovaného teplotní funkcí, a snižují tak schopnost spolehlivě stanovit termofyzikální parametry. Technickou realizaci měření termofyzikálních veličin touto metodou zabezpečuje systém vzorek – držák – prostředí. Nejpodstatnějšími a nejsledovanějšími rušivými vlivy jsou v tomto případě konečné rozměry vzorku, odvod tepla z povrchu vzorku, neideální tvar tepelného pulzu, vlastnosti reálného zdroje tepla a nestabilita teploty vzorku. Ty je nutné zahrnout do formulace počátečních a okrajových podmínek teplotní funkce pomocí tzv. korekčních faktorů. Zde se také objevuje prostor pro navržení a použití nové „vyhodnocovací metody“, která vychází z obecných vztahů, navržených pro studium fyzikálních vlastností fraktálních struktur. Fitováním těchto vztahů na naměřená data lze zjistit právě tyto různé odchylky od ideálního měření, způsobené deformací teplotního pole vzorku, také fraktální dimenze použitých tepelných zdrojů a dané tepelné veličiny.

Experimentální část práce a vyhodnocení naměřených dat si klade za cíl ověřit vytvořené vyhodnocovací metody na různých typech materiálů.

3 OBECNÉ ZÁKLADY K NAUCE O TEPLE

Jednou z nejobecnějších teorií vyvinutých pro přímé použití na popis tepelných vlastností fyzikálně chemických systémů je *klasická termodynamika* [1, 2].

Termodynamické vlastnosti látek jsou pak vlastnosti související s přeměnami energie makroskopických soustav, jimiž se termodynamika zabývá. Stav makroskopické soustavy určují stavové veličiny (tj. stavové parametry).

Transportní vlastnosti látek jsou fyzikální vlastnosti uplatňující se při přenosu hmoty, hybnosti a tepla. Jsou charakterizovány veličinami jako např. dynamická viskozita, tepelná vodivost, tepelná difuzivita.

Termofyzikální vlastnosti jsou tedy souhrnem termodynamických a transportních vlastností.

3.1 Stručná charakteristika termofyzikálních vlastností

Teplotní pole je skalární funkce teploty jako funkce prostorových souřadnic x, y, z a času t .

$$T = T(t, x, y, z), \quad (1)$$

kde symboly x, y, z jsou prostorové souřadnice obecného souřadnicového systému. Souhrn prostorových souřadnic a času tvoří soubor prostorových proměnných.

Jestliže teplota nezávisí na prostorových proměnných, je teplota systému konstantní. Jakmile teplota tělesa závisí na prostorových souřadnicích, ale nezávisí na čase, teplotní pole je stacionární nebo-li ustálené, v opačném případě je nestacionární resp. neustálené. V případě, že teplota nezávisí na prostorových souřadnicích, ale závisí na čase, jedná se o nestacionární, prostorově homogenní teplotní pole. Pokud se teplota mění jen ve směru jedné prostorové souřadnice, teplotní pole je jednosměrné, jestliže se mění ve směru více prostorových souřadnic, jedná se o vícesměrné, a to dvojsměrné nebo trojsměrné. Teplotní pole může být stacionární nebo nestacionární podle toho, jestli je nebo není teplota funkcí času.

Tepelná vodivost je obecně vlastnost látky (tělesa) projevující se tím, že se jí může šířit teplo vedením. Veličinou, charakterizující schopnost dané látky vést teplo, je její *součinitel tepelné vodivosti* (tepelná vodivost, tepelná konduktivita, měrná tepelná vodivost) a je definován známým *Fourierovým zákonem*

$$q_0(r) = \operatorname{div} \mathbf{q} = \operatorname{div}(-\lambda \operatorname{grad} T) = -\lambda \Delta T, \quad (2)$$

kde $q_0(r)$ je výkon tepla generovaný v jednotkovém objemu látky respektive měrný výtěžek tepelného zdroje ($\text{J} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$), \mathbf{q} je plošná hustota tepelného toku ($\text{J} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$), $\operatorname{grad} T$ je gradient termodynamické teploty T (K) v témže místě látky a λ je konstantní tepelná vodivost. Tepelná vodivost číselně udává množství tepla, které v ustáleném stavu prochází jednotkovým průřezem látky v jednotkovém teplotním gradientu za jednotku času. Jednotkou tepelné vodivosti v soustavě SI je ($\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$). Tepelná vodivost se v idealizovaném homogenním a izotropním prostředí často pokládá za konstantní, u některých materiálů však výrazně závisí na teplotě. V nehomogenním prostředí je funkcí polohy, v neizotropním materiálu je různá v různých směrech. Tepelná vodivost bývá také závislá na tlaku, vlhkosti, elektrickém a magnetickém poli.

Entalpie je termodynamická funkce H stavu hmotné soustavy (látky nebo několika látek), určená vnitřní energií U , tlakem p a objemem V soustavy podle rovnice

$$H = U + pV. \quad (3)$$

Jednotkou entalpie v soustavě SI je (J). Entalpie se obvykle vztahuje na jednotku látkového množství – *molární entalpie* ($\text{J}\cdot\text{mol}^{-1}$) nebo hmotnosti látky – *měrná entalpie* ($\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}$). Vzhledem k první termodynamické větě je přírůstek entalpie roven množství tepla, které soustava přijme při ohřívání za stálého tlaku, takže jej lze u libovolné látky stanovit z experimentálně zjištěné molární nebo měrné tepelné kapacity. Entalpie má význam u procesů, u nichž se pracovní látka přivádí a odvádí při stálém tlaku.

Vyměňuje-li při termodynamickém ději systém s okolím jen teplo a vratně objemovou práci, platí

$$dH = dU + pdV + Vdp = dQ + Vdp. \quad (4)$$

Je-li tento děj izobarický ($dp = 0$), je změna entalpie systému rovna teplu dodanému do systému

$$\Delta H = Q, [p]. \quad (5)$$

Vyměňuje-li při termodynamickém ději systém s okolím pouze vratnou objemovou práci, platí

$$dU = dQ - pdV. \quad (6)$$

Je-li tento děj izochorický ($dV = 0$), změna vnitřní energie systému je pak rovna teplu vyměněnému mezi systémem a okolím

$$\Delta U = Q, [V]. \quad (7)$$

Měrná tepelná kapacita c (měrné teplo, specifické teplo) je teplo dQ potřebné k malému zvýšení teploty látky o dT , dělené hmotností m látky a zvýšením teploty

$$c = \frac{1}{m} \frac{dQ}{dT}. \quad (8)$$

Číselně se měrná tepelná kapacita rovná teplu potřebnému k ohřátí kilogramu látky o 1 K.

Rozlišuje se *měrná tepelná kapacita při stálém tlaku* $c_p = \frac{(\partial H / \partial T)_p}{m}$ a *měrná tepelná*

kapacita při stálém objemu $c_v = \frac{(\partial U / \partial T)_v}{m}$ [3]. U pevných látek a kapalin se rozumí zpravidla

měrná tepelná kapacita při stálém tlaku (k rozdílu se v praxi zpravidla nepřihlíží), u plynů je mezi oběma měrnými tepelnými kapacitami zřetelný rozdíl a jejich poměr je tzv. *Poissonova konstanta*. Jednotkou SI je ($\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$).

Tepelná difuzivita (teplotní vodivost) vyjadřuje schopnost látky vyrovnávat rozdílné teploty při neustálém šíření tepla vedením v homogenním prostředí. Je rovna podílu tepelné vodivosti λ ($\text{J}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$) a součinu její hustoty ρ ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$) a měrné tepelné kapacity při stálém tlaku c_p

$$a = \frac{\lambda}{c_p \rho}. \quad (9)$$

Jednotkou tepelné difuzivity v soustavě SI je ($\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$).

3.2 Mechanizmy přestupu tepla

Přestup tepla je taková vědní disciplína, která zavádí do zkoumané problematiky čas a řeší otázku rychlosti výměny tepla mezi systémem a okolím.

Při sdílení tepla je nutno rozlišovat, zda je sdílení tepla žádoucí, nebo nežádoucí [4].

K *žádoucím* sdílení tepla dochází v různých zařízeních, kdy je sdílení tepla nezbytné pro průběh daného procesu (tepelné výměníky, odparky, destilační aparáty, chemické reaktory a pece). Naproti tomu k *nežádoucím* sdílení tepla dochází při sdílení tepla s okolím, např. při ztrátách tepla do okolí.

Z hlediska termodynamiky je **sdílené teplo** Q [2] tou částí energetické interakce mezi soustavou a jejím okolím, která je podmíněna rozdílností teplot soustavy T_s a okolí T_o . Termodynamika vyjadřuje sdílené teplo z procesů probíhajících uvnitř soustavy pomocí vztahů a zákonů jako je *kalorimetrická rovnice*, vycházející z definice měrné tepelné kapacity (8)

$$dQ = m c_p dT_s, \quad (10)$$

nebo *první věta termodynamická* (popsána rovnicí (6)), kde se v tomto případě jedná o uzavřené soustavy, které konají pouze objemovou práci.

Klasická termodynamika se zabývá tzv. *rovnovážnými procesy*, u nichž se mj. předpokládá, že uvnitř soustavy neexistují teplotní gradienty (teplota soustavy není funkcí polohy) a že proces probíhá ve stavu mechanické rovnováhy (kvazistaticky, tj. se zanedbáním setrvačnosti hmoty, čemuž se blíží děj probíhající nekonečně pomalu). Tím se zcela vytrácí časové hledisko.

Nauka o sdílení tepla se naproti tomu zabývá problematikou průchodu tepla hranicí mezi soustavou a jejím okolím. Hledá fyzikální mechanismy zprostředkující průchod tepla, formuluje jejich zákony, hledá postupy výpočtů umožňující řešit aplikační úlohy a shromažďuje k tomu potřebné podklady, např. údaje o termofyzikálních vlastnostech látek. V nestacionárních úlohách se zkoumá časový průběh děje. Vedle tepla se vyjadřuje také **tepelný tok** (tepelný výkon)

$$\dot{Q} = \frac{dQ}{dt}, \quad (11)$$

kde t je čas a dt časový interval. Jednotkou tepelného výkonu je $(\text{J} \cdot \text{s}^{-1}) = (\text{W})$.

Druhá věta termodynamická zjednodušeně říká, že teplo může samovolně přecházet z tělesa teplejšího na těleso chladnější. Je tedy vhodné zavést vektorovou veličinu, která dá tepelnému toku orientaci. Je jí plošná hustota tepelného toku \mathbf{q} , tedy tepelný tok jednotkou izotermické plochy. Je to vektor orientovaný proti gradientu teploty (2). Tepelný tok plochou S obecně různou od plochy izotermické je pak dán vztahem

$$\dot{Q} = \int_{(S)} \mathbf{q} \cdot d\mathbf{S}, \quad (12)$$

kde $d\mathbf{S}$ je vektor elementu plochy S orientovaný ve směru vnější normály k ploše S .

Tyto úvahy naznačují, že sdílení tepla mezi soustavou a okolím při konečném rozdílu teplot $T_s - T_o$ bude z hlediska termodynamiky proces nevratný. Proto bývá nauka o sdílení tepla pokládána za součást širšího pojetí termodynamiky, jež se nazývá *termodynamika nerovnovážná* (termodynamika nevratných procesů). Tím spíše je nevratným procesem sdílení tepla v kontinuu s teplotními gradienty. Zde je třeba řešit problematiku teplotního pole, které může

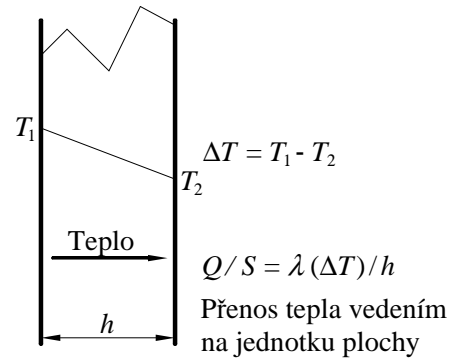
být v jednodušším případě časově neproměnné neboli *stacionární*, v obecnějším případě i časově proměnné čili *nestacionární*.

Teplu se mezi soustavou a okolím sdílí třemi základními způsoby [2]:

1. Vedením (kondukcí):

Vedení tepla je šíření mechanických forem energie částicemi hmoty (atomy, molekulami) v prostředí s teplotním gradientem. Je typickým způsobem šíření tepla v látkách pevných, existuje však i v tekutinách (kapalinách a plynech), jenže zde bývá šíření energie mikroskopickým pohybem často zastřeno prouděním. Znatelně se v tekutinách projevuje, je-li proudění potlačeno. Příkladem může být vedení v tekutinách uzavřených v úzkých kanálech, dutinách porézního materiálu apod.

Ve fenomenologickém (tedy obecně přesném zkoumání) pojetí vedení tepla lze pokládat látku za kontinuum, v němž se vytvoří teplotní pole. To lze mapovat soustavou izotermických ploch, které jsou ve stacionárním poli nepohyblivé, v nestacionárním poli se pohybují. Vektorovými čarami teplotního pole jsou tepelné proudnice, což jsou čáry, k nimž je gradient teploty tečným vektorem. Základem k odvození rovnice teplotního pole je Fourierův zákon (2).

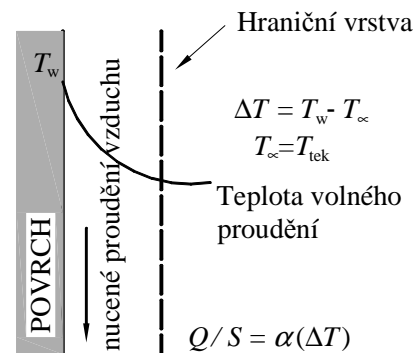


Obr. 1. Vedení tepla. Q je tok tepla na jednotku plochy S přes desku pevného materiálu tloušťky h o tepelné vodivosti λ s teplotním spádem $\Delta T = T_1 - T_2$.

2. Prouděním (konvekcí):

Ke sdílení tepla prouděním neboli konvekcí dochází v tekutinách, které konají makroskopický pohyb, proudí. Za svého pohybu přijímají od tepelných zdrojů teplo a unášejí je s sebou jako tepelné formy energie (např. entalpie). Je-li proudění vyvoláno uměle (ofukováním, čerpáním, přeměnou tlakové energie v kinetickou), lze hovořit o *konvekci vynucené*. Nastává však i situace, kdy proudění vznikne vlivem sdílení tepla samého. Takový způsob sdílení tepla se nazývá *konvekce přirozená* (*konvekce volná* – probíhá-li v neohraničeném prostoru).

Typickou úlohou o tepelné konvekci je tzv. přestup tepla na rozhraní mezi pevnou stěnou (povrchem topného či chladicího tělesa) a tekutinou, kdy se přenos tepla děje dvojitým způsobem, a to přímé vedení tepla kapalinou (plynem) a pohybem vlastní kapaliny (plynu). Plošná hustota tepelného toku se při přestupu tepla vyjadřuje vztahem



Obr. 2. Proudění tepla. ΔT je teplotní rozdíl mezi teplotou povrchu a teplotou volné kapaliny (plynu) mimo prostor hraniční vrstvy, α je koeficient přestupu tepla.

$$q = \alpha |(T_w - T_{\text{tek}})|, \quad (13)$$

kteřý se tradičně nazývá *Newtonův ochlazovací zákon*. T_w je povrchová teplota stěny, T_{tek} označuje teplotu tekutiny v dostatečné vzdálenosti od stěny. Přítomnost desky způsobuje volnou rychlost kapaliny, která klesá u povrchu desky na nulu a mění se proměnné vzdálenosti nazvané hraniční vrstva. Tloušťka hraniční vrstvy nepřímo úměrně závisí na volné rychlosti kapaliny a je větší pro volné proudění a menší pro proudění nucené. Rychlost proudění tepla závisí na tloušťce hraniční vrstvy a tepelném rozdílu. Předpokládá se, že $T_w > T_{tek}$, koeficient α je součinitel přestupu tepla, který kombinuje oba dva mechanismy přenosu tepla a jeho jednotkou je ($\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$).

Hustotu tepelného toku při konvekci lze vyjádřit z Newtonova ochlazovacího zákona

$$q_m(r) = \text{div } \mathbf{q}_m = \text{div}(-D_f \text{grad} \rho) = -D_f \Delta \rho, \quad (14)$$

kde $q_m(r)$ je měrný výtěžek tepelného zdroje ($\text{J} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$), \mathbf{q}_m je hustota hmotnostního toku ($\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$), ρ je hustota ($\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$) a D_f je difúzní koeficient ($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$).

3. Záření (sáláním, radiací):

Podstatou tohoto způsobu sdílení tepla je tzv. *teplotní záření*. Hmotný objekt, např. tuhé těleso nebo nějak ohraničený objem tekutiny či disperzního prostředí, jako je plamen, zahřátý na teplotu T , přeměňuje část své vnitřní energie v elektromagnetické vlny. Ty mají schopnost procházet tzv. diatermním prostředím (čistý vzduch, kosmický prostor, vakuum). Při dopadu na jiný hmotný objekt, který vlny pohlcuje, se dopadající energie elektromagnetických vln alespoň částečně změní ve vnitřní energii objektu.

Přenos tepla radiací se od předcházejících dvou liší v několika aspektech:

- může procházet vakuem,
- uskutečňuje se elektromagnetickou emisí a absorpcí,
- probíhá rychlostí světla a chová se jako světlo,
- zatímco přenos tepla vedením nebo prouděním mezi dvěma body je lineárně závislé na rozdílu teplot mezi těmito dvěma body, pak energie vyzařovaná z povrchu je úměrná čtvrté mocnině své absolutní teploty. Tepelná radiční energie přenášená mezi dvěma povrchy je úměrná třetí mocnině tepelného rozdílu mezi oběma povrchy.

Ideální zářič tohoto typu, který má schopnost spojitě vyzařovat i pohlcovat elektromagnetické vlny v celém spektru vlnových délek, se nazývá *dokonalé černé těleso*.

Pomocí Kirchhoffova vyzařovacího zákona lze přenos tepla zářením ve vakuu vyjádřit vztahem

$$q_e(r) = \text{div} \mathbf{H}_e = \text{div}(-a \text{grad} w) = -a \Delta w, \quad (15)$$

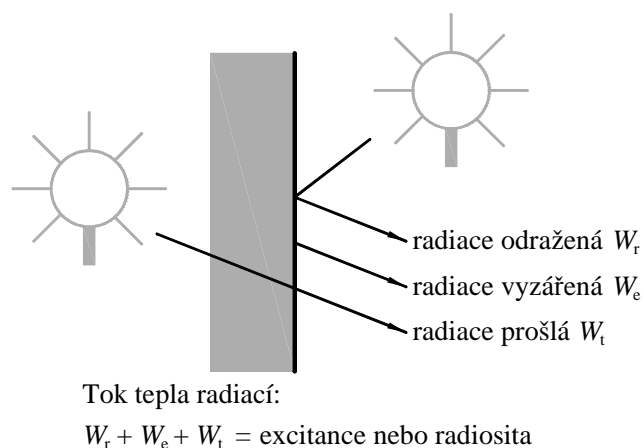
kde $q_e(r)$ je měrný příkon tepelného zdroje ($\text{W} \cdot \text{m}^{-3}$), $\mathbf{H}_e(r)$ je radiční excitance ($\text{J} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$), w je hustota vyzařované energie ($\text{J} \cdot \text{m}^{-3}$) a a je tepelná difuzivita ve vakuu ($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$).

Plošná hustota toku vyzářené energie H_e má jednotku ($\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$) a je dána **Stefanovým-Boltzmannovým zákonem**

$$H_e = \sigma T^4, \quad (16)$$

kde $\sigma = \pi^2 k_B^4 / 60c^2 \hbar^3 = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$ se nazývá *Stefan-Boltzmannova konstanta*, k_B je Boltzmannova konstanta, \hbar je modifikovaná Planckova konstanta a c je rychlost světla.

Tepelná infračervená radiace opouštějící povrch tělesa se nazývá radiační excitance nebo radiosita (viz obr. 3). Ta může být emitována z povrchu, odražená od povrchu nebo může procházet povrchem. Celková excitance je pak rovna součtu jednotlivých komponent tj. části emitované W_e , odražené W_r a části procházející W_t . Teplota povrchu je ovšem závislá pouze na jedné komponentě, a to na emitované W_e .



Obr. 3. Zářením tepla.

Vyzářený výkon neboli zářivý tok ϕ_ε (W) vyslaný elementární ploškou dS (m^2) povrchu zářícího tělesa ve směru normály je dán vztahem

$$d\phi_\varepsilon = H_\varepsilon dS . \quad (17)$$

Analogický vztah platí i pro dopadající výkon

$$d\phi_d = H_d dS . \quad (18)$$

Zobecnění

Změna tepelné kapacity C_p v závislosti na teplotě v reálném prostředí, které může mít fraktální charakter (viz kap. 6.3.7) lze vyjádřit jako

$$C_p = c_p \rho = \frac{\lambda}{a} = -\frac{k_B^2}{\hbar c} \Delta T . \quad (19)$$

Z tohoto univerzálního vztahu lze potom odvodit pro šíření tepla vztahy (2), (14) a (15) další. Pokud je hustota vyzařovaného tepla $w = c_p \rho T$, lze vztah pro přenos tepla prouděním zapsat jako

$$q_m(r) = C_p \frac{\lambda \hbar}{k_B^2 c} = -D_f \Delta \rho , \quad (20)$$

pokud $a w = \lambda T$, lze vztah pro přenos tepla vedením zapsat jako

$$q_0(r) = C_p \frac{\lambda \hbar c}{k_B^2} = -\lambda \Delta T \quad (21)$$

a pro $w = C_p T = c_p \rho T = \lambda T/a$ (přičemž $\lambda/a = \text{konst.}$), lze vztah pro přenos tepla zářením zapsat jako

$$q_e(r) = C_p \frac{\lambda \hbar c}{k_B^2} = -a \Delta w . \quad (22)$$

Při řešení technických aplikací se lze často setkat s případy, kdy v téže úloze se vyskytují dva či všechny tři případy sdílení tepla současně, pak lze mluvit o *složených* neboli *kombinovaných způsobech sdílení tepla*.

3.3 Způsoby měření teplot

Měření teploty není možné realizovat přímo. Proto se dnes k jejímu určování používá nepřímých metod založených na známých fyzikálních jevech [5]. Určování (měření) teplot na základě:

- | | | |
|--|---|--|
| 1. teplotní závislosti objemových (délkových, tvarových) změn látek tuhých, kapalných a plyných; | ⇒ | plynové a kapalinové teploměry, termobimetalické teploměry |
| 2. teplotní závislosti změn jiných fyzikálních a chemických vlastností látek; | ⇒ | radiační (a optické) pyrometry; „termocolor“ barvy apod.; |
| 3. teplotní závislosti změn elektrických vlastností tuhých, kapalných i plyných látek; | ⇒ | odporové teploměry, termoelektrické teploměry, termistory |

V literatuře je možné nalézt podrobnou klasifikaci metod a přístrojů pro měření teplot, a to podle principu, účelu a činnosti.

3.3.1 Kontaktní měření teplot

Základním předpokladem je, že měřicí element je v přímém kontaktu s měřeným objektem. S tímto typem měření se setkáváme nejen v běžném životě (teplota lidského těla, vzduchu, vody apod.), ale má své uplatnění i v průmyslových aplikacích.

Při experimentální analýze tepelných procesů je nezbytným základem měření teplot kontaktními čidly (termočlánky, odporové teploměry). Tyto jsou součástí měřících systémů a s využitím měřicí ústředny a řídicího počítače slouží k vícekanálovému měření a záznamu teploty u nestacionárních procesů – ohřevů a chladnutí [6].

3.3.2 Bezkontaktní měření teplot

Bezkontaktní měření povrchové teploty je založené na snímání teploty povrchu těles na základě elektromagnetického záření mezi tělesem a detektorem záření. Vzhledem k tomu, že elektromagnetické záření se pohybuje v infračervené oblasti, hrají při měření významnou roli infradetektory, na které jsou kladeny požadavky z hlediska vysoké detektivity, rychlé odezvy, nízké ceny a výrobních možností. Detektory lze na základě reakcí fotonů s materiálem detektoru rozdělit na tepelné a kvantové. Zástupcem tepelných detektorů jsou tzv. mikrobolometry, u kterých dopadající fotony způsobí oteplení odporové vrstvy, čímž způsobí změnu elektrického odporu a ten je následně vyhodnocen. Výhodou tepelných detektorů je, že pracují při pokojové teplotě, jejich výroba je levná a jsou snadno použitelné. Nevýhodou je pak malá citlivost a pomalá odezva. Základním principem kvantových detektorů je fotoelektrický jev, při kterém dochází k přímé přeměně energie dopadajících fotonů na

elektrickou energii. Kvantové detektory nacházejí uplatnění tam, kde je potřeba vysoké detektivity a rychlé odezvy. Z důvodu omezení tepelného šumu je potřeba tyto detektory chladit, což zvyšuje náročnost výroby a následně i cenu. V případech, kdy dochází k velkému rušení nebo není možné zajistit přímý výhled na měřený objekt, hrají významnou roli optická vlákna, která přivádějí záření k detektoru. Tato technologie spolu se speciálními detektory přináší další výhody bezkontaktního měření teplot.

3.3.3 Termovizní měření teplotních polí

Měření tepelné infračervené radiace tvoří základ bezkontaktního měření teploty a infračervené (IR) termografie. Ta umožňuje nejen lokální měření teploty, ale hlavně zobrazení celkového teplotního pole na povrchu měřeného objektu. Díky rozdílu teplot je možné nalézt místa s tepelnými ztrátami nebo naopak zdroji tepla. Přestože se tato metoda používá více než 30 let, k jejímu masivnějšímu rozšíření dochází až v posledních deseti letech díky použití nechlazených mikrobolometrických detektorů. Dnes je tato metoda aplikována v mnoha oblastech lidské činnosti. Široké uplatnění nachází v lékařství, kde jsou pomocí bezkontaktní termografie lokalizovány nádory, změny prokrvení cév, ale i onemocnění nervové soustavy. Z hlediska diagnostiky stavu zařízení je vyhledávaným způsobem kontroly v průmyslu. Díky bezkontaktnímu měření je možné provádět kontrolu za provozu bez nutnosti odstavení zařízení, a proto je využívána zejména při hodnocení stavu elektrických zařízení, vyzdívek pecí apod. V souvislosti se snižováním tepelných ztrát budov je termografie významným pomocníkem při hledání míst s největším tepelným únikem.

K nejprogresivnějším metodám měření teplotních polí patří termovize. Její princip spočívá v bezkontaktním měření intenzity infračerveného záření termovizní kamerou. Její hlavní část tvoří pole infradetektorů. Výstupem je analogový nebo digitální obraz teplotního pole. Důležitou součástí termovizní techniky jsou také programové a technické prostředky pro digitalizaci, zpracování a transformaci obrazu teplotního pole.

3.3.4 Nepřímé měření povrchové teploty, tepelného toku a konvektivního přestupu tepla

V případech intenzivních procesů přenosu tepla mezi povrchem a okolní tekutinou je obtížné přesně měřit teplotu tohoto ohřívaného nebo ochlazovaného povrchu. Buď se umístěním čidla podstatným způsobem ovlivní přestup tepla do povrchu a tím i měřená teplota, anebo je čidlo na povrchu vystaveno intenzivnímu působení tekutiny a měří více teplotu tekutiny než povrchu. V takových případech bývá výhodnější měřit teplotu v několika místech pod povrchem a teplotu povrchu stejně jako povrchový tepelný tok vyhodnotit řešením nepřímé úlohy.

4 METODY STANOVENÍ TERMOFYZIKÁLNÍCH VLASTNOSTÍ

Matematickým základem metod měření tepelných a termofyzikálních veličin je *diferenciální rovnice pro vedení tepla* [7]

$$c_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} = \operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} T) + q_0, \quad (23)$$

kde q_0 značí výkon tepelného zdroje v objemové jednotce látky. Pokud je látka izotropní, můžeme psát $\operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} T) = \lambda \Delta T$, takže rovnici (23) lze přepsat na tvar

$$c_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + q_0. \quad (24)$$

V této rovnici vystupují explicitně dvě základní termofyzikální veličiny: tepelná vodivost a měrná tepelná kapacita. Pokud rovnici vydělíme součinem $c_p \rho$, bude upravená rovnice obsahovat tepelnou difuzivitu. Nalezením vhodného řešení při určitých počátečních podmínkách získáme možnost tyto veličiny změřit. Další veličinu (koeficient odvodu tepla R) dostaneme do řešení prostřednictvím okrajových podmínek. Řešení této tepelné rovnice (24) je *teplotní funkce* (1)

$$T(x, y, z, t) = f_{c_p, a, \rho, \dots}(x, y, z, t), \quad (25)$$

ve které vystupují parametry měrná tepelná kapacita c_p , hustota ρ a tepelná difuzivita a [8]. Body v prostoru, které mají v daném časovém okamžiku stejnou teplotu, tvoří izotermickou plochu. Pro ni platí $T(x, y, z, t_0) = \text{konst.}$, kde t_0 je zvolený časový okamžik.

Základem všech metod měření termofyzikálních veličin je znalost rozložení teploty ve vzorku [7]. Jak již bylo uvedeno, toto rozložení lze ze zadaných podmínek předem stanovit řešením diferenciálních rovnice (23), resp. (24). Tvar tohoto řešení závisí především na působení a tvaru tepelného zdroje, proto je zřejmé, že všechny měřící metody lze rozdělit podle toho, jakým způsobem se ve vzorku vytváří teplotní gradient. Základním kritériem této klasifikace bude proto tvar a působení tepelného zdroje.

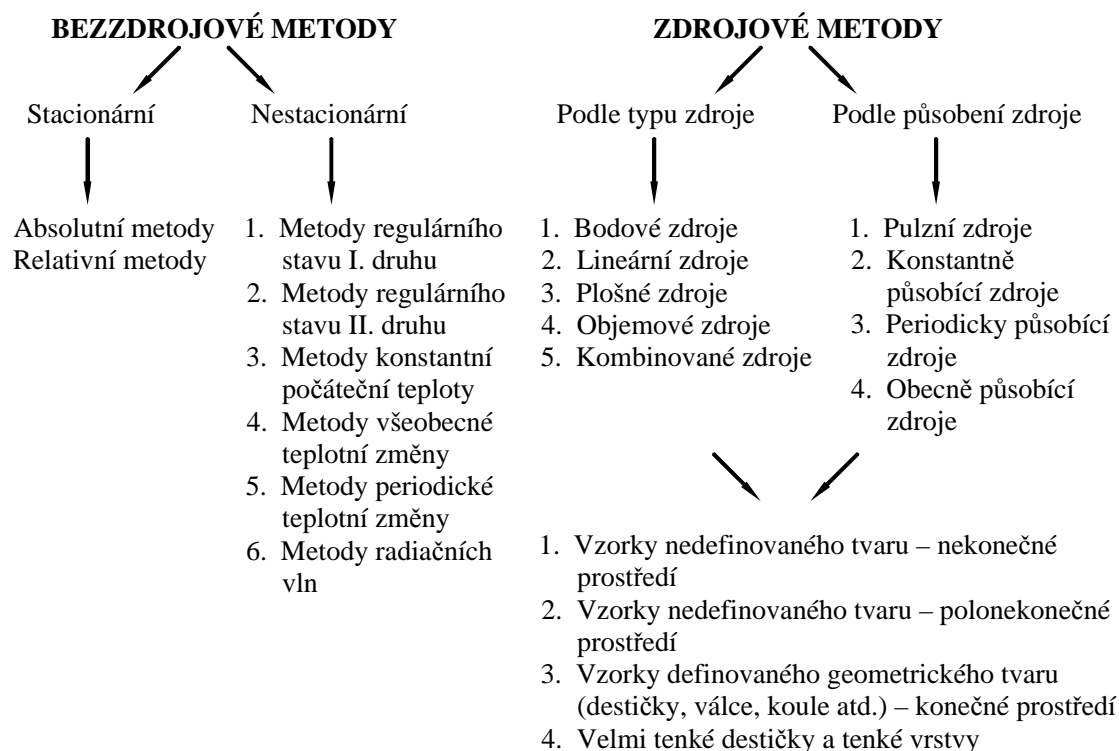
V souladu s uvedeným kritériem je možné všechny metody měření rozdělit především do dvou základních skupin:

1. **bezzdrojové metody**, charakterizované tím, že v diferenciální rovnici (23) je $q_0 = 0$. Teplota vzorku se moduluje jeho dotykem nebo kontaktem s jinou látkou nebo prostředím, které má úlohu nekonečného zásobníku. Tyto metody je možné dále rozdělit na stacionární a nestacionární (dynamické), a to podle toho, jestli se časová derivace teploty rovná nule nebo ne. V prvním případě se při měření čeká na vytvoření ustáleného stavu, ve druhém případě se měří teplota v přechodovém stavu. Tepelnou vodivost lze určit oběma způsoby, ale tepelnou difuzivitu pouze metodou nestacionární. Nestacionární metody lze dále dělit podle způsobu modulace teploty na měřeném vzorku (viz obr. 4).
2. **zdrojové metody**, charakterizované tím, že $q_0 \neq 0$. Ve vzorku nebo na jeho povrchu působí nezanedbatelný vnější tepelný zdroj s nenulovým výkonem. Tyto metody lze dále rozdělit na menší skupiny, a to:
 - podle tvaru působícího zdroje;
 - podle časového průběhu tepelného příkonu zdroje;
 - podle tvaru měřeného vzorku.

Všechny tři uvedené faktory lze při měření navzájem kombinovat, takže vzniká velký počet rozličných variací. Pro každou z těchto variací platí jiné vztahy, čímž se problematika značně rozrůstá a otázka výběru vhodné metody se stává velmi důležitou.

Při výběru vhodné metody je potřeba posoudit:

1. *požadavky na přesnost měření* – pokud nejsou příliš vysoké nároky na přesnost, je zbytečné používat složité a zdlouhavé laboratorní metody;
2. *požadavky na rychlost měření* – stacionární metody jsou zpravidla velmi zdlouhavé a nehodí se na měření velkého počtu vzorků;
3. *požadavky na tvar vzorku* – pokud není možné zhotovit vzorky definovaného tvaru, jsou obzvláště vhodné s bodovými a lineárními tepelnými zdroji;
4. *okolnosti měření* – na měření ve speciálních podmínkách, např. při velmi nízkých a velmi vysokých teplotách, při působení elektrického a magnetického pole, při působení mechanického tlaku atd.



Obr. 4. Přehled metod měření termofyzikálních veličin [7].

4.1 Termická analýza

Jedním z nejrychleji se rozvíjejících odvětví termofyzikálních měření je termická analýza (TA – Thermal Analysis) [9]. Klasifikace těchto metod, doporučená nomenklaturní komisí Mezinárodního sdružení pro TA (*International Confederation for Thermal Analysis – ICTA*), je pojata tak široce, že vlastně zahrnuje většinu měření, při kterých se plynule registruje určitá vlastnost systému za podmínek plynule nebo skokem se měnící teploty okolí vzorku.

Většina těchto metod sleduje příslušné vlastnosti systému (hmotnost, energii, rozměr, vodivost apod.) jako dynamickou funkci teploty.

Základní metody TA tedy sledují změny stavu vzorku měřením jediné vlastnosti vzorku (nebo jeho okolí).

- **Diferenční metody TA** jsou takové, u kterých je měřenou veličinou rozdíl mezi určenou vlastností vzorku zkoumaného a vzorku referenčního.
- **Simultánní metody TA** jsou takové, které dovolují určovat dvě a více měřených veličin současně na stejném vzorku, přičemž měření určité veličiny a rozdílu mezi ní a její hodnotou v referenčním stavu se za simultánní metodu nepovažuje.
- **Kombinované metody TA** jsou takové, které nepoužívají pro paralelní měření stejného vzorku (tzv. komplementární měření).
- **Diskontinuální metody TA** zahrnují většinou aplikaci dvou či více simultánních technik na stejném vzorku, přičemž odebírání vzorků pro druhou techniku je diskontinuální.

Měřenou fyzikální veličinou rozumíme tu vlastnost vzorku nebo okolí, která je měřena v závislosti na čase bez ohledu na to, jaký druh čidla zprostředkovává informaci o hodnotě této vlastnosti.

TA křivkou se obecně rozumí záznam o průběhu závislosti měřené veličiny na čase či teplotě.

Tab. I. Přehled základních metod termické analýzy [10, 11].

Analytická metoda	Měřený parametr	Přístroj	Aplikace
DTA Diferenční termická analýza	teplotní rozdíl mezi skutečnou teplotou zkoumaného vzorku a teplotou referenčního materiálu	diferenční termický analyzátor	fázové přechody, teplota tavení, tepelného rozkladu, dehydratace
DSC Diferenční skenovací kalorimetrie	rozdíl energie dodávané do zkoumané látky a do srovnávacího materiálu, tak aby jejich teplotní rozdíl byl zanedbatelný	diferenční skenovací kalorimetr	fázové přechody, skupenské teplo tání, tepel. rozkladu, reakční teplo, krystalinita
TG, TGA Termogravimetrie	změna hmotnosti vzorku v závislosti na růstu teploty	termováhy	dehydratace, tepelný rozklad
Termodilatometrie (lineární, objemová)	rozměr zkoumané látky při zanedbatelném zatížení	dilatometr	fázové změny, slinování
Termoelektrometrie (konduktometrická TA, dielektrická TA)	změna elektrické vodivosti látky, změna dielektrické kapacity	potenciometr	slinování, tavení
Termoluminiscence	světelné záření	fotonásobič	geotermometrie
TMA Termomechanická analýza	deformace zkoumané látky při neoscilačním zatížení jako funkce teploty		teplota tavení, skelný přechod, rozpínání a smršťování
ETA Emanační termická analýza	rychlost nebo množství uvolněného inertního radioaktivního plynu	GC, MS	pyrolýza (organické látky v horninách)

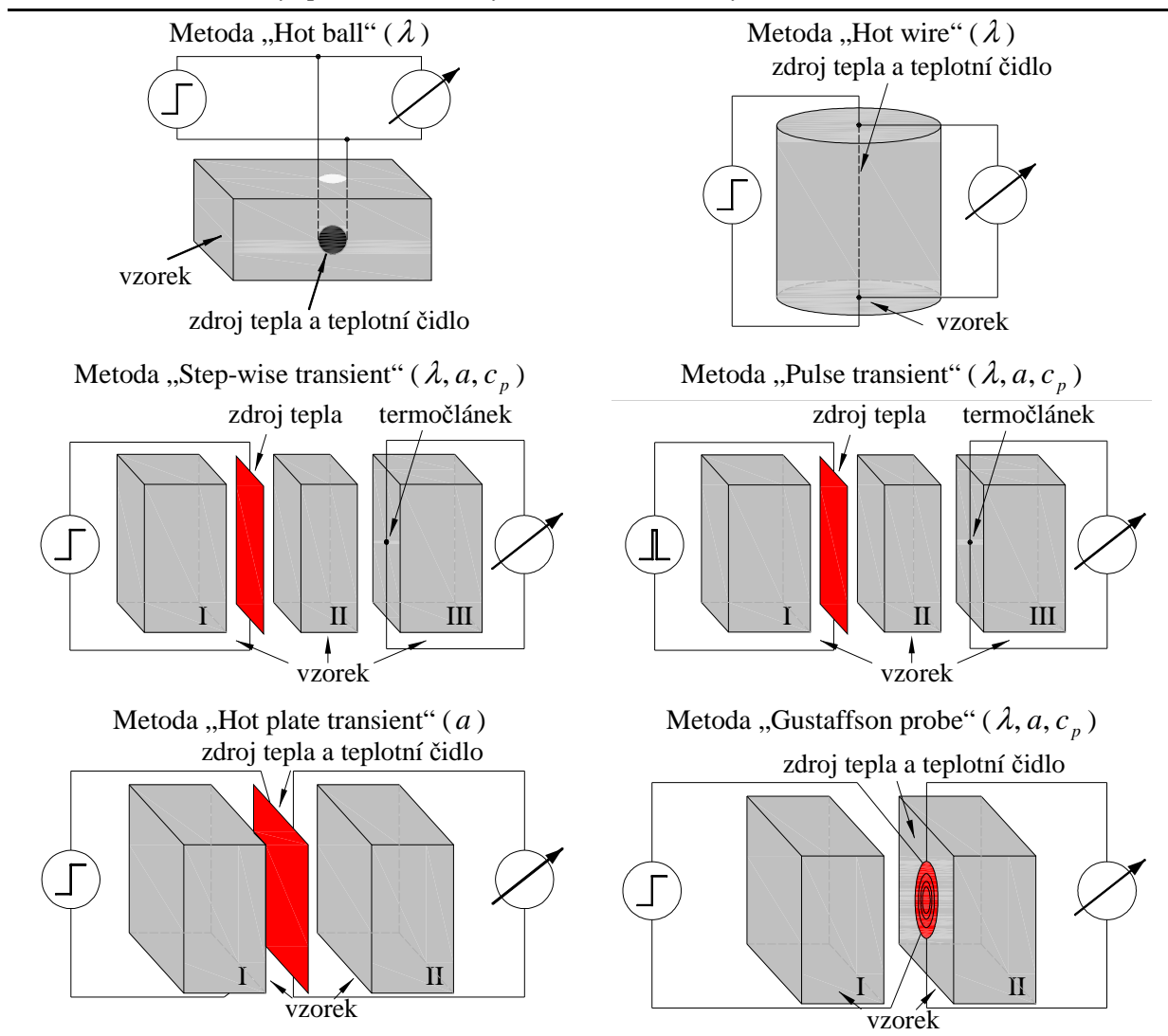
Klasifikace základních metod TA je možná v šesti následujících skupinách:

- metody spojené se změnou obsahu těkavých složek vzorku,
- metody spojené se změnou tepelných vlastností vzorku (jako T , c_p , ΔH atd.),
- metody spojené se změnou jiných termodynamických vlastností vzorku,
- metody spojené se změnou tokových vlastností vrstvou vzorku,
- speciální metody strukturní TA, odkud lze případně vyčlenit
- metody spojené se změnou strukturních vlastností vzorku, kde okamžitý stav vzorku je dán tvarem funkční závislosti – spektra.

4.2 Tranzientní metody

Princip tranzientních metod měření termofyzikálních vlastností materiálů je založen na generování malého množství tepla uvnitř studovaného vzorku a měření teplotní odezvy [12]. Výhoda těchto metod je v generaci tepla uvnitř vzorku, čímž je potlačen vliv povrchu materiálu. V tab. II je uveden přehled základního uspořádání těchto metod.

Tab. II. Přehled základních tranzientních metod a odpovídající termofyzikální vlastnosti, které mohou být pomocí uvedených metod stanoveny [12].



5 PULZNÍ METODA MĚŘENÍ TERMOFYZIKÁLNÍCH PARAMETRŮ

Princip pulzní metody měření termofyzikálních parametrů je známý již velmi dlouho. Je založen na analýze dynamického teplotního pole vzorku. Tepelný pulz vytváří dynamické teplotní pole vzorku. Z charakteristických parametrů tohoto dynamického teplotního pole (obvykle je to čas t_{\max} a hodnota maxima teplotní reakce na tepelný pulz ΔT_{\max} , naměřený ve vhodné vzdálenosti od vzorku) lze určit **měrnou tepelnou kapacitu, tepelnou difuzivitu a tepelnou vodivost**. Tato metoda měření umožňuje stanovení základních termofyzikálních parametrů látek, a to především homogenních, nehomogenních a porézních materiálů. Je použitelná pro slitiny, keramiky, polymery, skla, kompozity, ohnivzdorné materiály, produkty práškové metalurgie, porézní a nehomogenní materiály, které se používají ve stavebnictví. Pomocí ní lze studovat stárnutí materiálu, fázové přechody či strukturní změny. Metodu je možné použít při teplotách (80–800) K a při zvláštních podmínkách až do 1 300 K.

I když přednosti jejího použití, ve srovnání se stacionárními metodami, resp. s metodami s konstantním nebo periodicky působícím zdrojem tepla, jsou zjevné, v praxi se tato metoda měření využívá překvapivě velmi málo.

5.1 Teplotní funkce ideálního uspořádání experimentu

Ideální uspořádání experimentu představují vlastnosti ideálních systémů s plošným, lineárním a bodovým zdrojem tepla v neohraničeném tělese [8].

5.1.1 Plošný pulzní zdroj tepla

Teplotní funkce plošného pulzního zdroje tepla umístěného v neohraničeném tělese v rovině $x = 0$ má tvar (kartézské souřadnice)

$$\Delta T(x, t) = \frac{Q}{2 c_p \rho \sqrt{\pi a t}} \exp\left(-\frac{x^2}{4 a t}\right), \quad (26)$$

kde Q je celkové množství tepla odevzdané tělesu plošnou jednotkou zdroje tepla.

Extrém funkce (26) v místě $x = h$ dává pro tepelnou vodivost vztah

$$a = \frac{h^2}{2 t_{\max}}. \quad (27)$$

Měrnou tepelnou kapacitu lze určit ze vztahu

$$c_p = \frac{Q}{\sqrt{2 \pi \exp(1)} \rho h \Delta T_{\max}}. \quad (28)$$

Teplotní funkce ideálního plošného zdroje tepla v neohraničeném tělese (ideální systém) má jednoduchý tvar.

Měření založené na teplotní funkci (26) budeme nazývat **ideálním modelem**. Ideální model měření je však technicky nerealizovatelný. Každá odchylka rušivě ovlivňuje a způsobuje deformaci teplotního pole.

5.1.2 Lineární pulzní zdroj tepla

Teplotní funkce lineárního pulzního zdroje tepla, který je umístěn na ose z (v cylindrických souřadnicích), má tvar

$$\Delta T(r,t) = \frac{Q}{4 c_p \rho \pi a t} \exp\left(-\frac{r^2}{4 a t}\right), \quad (29)$$

kde Q je celkové množství tepla odevzdané tělesu délkovou jednotkou lineárního zdroje tepla a r je vzdálenost od zdroje.

Extrém funkce (29) v místě $r = h$ dává pro tepelnou vodivost vztah

$$a = \frac{h^2}{4 t_{\max}}. \quad (30)$$

Měrnou tepelnou kapacitu lze určit ze vztahu

$$c_p = \frac{Q}{\pi \exp(1) \rho h^2 \Delta T_{\max}}. \quad (31)$$

5.1.3 Bodový pulzní zdroj tepla

Teplotní funkce bodového pulzního zdroje tepla umístěného v neohraničeném izotropním tělese má tvar (sférické souřadnice)

$$\Delta T(r,t) = \frac{Q}{8 c_p \rho (\pi a t)^{3/2}} \exp\left(-\frac{r^2}{4 a t}\right), \quad (32)$$

kde Q je celkové množství tepla odevzdané bodovým zdrojem tepla a r je vzdálenost od bodového zdroje.

Extrém teplotní funkce (32) v místě $r = h$ vede ke vztahu

$$t_{\max} = \frac{h^2}{6 a}, \quad (33)$$

kde t_{\max} je doba maximálního oteplení způsobeného pulzním zdrojem tepla. Z rovnice (33) lze určit tepelnou difuzivitu

$$a = \frac{h^2}{6 t_{\max}}. \quad (34)$$

Dosazením vztahu (33) do rovnice (32) lze obdržet vztah pro měrnou tepelnou kapacitu

$$c_p = \left(\frac{6}{\pi \exp(1)}\right)^{3/2} \frac{Q}{\rho (2h)^3 \Delta T_{\max}}, \quad (35)$$

kde ΔT_{\max} je velikost maximálního oteplení v místě $r = h$.

Tepelnou vodivost lze pak určit ze vztahu (9)

$$\lambda = a c_p \rho. \quad (36)$$

Technická realizace měření termofyzikálních parametrů pulzní metodou předpokládá vzorky konečných rozměrů umístěné ve vhodném držáku. Pak systém vzorek – držák – prostředí popisuje diferenciální rovnice typu (24), kde se rušivé vlivy, jako jsou konečné rozměry vzorku, technická realizace zdroje tepla atd., musí zahrnout do formulace okrajových a počátečních podmínek. Řešení této diferenciální rovnice má tvar (25), který lze formálně přepsat do tvaru

$$T(x, y, z, t) = T_i(Q, x, y, z, t) f_T(Q, x, y, z, t, \dots). \quad (37)$$

kde $T_i(Q, x, y, z, t)$ je teplotní funkce charakterizující teplotní pole plošného (26), lineárního (29) nebo bodového (32) zdroje tepla, v závislosti na typu použitého tepelného zdroje.

Korekční funkce $f_T(Q, x, y, z, t, \dots)$ charakterizuje deformaci teplotního pole ideálního zdroje tepla způsobenou rušivými vlivy a může vzniknout v prostoru a čase. Korekční faktory f_a, f_c jsou funkcemi $f_a = u(Q, x, y, z, t_{\max}, \dots)$ a $f_c = v(Q, x, y, z, t_{\max}, \dots)$. Určují odchylku uspořádání měření od ideálního modelu. Absolutní přesnost měření závisí hlavně na určení korekčních faktorů, kdy faktor f_a můžeme stanovit užitím vztahu [13]

$$f_a = \frac{t_{\max}}{t_0 - 1} \ln \left(\frac{t_{\max}}{t_{\max} - t_0} \right). \quad (38)$$

Extrém funkce (37) v místě $x = h$ v případě plošného zdroje tepla nejčastěji vede ke transcendentní rovnici, ze které je možné určit tepelnou difuzivitu

$$a = \frac{h^2}{2 t_{\max}} f_a. \quad (39)$$

Měrnou tepelnou kapacitu lze určit z rovnice

$$c_p = \frac{Q}{\sqrt{2 \pi \exp(1)} \rho h \Delta T_{\max}} f_a. \quad (40)$$

Podobné korekční členy lze najít i pro lineární a bodový zdroj tepla. Tepelnou vodivost lze určit použitím vztahu (36). Takto určené korekční faktory pak vyjadřují odchylku od ideálního systému, tj. od systému, kde v neohrazeném tělese působí ideální bodový, lineární, resp. plošný zdroj tepla. Analýzou funkcí $u(Q, x, y, z, t_{\max}, \dots)$ a $v(Q, x, y, z, t_{\max}, \dots)$ je možné najít optimální podmínky měření termofyzikálních parametrů. Tento postup analýzy teplotní funkce se nazývá standardní a vztahy (39), (40) a (36) se označují jako **standardní vztahy**.

5.2 Princip měření termofyzikálních parametrů pulzní metodou

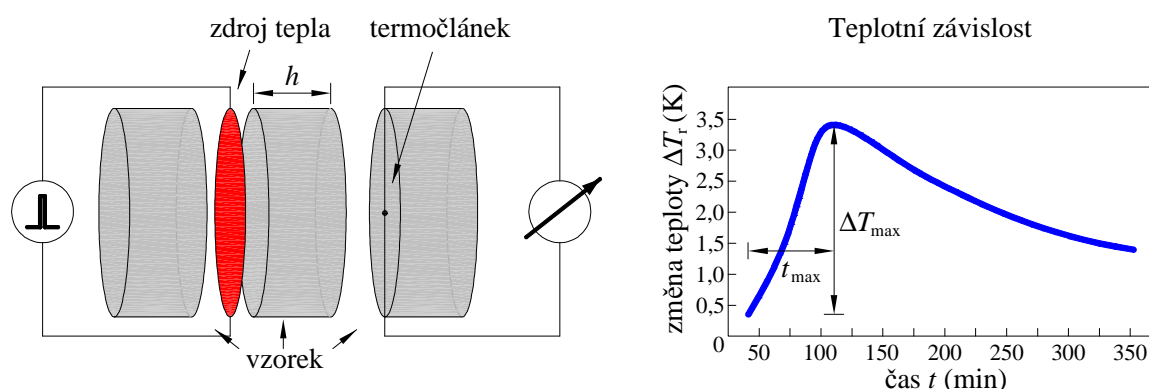
Princip pulzní metody měření pro plošný zdroj tepla je znázorněn na obr. 5. Je založen na analýze dynamického teplotního pole vzorku [8, 14].

Vzorek je rozdělen na tři části. Mezi první (I) a druhou (II) částí vzorku je umístěn plošný zdroj tepla, který je obvykle z materiálu se značným elektrickým odporem. Přejedem proudového pulzu se ve zdroji tepla uvolní Joulovo teplo

$$Q = U I t_0, \quad (41)$$

kde U je napětí, I elektrický proud a t_0 šířka proudového pulzu. Mezi druhou (II) a třetí (III) částí vzorku je teplotní snímač, který registruje teplotní reakci na tepelný pulz. Z parametrů maxima teplotní reakce t_{\max} , ΔT_{\max} je možné určit tepelnou difuzivitu (39), měrnou tepelnou kapacitu (40) a tepelnou vodivost

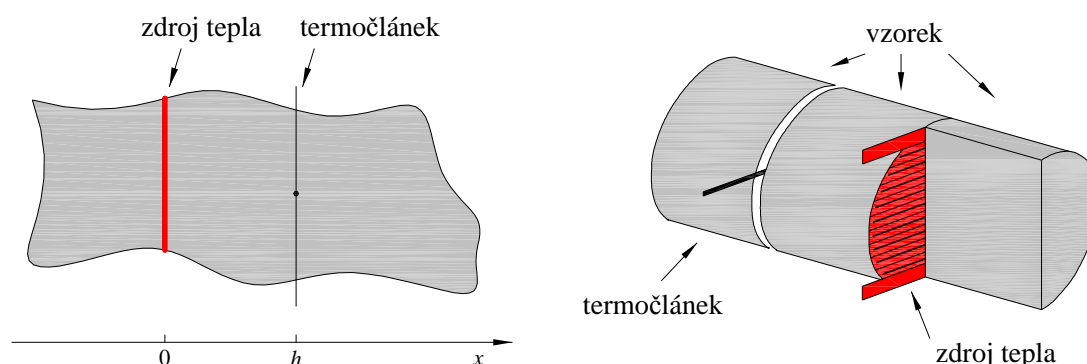
$$\lambda = a c_p \rho = \frac{h^2}{2 t_{\max}} \frac{Q/S}{\sqrt{2 \pi \exp(1)} \rho h \Delta T_{\max}} \rho = \frac{Q/S h}{2 \sqrt{2 \pi \exp(1)} \Delta T_{\max} t_{\max}}. \quad (42)$$



Obr. 5. Princip měření termofyzikálních parametrů pulzní tranzientní metodou a příklad teplotní odezvy [15].

5.3 Faktory ovlivňující přesnost měření pulzní metodou s plošným zdrojem

Ideální model měření (26) je technicky nerealizovatelný. Konstrukce držáku vzorku a měřících sond rušivými vlivy deformuje teplotní pole vzorku. Matematická formulace rušivých vlivů na základě okrajových a počátečních podmínek rovnice šíření tepla předpokládá znalost zdrojů deformace teplotního pole. Nejúčinněji se dají rušivé vlivy určit porovnáním *ideálního modelu* (ideálního systému) s *reálným uspořádáním* (reálným systémem) [8].



Obr. 6. Rozdíl mezi ideálním modelem a skutečným uspořádáním pro pulzní metodu.

Část vzorku je uříznuta, lze tak vidět struktura zdroje tepla.

Od ideálního modelu lze zjistit tyto odchylky (obr. 6):

- *Odvod tepla z povrchu vzorku.* Ideální model předpokládá neohraničené těleso. Reálný systém je ohraničený. Z povrchu vzorku se odvádí teplo do okolí.
- *Reálný zdroj tepla.* Ideální model předpokládá ideální okamžitý zdroj tepla, který je plošně neohraničený, má zanedbatelnou tloušťku a jeho termofyzikální vlastnosti jsou totožné s vlastnostmi vzorku. Mezi takovýmto zdrojem tepla a vzorkem je ideální tepelný kontakt. Tento model neřeší podstatu generování tepelného pulzu, který je popsán Diracovou δ -funkcí. V praxi je zdrojem kovová fólie, ve které se průchodem proudového pulzu generuje Joulovo teplo. Takový zdroj má konečnou tloušťku a jeho termofyzikální parametry se od vzorku liší. Proudový pulz nesplňuje podmínky δ -funkce. Elektrické kontakty ke zdroji tepla zkreslují bilanci a dynamiku zdroje tepla. Mezi zdrojem tepla a vzorkem není ideální tepelný kontakt. Při transportu tepla ze zdroje do vzorku se uplatňuje tepelný odpor.
- *Reálný vzorek.* Ideální model předpokládá neohraničené kontinuální prostředí. Měření vyžaduje rozhraní v místě uložení teplotního snímače. Rozhraní představuje při transportu tepla tepelný odpor. Teplotní snímač i elektrické přívody k němu deformují teplotní pole vzorku. Vzorek je v držáku, který má obvykle odlišné termofyzikální vlastnosti. Další rozhraní je v místě styku vzorku s držákem. Při přenosu tepla ze vzorku do držáku se tam uplatňuje dodatečný tepelný odpor. Tloušťka vzorku mezi zdrojem tepla a držákem (prostředí I) a teplotním snímačem a držákem (prostředí III) je konečná.
- *Teplota vzorku při měření není ustálená.* Tento rušivý efekt se projevuje při registraci teplotní reakce na tepelný pulz. Posun teploty vzorku deformuje tvar teplotní reakce.

V reálném měření působí uvedené rušivé vlivy současně.

Při vlastní experimentální činnosti je tedy nezbytné studovat, resp. měnit experimentální podmínky měření, a to:

- *Šířka tepelného pulzu:*

Na praktické využití měření termofyzikálních parametrů s plošným zdrojem tepla je výhodné využít režim měření, kdy budou korekční faktory splňovat podmínky: $f_a < 1$, $f_c < 1$; oblast hodnot parametru t_{\max}/t_0 (poměr času, kdy je teplotní odezva maximální, ku šířce tepelného pulzu), kdy $f_a < 1$, $f_c < 1$ je výhodná z těchto důvodů:

- a) Fyzikální charakteristiky tělesa jsou obvykle funkcí teploty. Na zabezpečení dostatečně velké teplotní reakce je zapotřebí odevzdat vzorku dostatečné množství tepelné energie. Energii tepelného pulzu můžeme ovlivňovat velikostí tepelného toku a časem, za který se generuje tepelný tok do vzorku. Při použití úzkých tepelných pulzů je potřeba pro stejné množství energie generovat úměrně velký tok tepla. Jak vyplývá z okrajových (mezních) podmínek, generování většího toku tepla způsobí ohřátí zdroje tepla a vzorku na vysokou teplotu. To může zapříčinit změnu fyzikálních vlastností zdroje tepla a vzorku v místě zdroje tepla. To znamená, že se jednak změní předpokládané parametry zdroje tepla a jednak získané informace kvůli lokálnímu přehřátí vzorku neodpovídají předpokládané teplotě vzorku. Abychom jsme se tomuto vyhnuli, je výhodné volit šířku tepelného pulzu tak, aby nedocházelo k lokálnímu přehřátí vzorku a zdroje tepla. Naměřená data měrné tepelné kapacity a tepelné vodivosti pak lze korigovat korekčními faktory f_a a f_c . Z analýzy vyplývá, že šířka tepelného pulzu není omezená. Mohou ji omezit pouze další rušivé vlivy, které se mohou v procesu měření projevit.
- b) Zdroje tepla, které pracují na principu generování Joulova tepla, potřebují pro svou činnost elektrické přívody. Ty dodatečně deformují teplotní pole vzorku. Tato deformace závisí na mnohých parametrech. V čase generování tepelného pulzu se v přívodních drátech generuje dodatečné Joulovo teplo. Po generování tepelného pulzu tyto přívodní dráty přispívají k odvodu tepla ze zdroje tepla. Množství generovaného tepla ve zdroji tepla závisí na intenzitě elektrického proudu. V krajním případě se mohou v důsledku vysoké intenzity elektrického proudu tyto přívodní dráty přepálit. Optimální režim soustavy přívodní dráty – zdroj tepla závisí na intenzitě elektrického proudu. Volbou šířky tepelného pulzu je možné režim generování tepelného pulzu optimalizovat. Zatímco se pomocí ostatních parametrů zdroje tepla snažíme přiblížit podmínkám ideálního zdroje tepla, z praktických důvodů volíme tvar tepelného pulzu širší, jak vyplývá z teorie ideálního zdroje tepla. Nastavení pracovního režimu, kdy $t_{\max}/t_0 > 1$, pohybujeme se tedy v oblasti, kdy $f_a \leq 1$, $f_c \leq 1$, umožňuje egalizovat experiment prakticky při všech tloušťkách vzorků a v celém rozsahu součinitele tepelné vodivosti materiálů.

- *Vlastnosti reálného zdroje tepla:*

Odchytky konstrukce reálného zdroje tepla od požadavků ideálního zdroje tepla vznikají:

- a) Způsobem generování tepelného pulzu.
- b) Konstrukcí zdroje tepla a následným narušením izotropních vlastností zkoumaných vzorků materiálů.

Z porovnání možných způsobů generování tepelného pulzu vyplývá, že využití Joulova tepla přechodem proudového pulzu přes vhodný odporový materiál je z technického hlediska nejvýhodnější. Volba způsobu generování tepelného pulzu omezuje výběr materiálů na konstrukci zdroje tepla. Zdroje tepla se vyrábějí z kovových materiálů. K dosažení dobré dynamické regulace výkonu se musí jeho elektrický odpor pohybovat v rozmezí $(0,4-10) \Omega \cdot \text{cm}^{-2}$. To vyžaduje použití tenkých zdrojů tepla. Mezi zdrojem tepla a vzorkem existuje kontaktní tepelný odpor. Při konstrukci zdrojů tepla s velkou plochou je zapotřebí použít nosnou vrstvu. Teplo se generuje v aktivní vrstvě. Mezi ní a vzorkem je prostředí, které zabezpečuje transport tepla do vzorku. Prostedí může představovat styk aktivní vrstvy se vzorkem. Pokud je aktivní vrstva konstrukce zpevněná nosnou vrstvou, pak je prostředím nosná vrstva a styk jednotlivých vrstev.

Reálný zdroj je obvykle sestaven z aktivní vrstvy, ve které se generuje teplo. Aktivní vrstva se může zpevnit vhodným prostředím. Mezi zdrojem tepla a vzorkem není ideální tepelný kontakt. Takovýto zdroj tepla je reprezentován modelem s mnoha parametry, které nejsou většinou známy.

V mnoha aplikacích je výhodnější použít zdroj tepla ve formě rovnoběžných elektrických vodičů, jako je tomu i v tomto případě. Zdroj v plošné jednotce generuje přechodem elektrického proudu přes soustavu elektrických vodičů Joulovo teplo. Z teoretického hlediska, takovýto zdroj tepla reprezentuje soustavu lineárních zdrojů tepla.

Zdroj tepla z tenkého drátku má tyto přednosti:

- a) Výroba plošného zdroje tepla z tenké kovové fólie je pro některé druhy kovových fólií komplikovanou technologickou operací. Výroba plošného zdroje tepla z tenkého drátku je neporovnatelně jednodušší.
- b) Výběr materiálu na konstrukci zdroje tepla lze přizpůsobit podmínkám experimentu (vysoké teploty, agresivní prostředí, atd.).
- c) Zdroj tepla z tenkého drátku má podstatně vyšší elektrický odpor v porovnání s tenkou kovovou fólií. Takovýto zdroj tepla vyžaduje podstatně menší proudové impulzy. Konstrukce zdrojů elektrického proudu s malým zatížením je jednoduchá.

Nevýhody zdroje tepla ve formě soustavy rovnoběžných vodičů jsou:

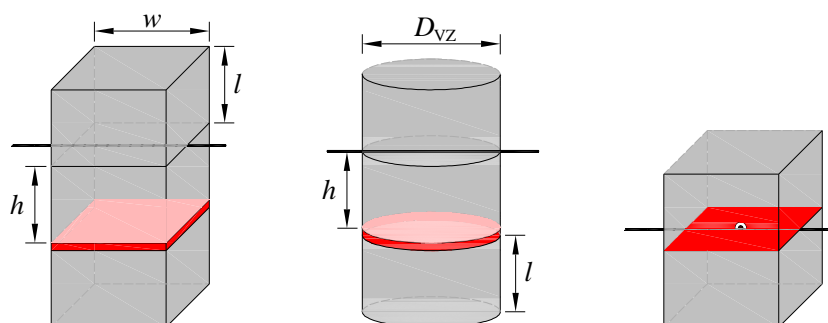
- a) Generováním tepelného pulzu dochází k totálnímu přehřátí vzorku v okolí lineárního vodiče. Při stejném výkonu plošného zdroje tepla se soustava vodičů ohřeje na vyšší teplotu v porovnání s kovovou fólií. Tento negativní jev kompenzuje snížení efektu kontaktního tepelného odporu. Vhodnou volbou šířky tepelného pulzu lze omezit efekt lokálního ohřátí vzorku.
- b) Teplotní pole vzorku v okolí soustavy elektrických vodičů je silně deformované.

Teplotní funkce popisuje rozdělení teploty ve válci z okamžitého plošného zdroje tepla. V procesu měření se uplatní:

- odvod tepla z povrchu vzorku;
- vlastní tepelná kapacita zdroje tepla;
- kontaktní tepelný odpor mezi zdrojem a vzorkem.

Ze samostatných analýz každého rušivého vlivu vyplývá, že korekční faktor f_a , vlivem odvodu tepla, dosahuje hodnoty $f_a < 1$ a vlivem vlastní tepelné kapacity zdroje tepla a kontaktního tepelného odporu dosahuje vždy hodnoty $f_c < 1$. Odvod tepla z povrchu vzorku způsobuje prostorovou deformaci teplotního pole. Vlastní tepelná kapacita zdroje tepla a kontaktní tepelný odpor způsobuje časovou deformaci teplotního pole. Analýza současného vlivu výše uvedených rušivých vlivů na proces měření tak umožní stanovit míru vzájemného překrývání se rušivých vlivů.

Soustava vzorku se skládá ze tří částí (obr. 7). Zatímco vnější části (I a III) představují nekonečné medium při přenosu tepla, prostřední část (II) reprezentuje aktivní část vzorku. Může být použit válcový či obdélníkový tvar vzorku.



Obr. 7. Přehled soustavy vzorku; vlevo – obdélníkový tvar vzorku; uprostřed – válcový tvar vzorku; vpravo – uložení teplotního senzoru v měřeném vzorku.

Analyzované materiály mohou být testovány v různých atmosférách a teplotách, které odpovídají pracovním podmínkám. Chyba měření je závislá převážně na vzdálenosti mezi zdrojem tepla a teplotním senzorem.

6 SYNERGETIKA

Synergetika se zabývá zkoumáním obecných zákonitostí ve složitých nerovnovážných systémech, ve kterých vznikají, stabilizují se a zanikají uspořádané časové a prostorové struktury. V současnosti se rozšířila do mnoha vědních oborů, jako jsou fyzika, chemie, biologie, atd. K popisu takových zákonitostí je zapotřebí adekvátní matematický aparát, který je naštěstí v mnoha případech relativně jednoduchý.

Slovo **synergetika** pochází z řeckého slova *synergie* a znamená *kooperativní činnost*. Označuje fyzikální disciplínu, která se zabývá *kooperativními jevy*, tj. jevy, při kterých není možné dostat výsledek prostým součtem vlastností podsystémů [16].

Synergetika vznikla ve fyzice a tam se také nejintenzivněji (a nejméně problémově) rozvíjí. Je definována jako teorie vzniku nových struktur v systémech s nelineární dynamikou. Tyto struktury vznikají za celkem jasně definovaných podmínek, jsou stimulovány malou poruchou (fluktuací) a samotný vznik nové kvality má povahu rychlé kvalitativní změny.

Uvádí se šest druhů možných nových kvalit:

1. Vznik *časových struktur* (původně v konstantním režimu pracující systém začne vykazovat periodické oscilace v čase).
2. Vznik *prostorových struktur* (původně homogenní systém začne vykazovat jistou prostorovou mozaiku).
3. Vznik *časových struktur impulzního charakteru* (laser pracující v konstantním režimu se při jistém kritickém výkonu mění na pulzně pracující zdroj).
4. Vznik *solitónů* (vlnových balíků, které se při šíření nerozplývají ani se vzájemně neovlivňují).
5. Vznik tzv. *spirál a hypercyklů v biologických systémech* (specifických jevů pozorovaných v biologických systémech – selekce, vznik druhů atd)
6. Vznik tzv. *deterministického chaosu* (původně deterministický systém – vznikne turbulence).

6.1 Synergetika ve vědě

Ve vědecké oblasti se setkáváme s rozdělením problémů synergetiky na dvě velké skupiny. Fyzika, chemie, biochemie a částečně také biologie patří do první skupiny. Charakteristickým znakem této skupiny jsou příslušné evoluční rovnice (popisují vývoj veličiny v čase), jejichž odvození vychází z tzv. prvních principů. Rozdílný přístup je ve druhé skupině, kam patří převážná část biologie, ekologie a sociologie. Zde mají evoluční rovnice fenomenologický charakter, protože jsou sestavovány na základě pozorování případně jiných skutečností.

Ve fyzikální oblasti řeší synergetika například problémy vzniku oscilací v mechanických systémech, fázových přechodů v termodynamice, prostorových struktur v hydromechanice, problémy zmagnetování látek, vznik supravodivosti, dále problémy laseru, problémy oscilací a solitónů v plazmatu atd. Vážným problémem synergetiky se stává objasnění strukturalizace hmoty v rámci standardního modelu vesmíru, vysvětlení známých klimatologických struktur, např. tajfunů, kulových blesků apod [16].

V chemii a biologii jde zejména o problémy chemických oscilací a prostorových struktur, které experimentálně potvrdili Žabotinskij a Bělousov, o problémy regulace chemických a biochemických reaktorů, jako i o problém selekce na molekulové úrovni a všeobecně o objasnění biochemických struktur důležitých pro živé systémy.

6.1.1 Synergetika a termodynamika

Přestože jsou tyto dvě vědní disciplíny víceméně samostatné, mohou se synergetické a termodynamické úvahy prolínat, navazovat na sebe nebo se doplňovat. Vzájemná interakce mnoha podsystémů rozdílné podstaty, které společně vytvářejí jeden systém, jsou předmětem studia z pohledu synergetiky. Při těchto interakcích dochází ke vzniku prostorových, časových nebo prostorově-časových struktur s makroskopickými rozměry a významnou úlohu při těchto kooperativních procesech hraje samoorganizace. Synergetika si klade za úkol odhalit principy, které mají vliv na vznik daných struktur bez ohledu na podstatu podsystémů. Jako u všech systémových dějů i zde je nutné zkoumat stabilitu pohybu pomocí různých metod např. teorie katastrof.

I z pohledu synergetiky je stále možné používat entropii jako integrační faktor a s jeho pomocí řešit dynamické rovnice. Klasická definice entropie zůstala víceméně nezměněna, pouze byla upřesněna pro otevřené systémy, aby umožnila sestavení bilanční rovnice entropie. Jinak je tomu se zákonem zachování entropie. Protože systém při interakci s okolím směřuje nejen k chaosu, ale i k samoorganizaci kvalitnějších struktur, nelze zákon zachování entropie definovat. Je to dáno tím, že se entropie otevřeného systému, při progresivním vývoji, zmenšuje, což je v rozporu s tím, jak jsme zvyklí zákony zachování chápat.

Důležitý je pojem **rovnováhy**, rovnovážného stavu, nebo přesněji – termodynamicky rovnovážného stavu. Je to stav nejúplnější, nejobecnější rovnováhy mezi termodynamickým systémem a okolím. Rovnováha nastala na všech úrovních (mechanické, tepelné, chemické atd), vládne i mikroskopická rovnováha, neexistují žádné makroskopické procesy a změny a stavové parametry systému mají časově konstantní hodnoty. Vládne zcela neuspořádaný stav, entropie je na maximu a panuje „dokonalý chaos“. V této situaci, podle fyzikální definice, mohou probíhat *vrátne děje*, které z důvodu zachování rovnováhy, musí probíhat nekonečně pomalu.

Rozpracovat termodynamiku otevřených systémů umožnilo zkoumání termodynamických dějů probíhajících blízko termodynamické rovnováhy. Interakce těchto dějů s okolím probíhá prostřednictvím výměny látky, energie, entropie, ale i informace a lze je považovat za lineární děje kvazivratné nebo nevratné. Řešení takových systémů je omezeno pouze rozvojem na lineární členy, jinak je nutné zahrnout vliv gradientů veličin, makroskopických proudění, probíhajících reakcí apod.

Lineární vztahy, používané v matematickém popisu dějů blízko termodynamické rovnováhy se při přechodu do oblasti daleko nebo velmi daleko vzdálené od tohoto stavu, stávají nelineárními nebo silně nelineárními. Vzdálenost od rovnovážného stavu hraje při stanovení míry nelinearity významnou roli. Obrovské změny stavu, struktury, kvality atd nastávají vlivem mnoha faktorů, mezi které patří velké gradienty veličin systému, víry, proudy

a obecně veškeré nelinearity. Řešení takových úloh (nelineární diferenciální rovnice) je nemožné pomocí všeobecných analytických metod, a proto je zapotřebí přistoupit k numerickému řešení s využitím výpočetní techniky. Prostřednictvím získaných výsledků se dostáváme do oblasti *fraktálů, podivných atraktorů* apod.

V oblasti daleko od termodynamické rovnováhy je synergetika tím nástrojem, s jehož pomocí je možné prozkoumat tuto problematiku. Toto tvrzení není všeobecné platné, ale odpovídá jen v jistém rozmezí platnosti pojmů. V současnosti vznikající teorie silně nelineárních procesů má úzkou souvislost se stavy daleko od rovnováhy. Synergetika měla za následek vznik celé řady nových pojmů a nového matematického aparátu. Rozpracování a rozšíření poznatků z nelineární a nevratné termodynamiky, která dala základ aplikacím a předvídání svých výsledků do dalších oborů vědy, dokázala právě synergetika. Díky tomu je dnes využívána i v humanitních oborech a ne jen v přírodních vědách.

6.1.2 Synergetika v chemii

Klasický průběh chemické reakce je takový, kde se reaktanty přeměňují na produkty. V oblasti dostatečně vzdálené od rovnováhy probíhá kromě monotónního vývoje reakčních soustav i spontánní výskyt nehomogenit. Nejznámější jsou periodické oscilace, kdy dochází k oscilaci koncentrace komponent, což vede ke vzniku časové uspořádanosti. Spojením chemických oscilací a difúze vznikají chemické vlny, které představují časoprostorové uspořádání. Další typy nehomogenit mohou být chaotické chování, multistabilita, hystereze a excitabilita.

6.2 Atraktory

Vývoj libovolného dynamického systému lze znázornit a popsat pomocí abstraktního prostoru stavů, který se nazývá *fázový prostor*. Jestliže ponecháme systém vyvíjet, vzniká ve fázovém prostoru křivka (pokud je čas spojitý) nebo množina bodů stavů (pokud je čas diskretní). Pokud systém ponecháme vyvíjet dostatečně dlouho, křivka (označovaná jako trajektorie) ve fázovém prostoru zvýrazňuje určitou strukturu, která představuje cílový stav, k němuž je systém přitahován (angl. to attract). Tento cílový stav se nazývá *atraktor*.

Nejjednodušším představitelem atraktoru je bod a znamená to, že se systém ustálil ve stabilním stavu. V případech, kdy systém osciluje mezi dvěma stavy, hovoříme o periodických nebo kvaziperiodických bodech (křivkách). Velmi zajímavým je chaotický atraktor, protože představuje systém, u kterého nelze předpovědět cílový stav. Toto je způsobené vysokou citlivostí na počáteční podmínky.

V případech spojitých dynamických systémů, které jsou popsány minimálně třemi diferenciálními rovnicemi, hovoříme o podivném atraktoru. U diskretních systémů toto neplatí a podivný atraktor se vyskytuje i u systémů se dvěma nebo jednou dimenzí. Jak už samotný název napovídá, tento atraktor bude velmi komplikovaný, s velkolepými detaily a chaotický, nicméně v něm bude možné nalézt určité pravidelnosti. Z matematického hlediska není tento atraktor ještě přesně definován, ale považují se za něj atraktory s vlastnostmi, kterými se vyznačují *fraktály*. Z tohoto lze usuzovat, že podivný atraktor je tedy fraktálem.

6.3 Fraktály

V klasické fyzice se donedávna předpokládalo, že se jednoduché systémy chovají jednoduše a že každé složité chování tak musí mít „složité příčiny“. V posledních letech však analýza chování systémů upozornila na některá překvapující zjištění, a to že i chování jednoduchých systémů může být velmi složité, zdánlivě chaotické. Naproti tomu některé složité systémy se mohou chovat překvapivě jednoduše – např. v důsledku autoregulačních či synergetických mechanismů. V rámci této nové teorie chaosu se *chaos* a *řád* chovají jako „spojené nádoby“: Za určitých okolností se řád mění v chaos, za jiných podmínek zase chaos přechází v uspořádané struktury. A i (zdánlivě) chaotické chování zanechává stopy sice složité a jakoby neuspořádané, avšak **teorie chaosu** v nich mnohdy nachází překvapivý řád – jakýsi „organizovaný chaos“. Tyto stopy chaotického chování mají většinou složitou geometrickou strukturu, pro jejíž popis již není vhodná klasická Eukleidovská geometrie; ukazuje se však, že je lze dobře modelovat novým typem tzv. *fraktální geometrie*.

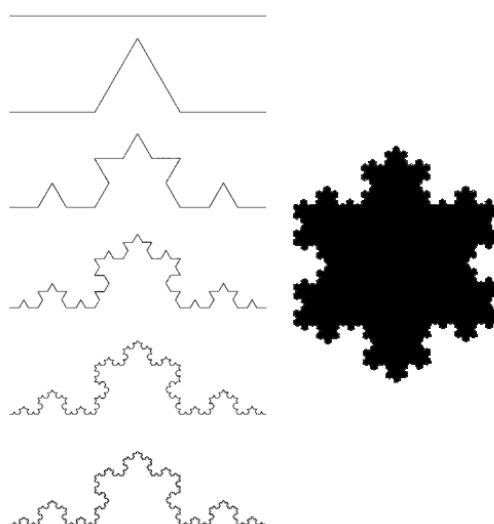
Termín *fraktál* [17, 18] byl poprvé použit v roce 1975 matematikem Benoitem Mandelbrotem. Pochází z latinského *fractus*, což znamená *rozbitý, rozlámaný*. Je to geometrický objekt, který po rozdělení na menší části vykazuje tvarovou podobnost s těmito částmi. Protože velká část fraktálů je využívána v počítačové grafice, a fraktály lze nejlépe popsat jako geometrické objekty, můžeme fraktál nejjednodušeji definovat jako *nekonečně členitý útvar*. Opakem nekonečně členitého útvaru je *geometricky hladký útvar*, který lze popsat klasickou Euklidovskou geometrií.

Z pohledu fraktální geometrie se fraktály dělí na dvě základní skupiny, a to na *fraktály soběpodobné a soběpříbuzné*. Se soběpodobnými fraktály se setkáme jen v matematických konstrukcích a jsou charakteristické tím, že libovolná část objektu je přesnou kopií téhož objektu při jiném rozlišení. Naopak soběpříbuzné fraktály nacházíme kolem nás (hory, mraky, rostliny atd.) a kterákoliv jejich část je velmi podobná, ne však zcela shodná s původním objektem.

6.3.1 Systémy iterovaných funkcí IFS

Jedná se o nejjednodušší typ fraktálů. Název sám hovoří o metodě jejich konstrukce, protože při vytváření jsou iterativně aplikovány *afinní transformace*. Těmito transformacemi se rozumí zmenšení, rotace a posun. Dostatečným počtem iterací vznikne fraktál typu IFS (Iteration Function System), jehož příkladem může být třeba **Kochova křivka** nebo **Kochova vločka** na obr. 8 vpravo.

Na příkladu Kochovy vločky je možné demonstrovat, jak se z původně jednoduché struktury pomocí afinních transformací stává struktura fraktální. K jejímu vytvoření je zapotřebí použít několik afinních transformací, které při pravidelném využití vytvoří soběpodobnou strukturu. V případě nepravidelného využití vznikne struktura soběpříbuzná.



Obr. 8. Příklad fraktálu typu IFS. Konstrukce Kochovy křivky (vlevo) a Kochova vločka (vpravo) [19].

6.3.2 Lindenmayerovy systémy

Tyto fraktální systémy byly vyvinuty v 60. letech minulého století maďarským biologem A. Lindenmayerem za účelem počítačového modelování růstu rostlin. Rozsáhlé systémy vznikají pomocí jednoduchých příkazů a prepisovacích pravidel, která jsou buď předem daná nebo se v průběhu generování fraktálního obrazce mění. Konstrukce fraktálů spočívá v iteračním procesu, kdy je přepsán původní řetězec prepisovacím pravidlem. Typickým příkladem fraktálu je strom na obr. 9.



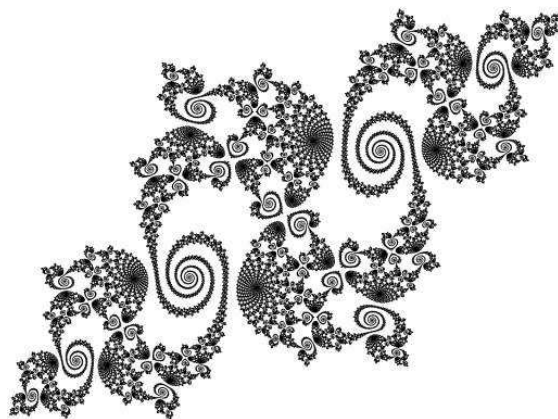
Obr. 9. Strom vygenerovaný pomocí L-systému [19].

6.3.3 CNF – Complex Number Fractals

Tento typ fraktálů přispěl asi nejvíce k jejich popularizaci. Přestože je většinou nelze použít ke studiu přírodních objektů, jejich estetický efekt měl velký vliv na rozšíření mezi širokou veřejností. Jedná se o fraktály *polynomické*, které vznikají v oblasti komplexních čísel. Mezi polynomické fraktály řadíme např. Mandelbrotovu množinu a Juliovy množiny. Tvorba polynomického fraktálu probíhá iteračním výpočtem komplexní funkce, kdy proměnnou je výsledek předchozího kroku. Každý krok je testován, zda řešení směřuje k nekonečnu nebo konverguje ke konkrétní hodnotě. V případě, že směřuje k nekonečnu, je iterační výpočet zastaven, v opačném případě se postupuje k dalšímu kroku.

Výsledné zobrazení je pro větší atraktivnost provedeno v barevné škále, ale i černobílé zobrazení má svůj půvab (viz obr. 10). Při barevném provedení odpovídá barva konkrétnímu počtu iterací. K vytvoření barevných fraktálních útvarů se používá inverzní IFS transformace.

Aplikace v přírodních vědách, konkrétně ve fyzice, byly velmi plodné. Vyvolaly rozvoj multifraktální teorie, která úzce souvisí s termodynamickým formalismem. Dále se fraktály uplatňují např. při řešení turbulentního proudění, v morfologii lomových povrchů a povrchů pórovitých látek, v teorii perkolace a Brownova pohybu, ve statistice polymerních řetězců, při popisu koloidních seskupení částic, v teorii dielektrického průrazu a v mnoha dalších oblastech přírodních věd.



Obr. 10. Příklad fraktálu typu CNF.

Juliova množina [20].

6.3.4 Fraktální teorie a termodynamika

Fraktální teorie popisu termodynamických procesů vychází obecně z integrálních transformací [21]. Může vyjadřovat např. trend změny fyzikálních veličin (v našem případě teploty) na procesu šíření energie (tepla) prostředím. Trend změny se vyjadřuje pomocí parametru nazvaného fraktální dimenze D . Pro různé integrální transformace může nabývat tento parametr odlišných hodnot. Vycházíme-li např. z nejčastěji používané waveletové Haarovy transformace (má lokální charakter), dostaneme tzv. box counting fraktální dimenzi. Ta se velmi často používá při obrazové analýze.

Fraktální charakter má většina přírodních objektů [22]. Jejich vlastnosti mohou být popsány dvěma základními parametry **fraktální mírou** K a **fraktální dimenzí** D . Fraktální míra přitom definuje zaplněnost prostoru elementární buňkou mající určité vlastnosti (hmotnost, elektrický náboj, obecně energii), fraktální dimenze pak trend změny zaplněnosti prostoru při změně měřítka (jeho velikost může být menší nebo větší než je velikost měřící buňky).

Fraktální dimenze se může měnit mezi dvěma limitními hodnotami:

- pro $D = 0$ bude změna fraktální struktury při změně měřítka *maximální* (v reálném světě tomu odpovídají idealizované objekty, např. hmotný bod, bodový elektrický náboj, bodový zdroj tepla),
- pro $D = E$, kde $E = 3$ je euklidovská dimenze prostoru, nebude změna vlastností struktury na velikosti měřítka záviset (v reálném světě to může být např. homogenní těleso, ideální plyn, homogenně rozložený elektrický náboj atd.).

6.3.5 Zaplněnost prostoru fraktální strukturou

Pro charakterizaci fraktálních objektů nestačí jen v běžné praxi používaný postup, který si vystačí s *euklidovskou dimenzí*, která nabývá hodnot 0, 1, 2 a 3. V praxi byla zjištěna skutečnost, že odměřená délka nepravidelného objektu je závislá na velikosti měřítka, jinak řečeno při zmenšování měřítka se délka stává nekonečnou a zabírá větší prostor než hladká křivka – Richardsonův efekt. Skutečná dimenze tohoto nepravidelného objektu je tedy větší než jeho euklidovská dimenze. Z této skutečnosti lze odvodit, že dimenze není celočíselná, a proto byl zaveden pojem *Hausdorfova-Besicovitchova (fraktální) dimenze* D , kterou se charakterizuje míra nepravidelnosti útvaru. Čím méně je popisovaný objekt členitý, tím více se hodnota fraktální dimenze blíží hodnotě dimenze euklidovské a naopak u objektů považovaných za velmi členité bude hodnota fraktální dimenze výrazně vyšší než euklidovská. Vztahu mezi fraktální a euklidovskou dimenzí lze využít i pro definici fraktálů. Tímto způsobem lze fraktál definovat jako množinu nebo geometrický útvar, jehož Hausdorfova-Besicovitchova dimenze je výrazně větší než euklidovská.

Fraktální míru K lze definovat rovnicí

$$K = N(\varepsilon) \varepsilon^D = m r_0 (1/r)^D, \quad (43)$$

kde ε je velikost měřítka, $N(\varepsilon)$ je počet objektů o velikosti ε , které zaplňují daný prostor, resp. m je počet opakování zmenšeného objektu v síti o velikosti r_0 a $1/r$ je změna měřítka. Fraktální dimenzi D struktury lze potom určit derivací rovnice (43) podle velikosti (resp. změny) měřítka

$$D = - \frac{d \ln N(\varepsilon)}{d \ln \varepsilon} \approx \frac{\ln(m)}{\ln(r)} . \quad (44)$$

Zatímco fraktální dimenze udává změnu zaplněnosti prostoru při změně měřítka, fraktální míra udává zaplněnost prostoru základní buňkou, která má dané vlastnosti.

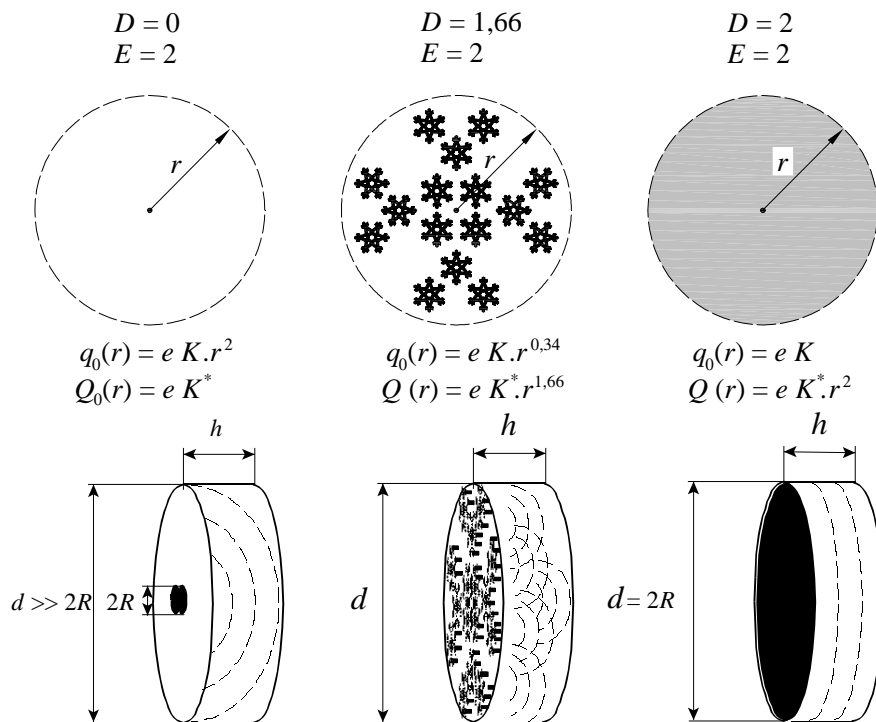
Fraktální dimenze $2D$ (plošných) objektů může být určena numericky např. pomocí předcházejících rovnic užitím počítačů např. metodou počítání čtverců („box counting method“) nebo „mass method“. Obě metody jsou navzájem komplementární ($\varepsilon = 1/r$, $N(\varepsilon) = m r_0$) a dávají stejné výsledky fraktální dimenze D . Pokrytí plochy fraktálním objektem může být tedy popsáno rovnicí

$$S(r) = \frac{N(r)}{r^2} = \frac{m r_0}{r^2} = K r^{D-2} . \quad (45)$$

Rovnice (45) může být zobecněna pro E -dimenzionální prostor na tvar

$$F(r) = \frac{N(r)}{r^E} = \frac{m r_0}{r^E} = K r^{D-E} , \quad (46)$$

kde E je topologická dimenze prostoru. Hodnotu $F(r)$ si nazveme zaplněnost (pokrytí) prostoru. Poslední rovnice vyjadřuje závislost zaplněnosti prostoru na jeho velikosti (určeném např. délkou hrany r v E -rozměrném prostoru), ale také na parametrech K a D . Fraktální dimenze se tedy může měnit v intervalu $D \in \langle 0, E \rangle$.



Obr. 11. Pokrytí (zaplněnost) dvoudimenzionálního prostoru fraktální strukturou.

Limitní případy jsou:

- Zaplněnost prostoru fyzikální veličinou se pro $D = 0$ (tj. když množství veličiny je nezávislé na velikosti prostoru, $N(r) = K$) snižuje s jeho velikostí podle vztahu $F(r) = K r^{-E}$ (pro $r > 1$).

- Zaplněnost prostoru je nezávislá na velikosti prostoru pro $D = E$ (tj. prostor je homogenně zaplněn) a je rovno fraktální míře $F(r) = K$. Počet objektů v ohraničené oblasti (pro $r > 1$) se zvyšuje s jeho velikostí podle $N(r) = K r^E$.

Situace pro $2D$ prostor je znázorněna na obr. 11; rozdílné konstanty K a K^* jsou způsobeny radiálním ohraničením prostoru (čtvercová oblast byla nahrazena kruhovou).

6.3.6 Intenzita a potenciál fyzikálního pole

Hustotu fraktální fyzikální veličiny $\rho(r)$ (např. hustotu elektrického náboje nebo hustotu hmotnosti) v E -rozměrném euklidovském prostoru můžeme definovat vztahem

$$\rho(r) = e F(r) = e K r^{D-E}, \quad (47)$$

kde $F(r)$ je zaplněnost prostoru (46), e je kvantum fyzikální veličiny, r je poloměr elementární buňky, K fraktální míra a D fraktální dimenze.

Intenzitu fyzikálního pole E můžeme určit užitím Gauss-Ostrogradského věty

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = k \rho(r), \quad (48)$$

pro radiální pole pomocí vztahu

$$\frac{D}{D-E+1} \frac{dE_r}{dr} = k \rho(r), \quad (49)$$

kde konstanta k je úměrná příslušné fyzikální konstantě (např. permitivitě nebo gravitační konstantě).

Intenzita elektrického pole E a potenciál V souvisí navzájem vztahem

$$\mathbf{E} = -\operatorname{grad} V, \quad (50)$$

takže obě veličiny souvisí s hustotou fraktální veličiny $\rho(r)$ pomocí vztahu

$$\Delta V = -\operatorname{div} \mathbf{E} = -k \rho(r), \quad (51)$$

kde Δ je Laplaceův operátor.

Tato rovnice může být pro radiální rozdělení fraktální veličiny $\rho(r)$ přepsána do tvaru

$$\frac{D}{D-E+1} \frac{d^2 V_r}{dr^2} = -k \rho(r). \quad (52)$$

Z těchto vztahů lze stanovit závislost intenzity a potenciálu radiálního fyzikálního pole

$$E_r = k (e K) \frac{r^{D-E+1}}{D}, \quad V_r = -k (e K) \frac{r^{D-E+2}}{D(D-E+2)} \quad (53)$$

na velikosti r elementární buňky.

6.3.7 Teplotní pole

Fourierův zákon obvykle popisuje tepelnou vodivost v tuhých látkách, ve stacionárním tvaru lze zapsat pomocí rovnice (2). V člancích [23, 24] je výkon tepla generovaný v jednotkovém objemu látky $q_0(r)$ v E -dimenzionálním Euklidovském prostoru E_n ($E = n$) definován jako

$$q_0(r) = k n(r) = k K r^{D-E}, \quad (54)$$

kde $n(r)$ je pokrytí prostoru (distribuce částic), r je poloměr oblasti, K je fraktální míra (počet objektů v objemu s poloměrem $r = 1$) a D je fraktální dimenze. Konstanta $k = \lambda \hbar c / k_B$, k_B je Boltzmannova konstanta, c je rychlost světla, \hbar je modifikovaná Planckova konstanta.

Z rovnice rovnoměrně zaplněného prostoru ($D = E$) je tepelná hustota konstantní, zatímco pro bodový zdroj tepla ($D = 0$, $E = 3$) je patrné, že se tepelná hustota snižuje se vzdáleností s třetí mocninou.

Pro radiální teplotní pole můžeme napsat závislost teploty na poloměru použitím vztahu (54)

$$\Delta T_r(r) = -\frac{\hbar c}{k_B} \frac{K r^{D-E+2}}{D(D-E+2)}. \quad (55)$$

Jestliže předpokládáme, že teplo pronikne prostředím v čase $r^2 = 4 a_0 t - r_T^2$, kde r_T je poloměr fraktálního prostoru $r_T^2 = x^2 + y^2 + z^2$ a a_0 je maximální hodnota difuzivity (pro ideální prostředí, $D = E$), pak dostaneme z rovnice (55)

$$\Delta T_r = -\frac{K \hbar c}{k_B} \frac{(4 a_0 t)^{(D-E+2)/2}}{D(D-E+2)} \left(1 - \frac{r_T^2}{4 a_0 t}\right)^{(D-E+2)/2}. \quad (56)$$

Pokud je tok tepla malý ($r_T^2 \ll a_0 t$, malé rozdíly nebo dlouhé časy), lze pozorovat významný nárůst exponenciální funkce ($1 - x \approx e^{-x}$) a můžeme psát

$$\Delta T_r = -\frac{K \hbar c}{k_B} \frac{(4 a_0 t)^{(D-E+2)/2}}{D(D-E+2)} \exp\left(-\frac{D-E+2}{2} \frac{r_T^2}{4 a_0 t}\right). \quad (57)$$

Pokud zavedeme tepelnou difuzivitu $a = 2a_0/(D-E+2)$ reálného (fraktálního) prostředí dostaneme

$$\Delta T_r = -\frac{2K \hbar c a t}{k_B} \frac{1}{D} \left(\frac{D-E+2}{2\pi}\right)^{(D-E)/2} (4\pi a t)^{(D-E)/2} \exp\left(-\frac{r_T^2}{4 a t}\right). \quad (58)$$

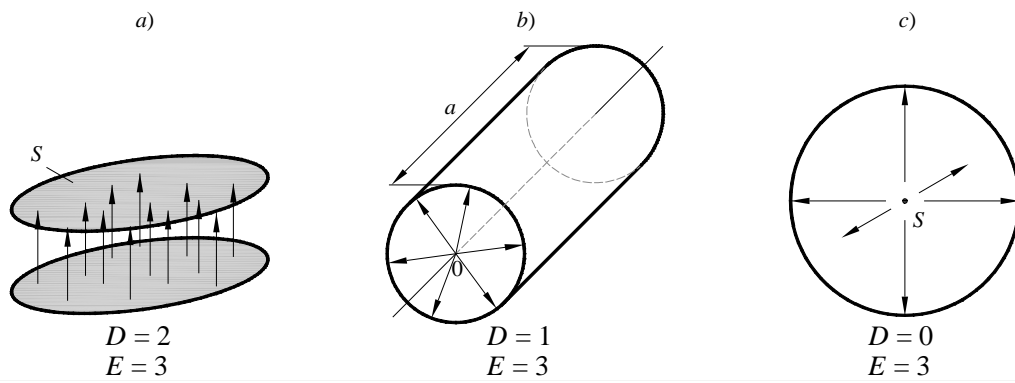
a celkový přestup tepla vzorkem z teplotního zdroje definujeme vztahem

$$\frac{Q}{2\lambda t} = -\frac{K \hbar c}{k_B} \frac{1}{D} \left(\frac{D-E+2}{2\pi}\right)^{(D-E)/2}, \quad (59)$$

získáme následně příslušnou teplotní funkci (viz kapitola 5.1)

$$\Delta T_r = \frac{Q}{c_p \rho (4\pi a t)^{(E-D)/2}} \exp\left(-\frac{r_T^2}{4 a t}\right). \quad (60)$$

Rovnice (60) je použitelná pro fraktální dimenze $D = 1, 2, 3$ a pro prostorovou dimenzi $E = 3$ (viz obr. 12), publikováno v [7, 8, 22].



Obr. 12. Geometrie tepelného toku pro a) planární; b) cylindrické; c) sférické uspořádání Euklidovského prostoru.

7 MODELÝ TRANSPORTU TEPLA

Pro přenos tepla materiálem a následný výpočet termofyzikálních veličin byla odvozena celá řada modelů [7, 8, 22]. Pro tyto modely byly odvozeny modely šíření tepla látkou a odvozeny vztahy pro stanovení tepelných parametrů. Ukázalo se však, že tyto modely nepopisují naměřené závislosti dostatečně přesně. Důvodem mohou být např. neideálnost – nehomogenita zdroje topení, konečná šířka pulzu, tloušťka vzorku, ztráty tepla do okolí a další. Proto byly vytvořeny nové modely, které některé z těchto vlivů zahrnují a jsou mimo jiné publikacích [29–31, 33]. Po jejich aplikování lze získat mnohem lepší shodu mezi experimentálními a modelovými odezvami.

7.1 Klasický a fraktální přístup

7.1.1 Pulzní modely pro výpočet termofyzikálních parametrů

Tyto odvozené modely popisující přenos tepla vzorkem byly mimo jiné publikovány v příspěvku [34].

7.1.1.1 Ideální planární model – Diracův impulz

Závislost změny teploty ve vzdálenosti h od plošného zdroje tepla na čase t pro jednoduchý model jako odezvu na Diracův impulz dodaného tepla lze popsat rovnicí [22]

$$\Delta T_r(t) = \frac{Q}{c_p \rho \sqrt{4at}} i\Phi^*(t), \quad (61)$$

kde $i\Phi^*(x) = e^{-x^2}/\sqrt{\pi}$ a kde $x = h/\sqrt{4at}$.

Tedy

$$\Delta T_r(t) = \frac{Q}{c_p \rho \sqrt{4\pi at}} \exp\left(-\frac{h^2}{4at}\right). \quad (62)$$

Za předpokladu, že teplo je do soustavy dodáváno trvale o konstantním příkonu dostaneme integrací rovnice (62) pro ideální plošný zdroj teplotní odezvu popsanou závislostí

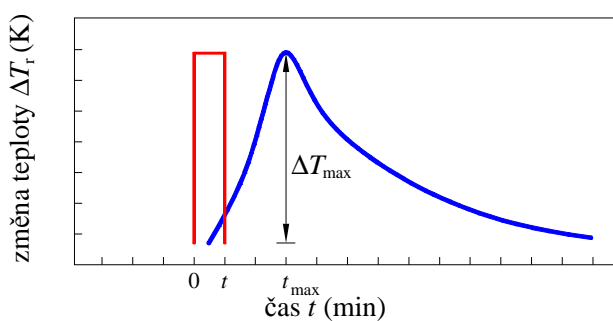
$$\Delta T_r(t) = \int_0^t \frac{P}{c_p \rho \sqrt{4\pi at}} \exp\left(-\frac{h^2}{4at}\right) dt, \quad (63)$$

kde $Q = P t_0$ má význam tepla dodaného do vzorku (P je příkon tepelného zdroje, t_0 je šířka pulzu), c_p je měrná tepelná kapacita, ρ je hustota vzorku, a je tepelná difuzivita a t je čas.

Tento model lze využít i pro reálné systémy, kde je ohřev zabezpečen obdélníkovým pulzem velmi malé šířky ($t \ll t_{\max}$), kde t_{\max} je čas, kdy odezva (61) dosáhla maxima. Na výsledné odezvě (obr. 13) je vyznačen extrém, **maximální teplota** dosažená ve vzorku průchodem Diracova impulzu a jí odpovídající **čas** dosažení této maximální teploty.

Z maximální teploty a jí odpovídajícímu času lze určit tepelnou difuzivitu (27), měrnou tepelnou kapacitu (28) a tepelnou vodivost (42), uvedené v kapitole 5.1.1.

Teplotní závislost



Obr. 13. Odezva na obdélníkový pulz.

7.1.1.2 Ideální planární model – obdélníkový impulz

Tento model uvažuje, že do vzorku vstupuje pulz o reálné šířce, tedy obdélníkový impulz [35]. Na druhou stranu ovšem nebere v úvahu konečnou geometrii vzorku. Tento model uvažuje, že teplo se vzorkem šíří v planárních izotermách a nedochází tudíž k odvodu tepla ze vzorku do okolí. To ovšem znamená, že ve výpočtu nejsou zahrnuty ztráty tepla vyzářením do okolí z povrchu vzorku. Teplo, které projde vzorkem, lze vyjádřit z výsledné odezvy změny teploty na pulz dodaného tepla.

$$\Delta T_r(t) = \frac{Q}{c_p \rho \sqrt{a}} \left(i\Phi_0^*(t)\sqrt{t} - i\Phi_{t_0}^*(t)\sqrt{t-t_0} \right), \quad (64)$$

kde $i\Phi_\tau^*(x_\tau) = \left(e^{-x_\tau^2} / \sqrt{\pi} \right) - x_\tau \operatorname{erfc}(x_\tau)$.

Pro $\tau=0$ platí $x_0 = h/\sqrt{4at}$, pro $\tau=t_0$ je $x_{t_0} = h/\sqrt{4a(t-t_0)}$.

7.1.1.3 Reálný planární model – obdélníkový impulz

Modifikací ideálního modelu lze získat model reálný [28]. Tento model na rozdíl od ideálního neuvažuje planární izotermu šířícího se tepla vzorkem, protože předpokládá konečnou geometrii vzorku. Tím je dosaženo toho, že ve výpočtu jsou zahrnuty i tepelné ztráty. Teplo lze pomocí reálného modelu vyjádřit vztahy

$$\Delta T_r(t) = \beta \frac{Q}{\lambda} R \sum_{i=1}^{\infty} \left\{ \left[\frac{J_{0i}(r)}{\xi_i (\xi_i^2 + \beta^2) J_{0i}(R)} \right] e^{-\xi_i \frac{x}{R}} \left[i\Phi_-^*(t) - i\Phi_+^*(t) \right] \right\}, \quad (65)$$

kde $i\Phi_\pm^*(x_\pm) = \left(e^{-x_\pm^2} / \sqrt{\pi} \right) - x_\pm \operatorname{erfc}(x_\pm)$, $x_\pm = \sqrt{h^2/4at \pm \xi_i^2 at/R^2}$, $J_{0i}(r) = J_0(\xi_i r/R)$ a $J_{0i}(R) = J_0(\xi_i)$, kde λ je tepelná vodivost, R je poloměr vzorku, r je poloměr tepelného zdroje a ξ_i a β jsou koeficienty vyjadřující neplanaritu izoterm. Termofyzikální veličiny mají u reálného modelu stejný význam jako u ideálního modelu a lze je stanovit analogicky.

7.1.1.4 Ideální fraktální model – Diracův impuls

Existuje ještě další přístup k řešení výpočtu termofyzikálních parametrů. Jde o fraktální přístup [33]. Z fraktálního hlediska je třeba brát v úvahu fraktální dimenzi zdroje tepla. Po zavedení fraktálů bude odezva teploty na pulz dodaného tepla (rovnice (60)) zobecněna pro šíření tepla z jakéhokoli typu tepelného zdroje: bodový ($D = 0$), lineární ($D = 1$), planární ($D = 2$) – obecně “fraktální” s dimenzí $D \in \langle 0, E \rangle$ v jednom, dvou, tří E -dimenzionálním prostoru vyjádřena vztahem

$$\Delta T_r(t) = \frac{Q\sqrt{\pi}}{c_p \rho (4\pi at)^{(E-D)/2}} i\Phi^*(t), \quad (66)$$

kde $i\Phi^*(x) = e^{-x^2}/\sqrt{\pi}$ a $x = h/\sqrt{4at}$.

Tedy

$$\Delta T_r(t) = \frac{Q}{c_p \rho (4\pi at)^{(E-D)/2}} \exp\left(-\frac{h^2}{4at}\right). \quad (67)$$

Termofyzikální veličiny mají opět stejný význam jako u předchozích modelů. Parametry E , D charakterizují konfiguraci měřicího systému. Pro měření v třídídimenzionálním prostoru ($E = 3$) bude $D = 0$ vyjadřovat bodový zdroj tepla, $D = 1$ platí pro lineární zdroj tepla, $D = 2$ charakterizuje plošný zdroj tepla a $D = 3$ určuje objemový zdroj tepla. Obecně však parametr D může nabývat hodnot $D \in \langle 0, E \rangle$. Takže např. pro plošný zdroj bude parametr $D > 2$ vyjadřovat ohřev zdrsněnou plochou, parametr $D < 2$ pouze z části plochy (např. u kompozitních materiálů).

7.1.1.5 Reálný fraktální model – Diracův impuls

U tohoto modelu [35] lze odezvu teploty na pulz dodaného tepla vyjádřit

$$\Delta T_r(t) = \frac{Q\sqrt{\pi}}{c_p \rho (4at)^{(E-D)/2}} i\Phi^*(t), \quad (68)$$

kde $i\Phi^*(x) = e^{-x^2}/\sqrt{\pi}$ a $x = \sqrt{h^2/4at + 4at/R^2}$.

Tento model koresponduje s reálným modelem (uvedeným v kap. 7.1.1.3).

Pokud $\xi = 2$ a bude uvažován pouze první člen řady ($i = 1$), pak lze rovnici (64) přepsat do tvaru

$$\Delta T_r(t) = \beta \frac{Q}{\lambda} R \left[\frac{J_{0i}(r)}{2(4 + \beta^2)J_{0i}(R)} \right] e^{-\frac{2x}{R}} [i\Phi_-^*(t) - i\Phi_+^*(t)], \quad (69)$$

kde $i\Phi_{\pm}^*(x_{\pm}) = e^{-x^2}/\sqrt{\pi}$ a $x_{\pm} = \sqrt{h^2/4at \pm 4at/R^2}$.

V současné době lze považovat modely v kap. 7.1.1.3 a 7.1.1.5 za nejvhodnější pro interpretaci experimentálních výsledků pulzní tranzientní metody. Úpravou výkonu tepelného zdroje a šířky pulzu lze dosáhnout reálných hodnot termofyzikálních veličin výpočtem provedeným dle tohoto modelu.

7.1.2 Skokové modely pro výpočet termofyzikálních parametrů

7.1.2.1 Ideální planární model – Step wise

Teplotní odezvu pro tento model lze odvodit integrací rovnice (60), za předpokladu, že je dodaný výkon P konstantní [34]. Závislost teplotní změny na čase může být pro plošný zdroj tepla v tomto případě popsána

$$\Delta T_r(t) = \int_0^t \frac{P}{c_p \rho \sqrt{4at}} i\Phi_p^*(t) dt, \quad (70)$$

kde $i\Phi_p^*(x) = e^{-x^2}/\sqrt{\pi}$ a $x = h/\sqrt{4at}$.

Lze tedy psát

$$\Delta T_r(t) = \int_0^t \frac{P}{c_p \rho \sqrt{4\pi at}} \exp\left(-\frac{h^2}{4at}\right) dt. \quad (71)$$

Jednoduchým odvozením (integrace per partes) dostaneme

$$\Delta T_r(t) = \frac{P}{2\lambda} \sqrt{\frac{4at}{\pi}} i\Phi_s^*(t), \quad (72)$$

kde $i\Phi_s^*(x) = e^{-x^2}/\sqrt{\pi}$ a $x = h/\sqrt{4at}$, kde $\operatorname{erfc}(x)$ je komplementární chybová funkce (také nazývána Gauss chybová funkce).

Po dosazení tedy dostaneme

$$\Delta T_r(t) = \frac{P\sqrt{4at}}{2\lambda\sqrt{\pi}} \left[\exp\left(-\frac{h^2}{4at}\right) - \frac{h}{\sqrt{4at}} \Gamma\left(\frac{1}{2}, \frac{h^2}{4at}\right) \right] = \frac{P\sqrt{4at}}{2\lambda} i\Phi^*. \quad (73)$$

Doplňková chybová funkce je definována jako

$$\Gamma(1/2, x^2) = \sqrt{\pi} \operatorname{erfc}(x) = 2 \int_x^\infty e^{-x^2} dx \quad \text{a} \quad i\Phi^* = \frac{e^{-x^2} - x \Gamma(1/2, x^2)}{\sqrt{\pi}}, \quad (74)$$

kde $x = h/\sqrt{4at}$ a $\Gamma(1/2, A/t) = A^{1/2} \int_0^t t^{-3/2} e^{-A/t} dt$ je horní neúplná gama funkce.

7.1.2.2 Ideální fraktální model – Step wise

Tepelnou odezvu pro tento model lze získat integrací ideálního fraktálního pulzního modelu (66), přičemž tepelný příkon je konstantní [34]. Časová změna teploty pro fraktální tepelný zdroj lze definovat vztahem

$$\Delta T_r(t) = \int_0^t \frac{P\sqrt{\pi}}{c_p \rho (4at)^s} i\Phi_p^*(t) dt, \quad (75)$$

kde pro pulz platí $i\Phi_p^* = e^{-x^2}/\sqrt{\pi}$ a $x = h/\sqrt{4at}$ a kde pro skok platí $i\Phi_s^* = e^{-x^2}/\sqrt{\pi}$ a $x = h/\sqrt{4at}$, s je parametr definující uspořádání systému $s = (E - D)/2$.

Po dosazení dostaneme

$$\Delta T_r(t) = \int_0^t \frac{P}{c_p \rho (4\pi at)^{(E-D)/2}} \exp\left(-\frac{h^2}{4at}\right) dt. \quad (76)$$

Výsledkem integrace je závislost změny teploty na čase

$$\Delta T_r(t) = \frac{P (4at)^{1-s}}{4\lambda(1-s)\pi^s} i\Phi_s^*(t), \quad (77)$$

který je speciálním případem pro plošný zdroj tepla ($D = 2$), kdy $s = 1/2$.

Konečně

$$\Delta T_r(t) = \frac{P}{4\lambda(1-s)} \frac{(4at)^{1-s}}{\pi^s} \left[\exp\left(-\frac{h^2}{4at}\right) + \left(\frac{h^2}{4at}\right)^{1-s} \Gamma\left(s, \frac{h^2}{4at}\right) \right] = \frac{P (4at)^{1-s}}{4\lambda(1-s)\pi^s} i\Phi_s^*, \quad (78)$$

kde $\lambda = c_p \rho a$ je tepelná vodivost a

$$i\Phi_s^* = \frac{e^{-x^2}}{\pi^s} - x^{2(1-s)} \frac{\Gamma(s, x^2)}{\pi^s}, \quad (79)$$

kde $x = h/\sqrt{4at}$ a $\Gamma(s, A/t) = A^s \int_0^t t^{-(s+1)} e^{-A/t} dt$ je horní neúplná gamma funkce.

Tato rovnice je pro $s = (E - D)/2$ a zanedbatelnou horní neúplnou gamma funkcí rovnu

$$\Delta T_r(t) = \frac{P}{2\lambda} \frac{(4at)^{(D-E+2)/2}}{\pi^{(E-D)/2}} \exp\left(-\frac{h^2}{4at}\right). \quad (80)$$

Pro třídímní prostor ($E = 3$) a pro plošný zdroj tepla ($D = 2$), kdy $s = 1/2$, lze psát

$$\Delta T_r(t) = \frac{P}{2\lambda} \sqrt{\frac{4at}{\pi}} \exp\left(-\frac{h^2}{4at}\right). \quad (81)$$

7.1.2.3 Reálný fraktální model – Step wise

Tento model byl vyvinut s ohledem na počáteční a okrajové podmínky základní rovnice přenosu tepla [34]. V tomto modelu jsou zahrnuty tepelné ztráty, dále je počítáno s jeho rozměrem vzorku a také je brán v potaz konečný rozměr plošného zdroje tepla (poloměr). Termofyzikální veličiny mají stejný význam jako u ideálního modelu. Závislost teploty ve vzdálenosti r od zdroje tepla lze vyjádřit vztahem

$$\Delta T_r(r) = -\frac{\hbar c}{k_B} \frac{K r^{D-E+2}}{D(D-E+2)}, \quad (82)$$

kde k_B je Boltzmannova konstanta, $\hbar = h/2\pi$ je modifikovaná Planckova konstanta, c je rychlost prostupu tepla, K je fraktální míra, D je fraktální dimenze.

Pokud je vektor r rozepsán na tvar $r^2 = r_T^2 - c^2(t-t_0)^2 = r_T^2 - c^2t^2 + 4a_0t - c^2t_0^2$, kde r_T je poloměr fraktálního prostoru, t_0 je zpoždění odezvy, $a_0 = c^2t_0/2$ je maximální hodnota tepelné difuzivity (pro $E = D$) a h je tloušťka vzorku, kterou lze vyjádřit $h^2 = c^2t_0^2 - r_T^2$, lze rovnici (82) upravit na tvar

$$\Delta T_r(t) = -\frac{K\hbar c}{k_B} \frac{(4a_0t)^{(D-E+2)/2}}{D(D-E-2)} \left(-\frac{c^2t_0^2 - r_T^2}{4a_0t} - \frac{c^2t}{4a_0} + 1 \right)^{(D-E+2)/2}. \quad (83)$$

Pokud $h^2 = c^2t_0^2 - r_T^2$ je druhá mocnina korigované tloušťky vzorku a členy v závorce představují hlavní část exponenciální funkce ($1 - x \approx e^{-x}$), můžeme psát

$$\Delta T_r(t) = -\frac{K\hbar c}{k_B} \frac{(4a_0t)^{(D-E+2)/2}}{D(E-D-2)} \exp\left[-\frac{D-E+2}{2} \left(\frac{h^2}{4a_0t} + \frac{c^2t}{4a_0} \right) \right]. \quad (84)$$

Pokud je tepelná difuzivita vyjádřena $a = 2a_0/(D-E+2)$ a efektivní poloměr vzorku lze definovat $R = 4a/c$, můžeme vztah (84) zapsat jako

$$\Delta T_r(t) = \frac{K\hbar c}{2\pi k_B} \frac{1}{D} \left(\frac{D-E+2}{2\pi} \right)^{(D-E)/2} (4\pi at)^{(D-E+2)/2} \exp\left[-\left(\frac{h^2}{4at} + \frac{4at}{R^2} \right) \right]. \quad (85)$$

Výkon tepelného zdroje ve vztahu k tepelné vodivosti reálného materiálu (charakterizovanou fraktální dimenzí D) může být zapsán jako

$$\Delta T_r(t) = \frac{P(4\pi at)^{1-s}}{2\pi\lambda} \exp\left[-\left(\frac{h^2}{4at} + \frac{4at}{R^2} \right) \right], \quad (86)$$

kde $s = (E-D)/2 = (a-a_0)/a$ je parametr kvality tepelného zdroje.

Celkový výkon zdroje tepla tedy definujeme vztahem

$$\frac{P}{2\lambda} = \frac{K\hbar c}{k_B} \frac{1}{D} \left(\frac{D-E+2}{2\pi} \right)^{(D-E)/2}. \quad (87)$$

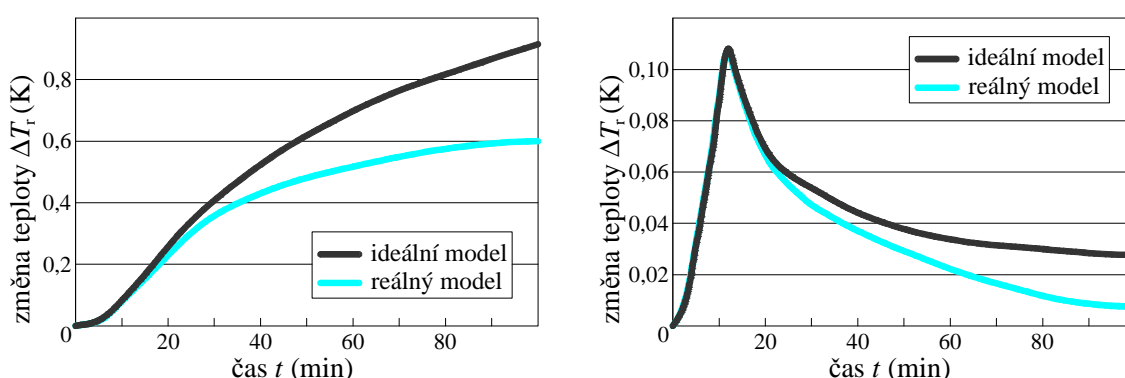
Následně můžeme rovnici (85) přepsat do tvaru

$$\Delta T_r(t) = \frac{P}{2\lambda} \frac{(4\pi a t)^{(D-E+2)/2}}{\pi} \exp\left[-\left(\frac{h^2}{4at} + \frac{4at}{R^2}\right)\right]. \quad (88)$$

Tato rovnice platí pro $R \rightarrow \infty$ (pravý poloměr vzorku a tepelného zdroje R v nekonečné délce l) a je identická s modelem (viz kap. 7.1.2.2).

Pro $E = 3$ (3D prostor) a $D = 2$ (plošný zdroj tepla v rovnici (80)) platí

$$\Delta T_r(t) = \frac{P}{2\lambda} \sqrt{\frac{4at}{\pi}} \exp\left[-\left(\frac{h^2}{4at} + \frac{4at}{R^2}\right)\right]. \quad (89)$$



Obr. 14. Teplotní odezvy na obdélníkový (graf vlevo) a Diracův impulz (graf vpravo) ideálního (horní křivka) a reálného (spodní křivka) fraktálního modelu ($E = 3$, $D = 2$), vypočítány pomocí rovnice (88).

Pokud platí $i\Phi_s^*(t) = e^{-x^2}/\sqrt{\pi}$ a $x = \sqrt{h^2/4at + 4at/R^2}$, lze vztah zjednodušit na tvar

$$\Delta T_r(t) = \frac{P}{2\lambda \pi^s} i\Phi_s^*(t). \quad (90)$$

Na obr. 14 jsou znázorněny modelové závislosti změny teploty na čase pro jednotkový skok (levý graf) a Diracův impulz (pravý graf) dodaného tepla z plošného zdroje ($D = 2$). Výpočty byly provedeny jak pro ideální model (80), tak pro reálné modely (89). Teplotní odezva pro reálný model je menší oproti ideálnímu z důvodu tepelných ztrát do okolí.

7.1.3 Reálný fraktální model sorpce kapalin – Step wise

Model je odvozen z fraktální teorie fyzikálního pole [36]. Závislost teploty na poloměru teplotního pole pro tento model je možné vyjádřit

$$\Delta T_r(r) = -\frac{\hbar c}{k_B} \frac{K r^{D-E+2}}{D(D-E+2)}, \quad (91)$$

kde k_B je Boltzmannova konstanta, \hbar je modifikovaná Planckova konstanta, c je rychlost šíření tepla a K, D jsou fraktální míra a fraktální dimenze, v tomto pořadí [37].

Po několika matematických operacích můžeme rovnici (91) zapsat jako

$$\Delta T_r(t) = \frac{P}{2\lambda} \frac{(4at)^{1-s}}{\pi^s} \exp\left[-\left(\frac{h^2}{4at} + \frac{4at}{R^2}\right)\right], \quad (92)$$

kde výkon tepelného zdroje ($E = 3$) může být zapsán jako $P = \lambda K \hbar c \pi^s / [k_B(2s-3)(1-s)^s]$, kde $\lambda = c_p \rho a$ je tepelná vodivost reálného vzorku, ρ je jeho hustota a c_p je tepelná kapacita.

Analogicky odvozené teplotní závislosti (88) [37] lze zapsat pro závislost úhrnné (kumulativní) hmotnosti vody na poloměru pro vlhkostní pole

$$\Delta M(t) = \Delta M_0 \left(\frac{4\kappa t}{h^2}\right)^{1-s} \exp\left[-\left(\frac{h^2}{4\kappa t} + \frac{4\kappa t}{R^2}\right)\right], \quad (93)$$

kde κ je vlhkostní difuzivita, s je parametr sorpce povrchu a R je parametr odvedení vlhkosti z materiálu během sorpčního procesu. Tyto parametry mohou být určeny stejným způsobem jako pro teplotní závislosti [37] a množství $\Delta M_0 = A(4\kappa/h^2)^{1-s}$ úměrné ke koeficientu absorpce vody $A = S \rho_w$, kde S je sorptivita materiálu a ρ_w je hustota vody, mohou být určeny ze získané vlhkostní difuzivity κ , parametru kvality kontaktu s , ztráty R (hodnota $R \rightarrow \infty$ je pro zanedbatelné ztráty).

8 METODY STANOVENÍ TEPELNÝCH PARAMETRŮ

8.1 Metoda stanovení tepelných parametrů z maxima funkce

Tato metoda byla rozpracována v roce 2005 a následně prezentována na konferenci Thermophysics 2005 [38] a v roce 2006 na konferenci Fractal 2006 [33].

Vycházíme-li z integrálních transformací, pak fraktální dimenze vyjadřuje trend změny fyzikální veličiny ovlivněné vlastnostmi celého prostředí (má globální charakter) [21]. Pro speciální případy (bodový, lineární a plošný zdroj tepla – Diracův impulz) a homogenní nekonečné prostředí jsou tyto závislosti matematicky odvozeny řešením soustavy diferenciálních rovnic (98), (99). Fraktální dimenze v tomto případě vyjadřuje charakter (dimenzi) zdroje tepla ($D = 1, 2, 3$).

Pro reálné případy (nehomogenní zdroj tepla – konečný tepelný pulz) a nehomogenní (kompozitní, strukturované) prostředí jsou zaváděny různé korekce (na šířku a energii pulzu, na tloušťku a konečnou plochu vzorku, na vlastní tepelnou kapacitu zdroje tepla), resp. studovány oblasti parametrů, pro které lze použít teoreticky odvozené vztahy, viz kap. 7.1 [25 – 28, 30].

V tomto případě dává fraktální dimenze navíc informaci o vlastnostech reálného zdroje tepla (bezprostředně po ohřevu látky) a o odvodu tepla z reálného vzorku (pro dlouhé časy). Může tedy nabývat hodnot neceločíselných. Pro plošný tepelný zdroj a válcový vzorek bude fraktální dimenze nabývat hodnot z intervalu $D \in \langle 1, 2 \rangle$.

Derivací rovnice (60) podle času může být určena pozice maxima

$$\frac{\partial \log \Delta T_r}{\partial \log t} = \left(\frac{D-E}{2} + \frac{h^2}{4at} \right) = 0, \quad (94)$$

kde $h = r_T$.

Následně z ní můžeme určit hodnotu tepelné difuzivity a^* v čase maxima

$$a^* = \frac{h^2}{2t_{\max}(E-D)} = \frac{h^2}{2t_{\max}f_a^*}, \quad (95)$$

kde $f_a^* = E - D$ je koeficient charakterizující deformaci teplotního pole. Tento koeficient je pro ideální plošný zdroj ($E = 3, D = 2$) roven jedné.

Tuto tepelnou difuzivitu a^* je zapotřebí ještě vynásobit korekčním faktorem f_a , vypočteným pomocí vztahu (38), který je ovlivněn šířkou použitého pulzu

$$a = a^* f_a. \quad (96)$$

Maximum teplotní odezvy pro Diracův tepelný pulz je získáno z uvedené tepelné difuzivity

$$\Delta T_{\max} = \frac{Q}{c_p \rho} \exp\left(\frac{D-E}{2}\right) \left(\frac{E-D}{2\pi h^2}\right)^{(E-D)/2}. \quad (97)$$

Z podílu rovnice (97) a (60) a s použitím rovnice (96)

$$\frac{\Delta T_{\max}}{\Delta T_r} = \left[\frac{t}{t_{\max}} \exp\left(\frac{t_{\max}}{t} - 1\right) \right]^{\frac{E-D}{2}}. \quad (98)$$

Lze tedy definovat koeficient f_a^* (resp. fraktální dimenzi D) pro každý bod experimentální závislosti, který může být ovlivněn geometrií vzorku

$$f_a^* = E - D = \frac{2 \ln(\Delta T_{\max} / \Delta T_r)}{\ln(t/t_{\max}) + (t_{\max}/t - 1)}. \quad (99)$$

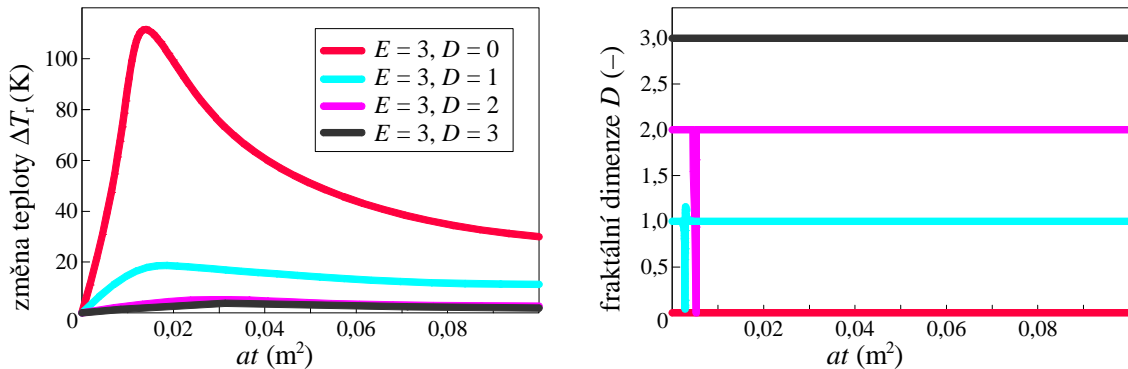
Tepelná kapacita může být odvozena z rovnice (60)

$$c_p = \frac{Q/S}{\rho \Delta T_{\max} h} \frac{f_c^*}{\sqrt{2\pi \exp(1)}} = \frac{Q/S}{\rho \Delta T_{\max} h^{E-D}} \left(\frac{E-D}{2\pi \exp(1)} \right)^{(E-D)/2}, \quad (100)$$

stejně jako tepelná vodivost studované fraktální struktury

$$\lambda = c_p \rho a = \frac{Q}{2(E-D) \Delta T_{\max} t_{\max} h^{E-D-2}} \left(\frac{E-D}{2\pi \exp(1)} \right)^{(E-D)/2}, \quad (101)$$

kde $\exp(1)$ je Eulerovo číslo a f_a, f_a^* a f_c^* jsou koeficienty, které charakterizují deformaci tepelného pole.



Obr. 15. Vlevo vykreslena časová závislost modelové odezvy pro Diracův tepelný impulz (pro geometrii tepelného toku z obr. 12 získané pomocí rovnice (60)) a vpravo časová závislost zrekonstruované fraktální dimenze (99).

Na obr. 15 jsou uvedeny časové závislosti teploty (podle rovnice (60)) určené pro sférické ($D = 0$), cylindrické ($D = 1$), planární ($D = 2$) a objemové ($D = 3$) uspořádání tepelného zdroje (obr. 12).

Závislosti fraktálních dimenzí, na obr. 15 vpravo, jsou zrekonstruovány pomocí rovnice (99). Rozdíly mezi vstupní fraktální dimenzí a vypočítanou jsou v celém časovém intervalu zanedbatelné. V oblasti maxima jsou již rozdíly větší. Je to způsobeno numerickou chybou při výpočtu pro $t \rightarrow t_{\max}$.

Všechny závislosti pro dlouhé časové intervaly konvergují k asymptotě podélné s časovou osou. Průsečík této asymptoty s vertikální osou určuje koeficient $f_a^* = (E - D)$ a tedy fraktální dimenzi D , jež charakterizuje uspořádání vzorku (tepelný zdroj, měřený vzorek samotný, rozložení teplotního pole, tepelné ztráty).

Pokud je hodnota f_a^* (resp. fraktální dimenze) známá, je pak možné pro určení parametrů studovaného tepelného systému využít rovnic (96), (100), (101).

8.2 Diferenciální metoda vyhodnocení tranzientního měření

Metoda odvozená v roce 2008 byla následně prezentována v publikacích [34, 37, 39].

Při diferenciální metodě vyhodnocení vycházíme z obecného fraktálního modelu přenosu tepla, kdy je teplotní funkce popsána rovnicí (89).

Zlogaritmováním rovnice (89) dostaneme

$$\ln \Delta T_r(t) = \ln \left[\frac{P}{2\lambda} \frac{(4a)^{1-s}}{\pi^s} \right] + (1-s) \ln t - \frac{h^2}{4at} - \frac{4at}{R^2}, \quad (102)$$

kde výkon tepelného zdroje ($E = 3$) může být zapsán jako $P = \lambda K h c \pi^s / [k_B (2s - 3)(1 - s)^s]$, přičemž $\lambda = c_p \rho a$ je tepelná vodivost reálného vzorku, ρ je jeho hustota a c_p je tepelná kapacita.

Popsanou metodu je možné použít pro stanovení parametrů reálného fraktálního modelu pomocí diferenciální analýzy.

Z derivace

$$\frac{d \ln \Delta T_r}{d(1/t)} = - \frac{t^2}{\Delta T_r} \frac{d \Delta T_r}{dt} = \left[\frac{4at^2}{R^2} + (s-1)t - \frac{h^2}{4a} \right] = a_2 t^2 + a_1 t - a_0 \quad (103)$$

tohoto fraktálního modelu je evidentní parabolický tvar. Parabolické parametry a_0, a_1, a_2 určují: tepelnou difuzivitu $a = h^2/4a_0$, kvalitu kontaktu $s = a_1 + 1$, respektive jeho fraktální dimenzi $D = E - 2(a_1 + 1)$ a parametr definující tepelné ztráty přímo úměrný poloměru měřeného vzorku $R = h/\sqrt{a_0 a_2}$.

Tepelnou vodivost lze zjistit z dosazení do rovnice (92)

$$\lambda = \frac{P}{2\pi \Delta T_r(t)} \left(\frac{a_0}{\pi h^2 t} \right)^{a_1} \exp \left[- \left(\frac{a_0}{t} + a_2 t \right) \right], \quad (104)$$

kde parametr a_0 charakterizuje difúzní procesy uvnitř materiálu, parametr a_1 vyjadřuje vlastnosti tepelného zdroje, parametr a_2 tepelné ztráty z materiálu.

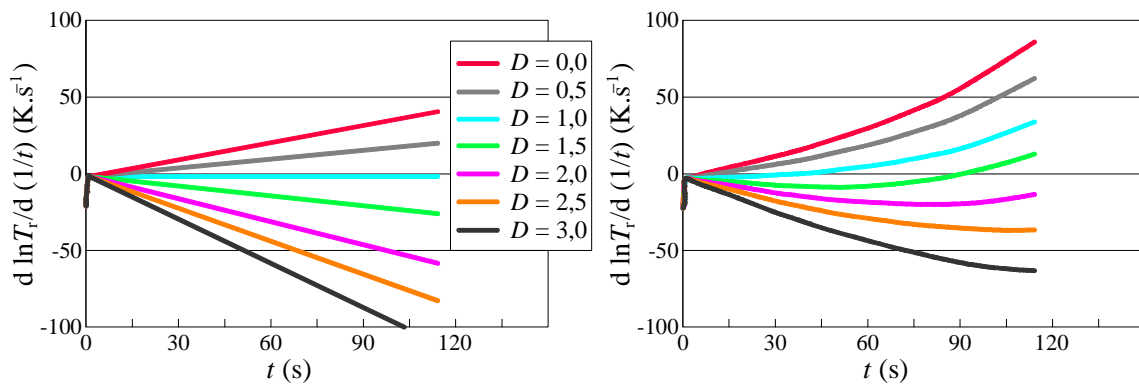
Derivace (103) tranzientních odezev na **skokový tepelný pulz** z různých zdrojů tepla (charakterizováno parametrem D) jsou zobrazeny na obr. 16. Odvození ideálního modelu ($R \rightarrow \infty$) jsou zobrazena vlevo. Je evidentní, že tyto závislosti jsou lineární, jejich sklon je větší než nula pro $D < 1$ a menší než nula pro $D > 1$.

Odvození pro reálný model jsou zobrazena na obrázku vpravo. Závislosti v tomto případě mají parabolický tvar. Kritická hodnota je opět při podmínce $D = 1$, kdy je minimum závislosti v $t = 0$. Minimum závislostí pro nižší hodnoty D je posunuto do záporné části časové osy, pro vyšší hodnoty D je posunuto do kladné části časové osy.

Analogicky [37] dostaneme pro rovnici (93)

$$\frac{d \ln \Delta M}{d(1/t)} = -\frac{t^2}{\Delta M} \frac{d \Delta M}{dt} = \left[\frac{4\kappa t^2}{R^2} + (s-1)t - \frac{h^2}{4\kappa} \right] = m_2 t^2 + m_1 t - m_0. \quad (105)$$

Parametry m_0, m_1, m_2 této paraboly určují v následujícím pořadí parametry: vlhkostní difuzivitu $\kappa = h^2/4m_0$, kvalitu vodního kontaktu $s = m_1 + 1$, respektive jeho fraktální dimenzi $D = E - 2s$ a parametr úměrný poloměru měřeného vzorku $R = h/\sqrt{m_0 m_2}$.



Obr. 16. Časové závislosti (103) pro stanovení ideálních (vlevo) a reálných (vpravo) parametrů model tepelného systému.

8.3 Víceparametrická nelineární regresní metoda

Tato metoda vyhodnocení umožňuje zatím nejpresnější popis teplotní funkce v této práci [40]. Opět vycházíme z teplotní odezvy (92).

Po několika matematických úpravách dostaneme logaritmickou závislost

$$\ln \Delta T_r(t) = \ln \left[\frac{P}{2\pi\lambda} (1-s) \right] + \ln(4\pi a) + (1-s) \ln t - \frac{h^2}{4a} \cdot \frac{1}{t} - \frac{4a}{R^2} \cdot t, \quad (106)$$

tedy

$$\ln \Delta T_r(t) = a_0 + a_1 \ln t + a_2 \frac{1}{t} + a_3 t, \quad (107)$$

kde $a_0 = \ln \left[\frac{P}{2\pi\lambda} (1-s) \right]$, $a_1 = 1-s$, $a_2 = -h^2/4a$, $a_3 = -4a/R^2$ a $y = \ln \Delta T_r(t)$.

Regresní rovnici tedy můžeme zapsat ve tvaru

$$y = a_0 + a_1 x_1 + a_2 x_2 + a_3 x_3, \quad (108)$$

kde parametr a_0 charakterizuje tepelnou vodivost materiálu, parametr a_1 vlastnosti tepelného zdroje, parametr a_2 difúzní vlastnosti materiálu a parametr a_3 ztráty tepla do okolí měřeného vzorku.

Pro stanovení vlhkostních parametrů [37] dostaneme analogicky pro rovnici (93)

$$\ln[\Delta M(t)] = \ln \left[\Delta M_0 \left(\frac{4\kappa t}{h^2} \right)^{1-s} \right] + (1-s) \ln t - \frac{h^2}{4\kappa t} - \frac{4\kappa t}{R^2}, \quad (109)$$

tedy

$$\ln[\Delta M(t)] = m_0 + m_1 \ln t + m_2 \frac{1}{t} + m_3 t, \quad (110)$$

kde $x_1 = \ln t$, $x_2 = 1/t$, $x_3 = t$ a $y = \ln[\Delta M(t)]$, tedy

$$y = m_0 + m_1 x_1 + m_2 x_2 + m_3 x_3. \quad (111)$$

Výhoda této metody spočívá v tom, že není nutné provádět derivaci tranzientní odezvy, která způsobuje akumulaci chyb. Proto bude využívána i v budoucnosti.

9 EXPERIMENTÁLNÍ ČÁST

V této části je pozornost věnována několika druhům testovaných materiálů. Jedná se o materiály různých vlastností od pevných (homogenních, kompozitních) až po kapalné.

Z důvodu ověření bylo nezbytné provést měření na materiálu známých vlastností, a proto byl zvolen standardní materiál – PMMA u něhož byly stanoveny tepelné vlastnosti měrná tepelná kapacita, tepelná difuzivita a tepelná vodivost.

Poté bylo možné přejít k měření dalších složitějších materiálů. Jejich zástupcem jsou např. laminační fólie fotovoltaických článků, jejichž správné tepelné vlastnosti vedou ke zvýšení účinnosti celého fotovoltaického panelu. V současné době je kladen stále větší důraz na využití fotovoltaických článků ke konverzi světelné (elektromagnetické) energie na energii elektrickou. Tyto zdroje mohou hrát v brzké době nezanedbatelnou roli při zabezpečení napájení elektrických spotřebičů v domácnostech a speciálními odběrateli. Kromě technologických problémů souvisejících s vlastní výrobou fotovoltaických článků (s ohledem na jejich účinnost a cenu) je v současné době řešena otázka jejich optimální pracovní teploty. Se zvyšující se teplotou způsobenou infračervenou složkou elektromagnetického záření se snižuje jednak účinnost článků, ale také jejich životnost. Proto je třeba věnovat pozornost i studiu tepelných vlastností materiálů sloužících k jejich zapouzdření. Tyto materiály musí být schopny omezit průchod tepelné energie k fotovoltaickému panelu a odvést ji do okolí. K zapouzdření fotovoltaických článků jsou používány různé typy laminačních fólií. Jejich optimální výběr lze provést na základě srovnání tepelných parametrů: tepelné difuzivity, tepelné vodivosti a tepelné kapacity. K určení těchto parametrů lze velmi efektivně využít pulzní tranzientní nebo skokovou metodu.

Dále byly studovány materiály, u kterých hraje významnou roli změna skupenství a s tím spojené uvolnění nebo příjem latentního tepla. Tyto se označují zkratkou PCM (Phase Change Materials). Jedním z nich je např. Micronal[®] (kapsle s parafinovým voskem) v sádkkartonu.

Při měření tepelných vlastností kapalin bylo nejprve provedeno referenční měření na destilované vodě a následně bylo provedeno měření kapalných potravinových doplňků (kečup, majonéza).

Metody stanovení tepelných parametrů byly navíc použity i k určení vlhkostních parametrů u stavebních a izolačních materiálů (difuzivita vlhkosti a absorpční koeficient vody), kde pro aplikace hrají tyto vlastnosti významnou roli. K tomu posloužila naměřená data hmotnostních závislostí komerčních materiálů dodaná Katedrou stavebních materiálů na Fakultě stavební ČVUT v Praze. Nejprve bylo provedeno studium vlhkostních parametrů pro vysokohodnotný beton (HPC), následně pro kompozitní materiál na bázi portlandského cementu (PC) vyztužený aramidovým vláknem. Jako zástupce izolačních materiálů byla zvolena minerální vlna.

9.1 Použité metody měření

9.1.1 Tranzientní metoda měření termofyzikálních parametrů pevných látek

9.1.1.1 Měřicí aparatura

Agilent 34420A – Nano Volt/Micro Ohmmetr

Agilent je digitální, vysoce výkonný voltmetr a ohmmetr. Pomocí něj jsou měřeny teplotní změny mezi tepelným výměníkem a vzorkem.

Agilent 6622A

Jedná se o stabilizovaný zdroj stejnosměrného napětí 20/50 V. Díky rozhraní IEEE-488.2 umožňuje spojení s PC a může být jednoduchým programováním řízen. Tento zdroj napětí je použit pro generování pulzů, naprogramovaných pomocí PC.

Metex M – 3850

Metex je multimetr pro měření střídavého a stejnosměrného napětí, proudu, frekvence do 400 Hz, odporů, kapacit, testování diod, testování tranzistorů, teploty se sondou $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$ až $1\ 200\text{ }^{\circ}\text{C}$. Pomocí něj je měřen odpor platinového odporového teploměru ($\text{Pt } 100\ \Omega$).

Termostat HUBER CC1-208B

Termostat HUBER CC1-208B umožňuje mnohem přesnější měření teplotních odezev studovaných materiálů. K měření teploty uvnitř studovaného vzorku je využíván diferenčně zapojený termočlánek, jehož měřicí konec je umístěn uvnitř vzorku a referenční v tepelném výměníku, kde je zapotřebí udržovat po celou dobu měření konstantní teplotu. Maximální změna teploty během měření by měla být okolo $1\text{ }^{\circ}\text{C}$, k měření takto malé teplotní difference je tedy nezbytné udržovat konstantní referenční teplotu pomocí termostatu. Tímto laboratorním přístrojem je také možné realizovat měření při různých teplotách (až do 473 K), což je zvláště u izolačních materiálů, velmi žádoucí.

Thermophysical Transient Tester – SAV: RT 1.02

Thermophysical Transient Tester – SAV: RT 1.02 (obr. 17) byl přístroj vyvinutý na Ústavu fyziky Slovenské akademie věd.

Tester je obecně konstruován pro teplotní rozsah $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$ až $200\text{ }^{\circ}\text{C}$ [53]. Uvnitř je umístěn výměník tepla, jehož teplota je řízena tekutým médiem, které vtéká a vytéká z komory, tím je umožněna vysoká teplotní stabilita výměníku ve spojení s termostatem. Systém vzorku je umístěn na výměníku a zafixován. Tenká vrstva polymeru kryje povrch výměníku a tvoří elektrickou izolaci mezi systémem vzorku a chladným výměníkem. Mezi systémem vzorku a fixačním systémem je vložen elektrický izolátor (keramika, slída, teflon atd.). K potlačení teplotního gradientu je použit izotermický kryt kolem systému vzorku, který umožňuje provádět měření ve vakuu do 0,1 Pa nebo v jiné atmosféře (vzduch, inertní plyn), zejména u porézních materiálů, u nichž plyn uvnitř pórů ovlivňuje jejich termofyzikální vlastnosti.

Komora se skládá z následujících součástí:

- vakuový kryt,
- izotermický kryt,
- výměník připojený přes kapalnou průchodku hadicemi,
- systém pro fixaci vzorku, svěrací patka pro fixaci referenčního konce termočlánku,
- elektrické průchodky pro připojení k měřícím sondám,
- miniaturní RTD senzor, typ Pt 100 CZR 1632 (fa HAYASHI DENKO) pro měření teploty výměníku,
- ventily pro připojení vakuové pumpy a přívod plynu.



Obr. 17. Thermophysical Transient Tester RT 1.02.

Tab. III. Doporučené velikosti použitých vzorků.

Průměr vzorku (mm) – kruh (průřez (mm ²) – čtverec)	Tloušťka vzorku (mm)		
	I	II	III
10 (10 × 10)	4,8 – 7,0	2,0 – 5,0	4,8 – 7,0
14 (14 × 14)	5,5 – 10,0	3,0 – 7,0	5,5 – 10,0
20 (20 × 20)	5,5 – 14,0	3,0 – 10,0	5,5 – 14,0
30 (30 × 30)	5,5 – 28,0	3,0 – 20,0	5,5 – 28,0

K měření teploty byl použit *termočlánek* typu K (chromel – alumel) fy Omega. Lze používat neizolované termočlánky o průměru 50 μm, 70 μm a 100 μm stejně jako termočlánky o průměru 50 μm, které byly izolovány křemennou kapilárou o průměru 300 μm. Tato kapilára se obecně používá pro elektrickou izolaci v případě, kdy je vzorek připraven z elektrického vodiče. Měřící konec termočlánku byl umístěn ve vzorku, v určité vzdálenosti od zdroje tepla. Jeho srovnávací konec (ve fólii z Kaptonu[®], jež vyrábí fa DuPont) byl fixován pod patku, kde byla pomocí termostatu udržována konstantní teplota. Pro jeho správné uložení a vylepšení kontaktu se může použít pasta (např. vakuová). Termočlánek tak měří teplotní rozdíl mezi výměníkem a určitým místem vzorku.

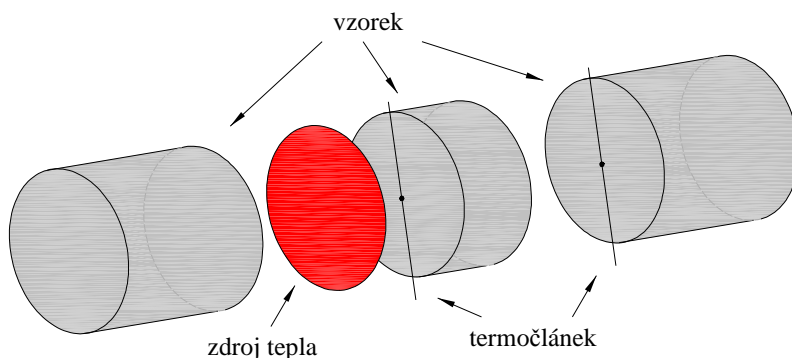
V experimentu byly použity dva termočlánky, umístěné mezi jednotlivé části měřeného vzorku (obr. 19).

Zdroj tepla (obr. 18) byl vyroben z 20 μm a 30 μm silné niklové fólie a byl zpevněn fólií z Kaptonu[®] nebo polyimidovými vrstvami [54]. Tyto fólie tvoří elektrickou izolaci, a proto mohou být zdroje tepla použity také pro elektrické vodiče (slitiny).

V experimentu byl použitý zdroj tepla umístěn mezi první (I) a druhou (II) část vzorku spolu s termočlánkem 1 (obr. 19). Tento zdroj tepla byl vyroben z 20 μm silné niklové fólie v Kaptonu[®] o různém průměru ($D_{\text{TT}} = 10 \text{ mm}, 20 \text{ mm}$ nebo 30 mm).



Obr. 18. Zdroj tepla izolovaný Kaptonem[®].



Obr. 19. Soustava uspořádání vzorku.

Programové vybavení

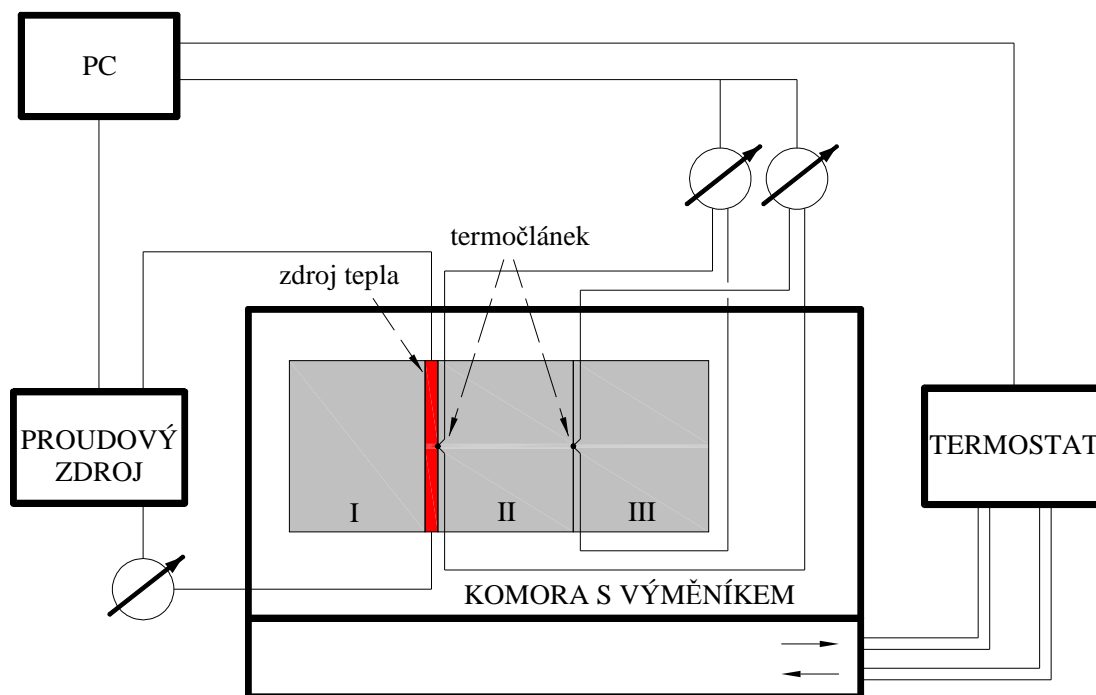
Pro zaznamenávání výstupních dat experimentů byl na FCH VUT vyvinut řídicí program EMA (*Electrical Measurement Analyser*). Pomocí tohoto programu lze nastavit parametry zdroje napětí, vlastnosti vyslaného pulzu, tzn. jeho šířku, délku a intenzitu. Po spuštění měření je obvykle zaznamenáván průběh termoelektrického napětí na termočlánku. Výstupní data je možné dále zpracovávat. V programu lze nastavit libovolný počet opakování experimentu s nastavitelnou dobou relaxace, což slouží ke zvýšení reprodukovatelnosti výsledků měření.

9.1.1.2 Příprava a popis experimentu

Pro měření pomocí přístroje Thermophysical Transient Tester – RT 1.02 byl vzorek nejprve upraven do kruhového tvaru o průměru 30 mm a rozdělen na tři části. Mezi první a druhou část vzorku byl umístěn plošný zdroj tepla, na něj přiložen jeden měřící kontakt termočlánku, mezi druhou a třetí část byl umístěn druhý měřící kontakt termočlánku. Celý systém byl vložen do komory přístroje, referenční konce termočlánků byly připevněny k výměníku a zafixovány fixačním systémem. Celkové zapojení měřící soustavy je zobrazeno na obr. 20.

Poté byly nastaveny všechny potřebné výchozí parametry pomocí programu EMA a bylo spuštěno měření. Po 50 s od spuštění měření, kdy byla pozorována saturace teploty, byl na tepelný zdroj přiveden pulz o definovaných vlastnostech.

Postup vyhodnocení naměřených dat je popsán v kapitole 10.



Obr. 20. Blokové schéma experimentálního zařízení.

9.1.2 Tranzientní metoda měření termofyzikálních parametrů kapalin

Metoda určená ke studiu termofyzikálních parametrů – tepelná difuzivita a , měrná tepelná kapacita c_p a tepelná vodivost λ různých kapalin (v této práci použité voda, kečup, majonéza).

9.1.2.1 Měřicí aparatura

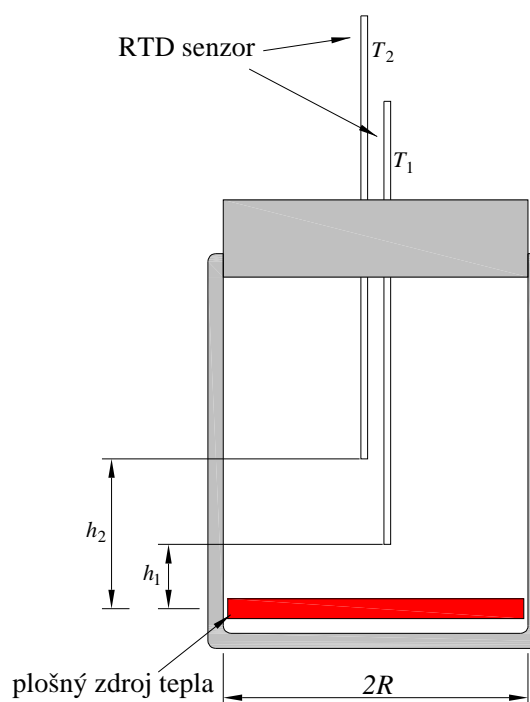
Dewarova nádoba (termoska)

Vakuově izolovaná nádoba s odrazivým vnitřním povrchem o průměru $2R = 72$ mm.

Ohřev byl realizován z plošného zdroje o stejném průměru. Příkon topného zdroje byl $P = 1,89$ W.

Měření teploty bylo provedeno dvěma platinovými odpory vzdálenými od plošného zdroje $h_1 = 30$ mm a $h_2 = 65$ mm. K dalšímu vyhodnocení byly použity výsledky prvního platinového odporu.

Objem měřeného materiálu byl $V = 650$ ml.



Obr. 21. Měřicí zařízení pro kapaliny.

9.1.2.2 Příprava a popis experimentu

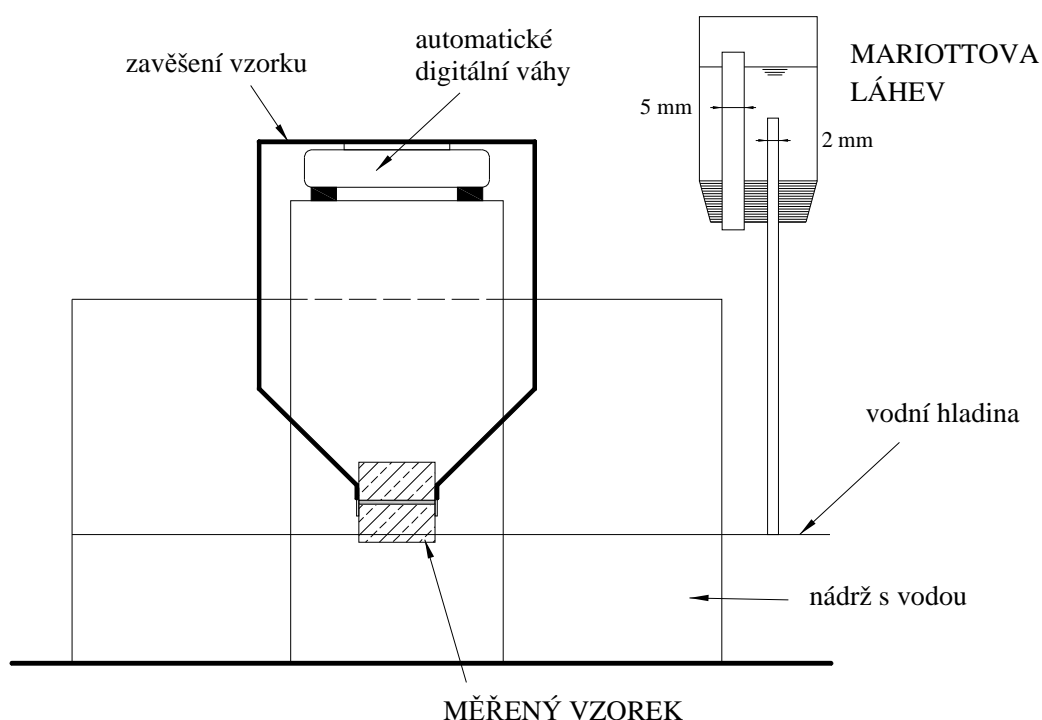
V tomto experimentu bylo měřeno 10 cyklů. Doba trvání ohřevu v každém cyklu byla 1 hodina, doba chlazení v každém cyklu byla také 1 hodina (více viz kap. 10.3.4, obr. 66). Doba trvání jednoho měření činila tedy 20 hodin. Relaxace na konci měření představovala chlazení na pokojovou teplotu.

9.1.3 Tranzientní metoda měření vlhkostních parametrů

Experimentální stanovení vlhkostních parametrů – vlhkostní difuzivita κ , sorptivita S , absorpční koeficient vody A – na základě absorpčního experimentu představuje pravděpodobně nejjednodušší způsob jak charakterizovat schopnost porézních materiálů absorbovat kapalnou vodu a transportovat ji pomocí kapilárních sil [52]. Pomocí této metody byly naměřeny stavební materiály Katedrou stavebních materiálů na Fakultě stavební ČVUT v Praze.

9.1.3.1 Měřicí aparatura

Pro určení vlhkostních parametrů pomocí tranzientní metody lze obecně použít dva principy měření, a to manuální a automatický. Automatické měření bylo stejné jako základní uspořádání s tím rozdílem, že měřený vzorek byl zavěšen na automatické digitální váhy a nárůst jeho hmotnosti vlivem absorpce vody byl zaznamenáván automaticky (viz obr. 22).



Obr. 22. Schéma automatického absorpčního experimentu.

9.1.3.2 Příprava a popis experimentu

Měřené vzorky byly ve formě krychlí či trámečků a na obvodových stranách se vodotěsně a parotěsně izolovaly z důvodu zajištění jednorozměrného transportu vlhkosti. Vzorky byly poté vystaveny kontaktu s vodou, přičemž bylo nezbytné zajistit udržení stálé vodní hladiny.

Pro tento typ experimentů se nejčastěji používá Mariottova láhev. Hladina vody by neměla být více než 5 mm nad kontaktem vzorku s vodou. V případě manuálního měření bylo ve zvolených časových intervalech provedeno vážení vzorků, díky čemuž byl stanoven přírůstek vlhkosti v materiálu jako funkce času. Každé manuální vážení by mělo být dokončeno přibližně do 30 s.

9.1.4 Termografické měření

9.1.4.1 Měřící aparatura

Termokamera

Ke studiu vývoje teplotního pole v průběhu experimentu sloužila termokamera Fluke Ti55 (obr. 23). Ze systému vzorku byly odstraněny oba kryty a nad něj byla na stativu umístěna termokamera. Aby neovlivňovala teplotu vzorku a zároveň zabírala celou plochu vzorku, byl stativ nastaven v optimální výšce nad systémem vzorku. Na termokameře lze nastavit parametry snímků (počet snímků, interval pořizování snímků, teplotní rozsah měření, atd.) a také parametry kamery (zvětšení, objektiv, atd.). Pomocí programu *HarFA* lze spojit výstupní data, která jsou ve formě obrázků typu *is2*, a prezentovat je jako video.



Obr. 23. Termokamera Fluke Ti55 [35].

Programové vybavení

Na FCH byl vyvinut program *HarFA* (*Harmonic and Fractal Image Analyser*), který mimo jiné slouží k vyhodnocení termogramů získaných měřeními pomocí termokamery. Celý obrazový soubor je analyzován najednou podle opakujících se motivů pomocí komplexní analýzy obrazových dat. Ta používá transformace pomocí diskretních periodických funkcí, (např. Fourierova transformace) nebo prostorově omezených funkcí, tzv. „waveletů“ (např. Haarova transformace nebo transformace využívaná při fraktální analýze „box counting“). Z výsledků těchto transformací byly získány charakteristické údaje o analyzované struktuře [35].

Box counting (počítání čtverců) – principem této metody je umístění objektu na čtvercovou síť a počítání množství čtverců potřebných k úplnému pokrytí zkoumaného objektu (viz kap. 6.3.5). S úspěchem se používá k určení fraktální dimenze zkoumaného objektu.

9.1.4.2 Příprava a popis experimentu

Nejprve bylo nutné odstranit kryty z komory přístroje, které byly využívány při tranzientní metodě měření, a nad systém vzorku pak byla na stativu umístěna termokamera. Z důvodu zajištění dostatečné vzdálenosti kamery od vzorku, byl vyroben nový kryt vzorku, neboť v případě malé vzdálenosti od vzorku by výsledky měření mohlo ovlivňovat teplo vyzařované

samotnou termokamerou. Nový kryt dále plnil funkci izolační a zajišťoval, aby nedocházelo k úniku tepla ze vzorku do okolí při změně podmínek prostředí, a zároveň umožňoval snímat povrch vzorku termokamerou. Uspořádání měření je potom zobrazeno na obr. 24.



Obr. 24. Měření pomocí termokamery [35].

Následující měření bylo po nastavení potřebných parametrů pomocí programu EMA (*Electrical Measurement Analyser*) spuštěno. Záznam na termokameře byl spuštěn po 30 s se sekvencí 12 snímků/min. Ke zpracování výstupních obrázků fraktální analýzou byl použit program *HarFA*.

Stávající tepelný zdroj bylo možné při dalším měření vyměnit za nezapouzdřený fotovoltaický článek, který převzal funkci tepelného zdroje.

9.2 Studované materiály

Pro ověření navržených metod byly použity homogenní materiály známých tepelných vlastností (PMMA, voda). Popsané metody pak byly aplikovány na různé materiály, jejichž tepelné parametry nebyly tabelovány z důvodu jejich objemové nehomogenity (kompozitní materiály, porézní materiály), geometrie (fólie), resp. z důvodu změny fáze (PCM). Tepelné parametry pak vypovídaly pouze o efektivním chování celého makroskopického systému a měly především aplikační využití. Obdobným způsobem bylo přistoupeno i ke studiu vlhkostních vlastností porézních materiálů (především stavebních materiálů).

9.2.1 Materiál PMMA

Obecná charakteristika

Polymetylmetakrylát (PMMA) (obr. 25) je běžně známý pod pojmem plexisklo či akrylátové sklo. Nejcharakterističtější vlastností PMMA je jeho čírost a naprostá bezbarvost i v tlustých vrstvách. To umožňuje nejen jeho dokonalou průhlednost, ale i snadné vybarvování. Odolností proti povětrnosti předčí PMMA všechny běžné termoplasty.

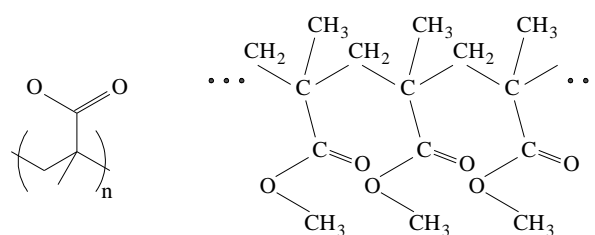
PMMA je při teplotě (130–140) °C kaučukovitý a snadno tvarovatelný (což ho předurčuje pro výrobu složitých částí přístrojů). Vykazuje i vynikající tvarovou paměť. Propustnost světla je u PMMA asi 92 % v celém rozsahu spektra (zasahuje až do UV-oblasti). PMMA má dobré mechanické a elektroizolační vlastnosti, odolává vodě, zředěným alkáliím a kyselinám. Neodolává koncentrovanějším kyselinám a hydroxidům.

Rozpouští se v aromatických a chlorovaných uhlovodících, esterech, ketonech, éterech. Dá se dobře mechanicky obrábět. Tepelná odolnost bez zatížení je kolem 80 °C. Je zdravotně nezávadný a rovněž je výhodou snadné spojování PMMA lepením. Jeho nedostatkem je nízká tvrdost [44].

V kyslíkové atmosféře je zápalná teplota PMMA asi 460 °C; při hoření se rozkládá beze zbytku na oxid uhličitý a vodu. Je stabilní v přírodě, snadno se však rozpouští řadou rozpouštědel.

Připravuje se polymerací esterů kyseliny metakrylové v bloku, ale i suspenzí, event. v emulzi nebo v roztoku [43]. Z používaných esterů má největší význam metylmetakrylát. Blokovaná polymerace současně tvaruje výrobek (provádí se ve formách, které mají tvar budoucího výrobku) [44]. Polymetylmetakrylát se prodává pod řadou názvů (Perspex, Umaplex, Plexiglas, Acron, Acrylon).

Slouží pro výrobu tzv. organického skla a různých výrobků pro domácí a technickou potřebu [45]. Blokový PMMA je relativně drahý plast a jeho využití je na místě tam, kde se uplatní jeho výhodné vlastnosti: při zasklívání oken dopravních prostředků, při výrobě krytů přístrojů, kancelářských potřeb, hodinkových sklíček apod. Významné jsou aplikace PMMA v zubní



Obr. 25. Struktura polymetylmetakrylátu.

protetice (zubní protézy). Výrobkem pro tyto účely je Dentakryl [44]. Blokovou polymerací se připravují také tzv. optické, měkké kontaktní čočky [43]. Při aplikacích, kde není možné použít sklo, předpolymerizovaný monomer slouží i jako transparentní zalévací hmota [45]. PMMA se používá v mnoha případech jako náhražka skla; jinou alternativou je polykarbonát. Výhodou PMMA v porovnání se sklem jsou nízké výrobní náklady, snadná možnost ohýbání, nižší hmotnost a větší odolnost vůči nárazům. Nevýhodou je naopak nižší chemická odolnost i tvrdost v jejímž důsledku dochází snadno k jeho poškrábání.

Použitý vzorek

Ke studiu tepelných vlastností byl použit kompozitní materiál s označením MJ-04. Tento porézní materiál, (obchodní název Microlite[®] AA Premium NR), je velmi lehký, pružný, tepelně a zvukově izolační materiál navržený k zajištění vysokého snížení hlučnosti. Byl tvořen z pryskyřicí pojených borosilikátových skelných vláken. Kompozitní materiál je odolný proti vodě, nehořlavý, má nízkou hustotu kouře, nízkou toxicitu, redukuje tepelný a zvukový přenos. Jeho hustota je v nestlačeném stavu (5–20) kg.m⁻³ a jeho tepelná vodivost je pro 10 °C (0,03–0,04) W.m⁻¹.K⁻¹.



Obr. 26. Fotografie použitého vzorku PMMA.

Tab. IV. Tabelované hodnoty termofyzikálních parametrů PMMA [46].

ρ (kg.m ⁻³)	a (mm ² .s ⁻¹)	c_p (J.kg ⁻¹ .K ⁻¹)	λ (W.m ⁻¹ .K ⁻¹)
1 188	0,112	1 450,0	0,193

Použitá metoda měření

Materiál polymetymetakrylát byl použit díky svým známým tepelným parametrům jako etalon/standard pro stanovení termofyzikálních parametrů pevných látek tranzientní metodou (viz kap. 9.1.1).

Parametry měřeného vzorku

Měřené vzorky byly kruhového průřezu (viz obr. 26) o průměru $D_{vz} = 30$ mm.

Hustota použitého vzorku: $\rho = 1\,184$ kg.m⁻³.

Tloušťka měřeného vzorku: $h = (1–60)$ mm.

9.2.2 Laminační fólie fotovoltaických článků

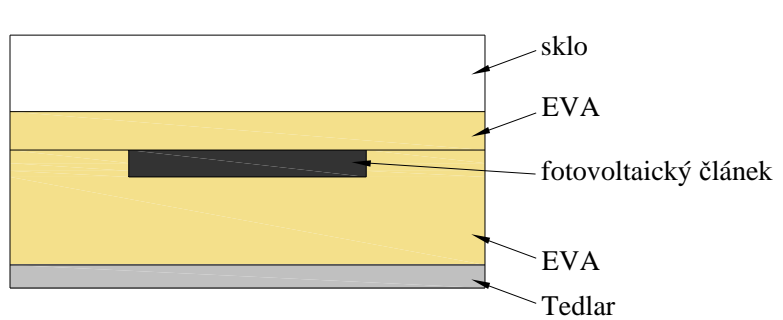
Obecná charakteristika

Fotovoltaický článek je obecně polovodič, jež je díky fotovoltaickému jevu, schopný přeměňovat energii světelnou na energii elektrickou.

Propojením sériově, paralelně či kombinací obou způsobů a zapouzdřením několika fotovoltaických článků laminovaných různými fóliemi vzniká *fotovoltaický panel*, který se využívá k praktické výrobě elektrické energie (solární elektrárny, domácnosti, ...). Vzhledem k tomu, že je tento panel vystaven okolnímu prostředí (dešti, silnému větru, sněhu, mrazu), je nutné zajistit nejen jeho mechanickou, ale i klimatickou odolnost.

Podle druhu použití existuje velice rozmanité spektrum konstrukcí fotovoltaických panelů. Nejčastěji jsou fotovoltaické panely opatřeny po obvodu duralovými rámy pro vyztužení celé konstrukce a zároveň ke snadnému uchycení panelů ke konstrukci systému.

Na přední (osvětlené) straně článku se nachází velmi odolný materiál, který je tvořen ochranným kaleným sklem. To je obvykle vyrobeno z lité pryskyřice nebo teflonu. Pokud toto sklo není silně znečištěno zvenčí, příliš nedegraduje optické vlastnosti solárního článku. Mezi krycí vrstvou kaleného skla a vlastním solárním článkem je vložena laminační fólie (EVA fólie), která je tvořená organickým materiálem (etylvinylacetátem), a jejichž optické a tepelné vlastnosti naopak vlastnosti panelu ovlivňuje značně. Tento materiál může při silném ozáření UV paprsky žloutnout, čímž dochází ke snížení transparentnosti a snižuje se tak elektrický výkon panelu. Znárodnění struktury zalaminovaného fotovoltaického článku je na obr. 27.



Obr. 27. Struktura zapouzdřeného fotovoltaického článku (EVA –etylvinylacetát fólie, Tedlar –polyvinylfluorid).

Účinnost solárních panelů závisí nejen na vlastnostech fotovoltaických článků jako takových, ale i na celkové konstrukci panelů. Pro zvýšení účinnosti fotovoltaických článků použitím různých laminačních fólií je třeba znát termofyzikální parametry těchto struktur, proto jsou v práci tyto parametry studovány [35].

Optimální vlastnosti laminačních fólií:

- malá schopnost absorpce;
- vysoká odrazivost;
- dobrá tepelná vodivost;
- vysoká emisivita na zadní (neozářené) straně.

Použitý vzorek

Ke studiu tepelných vlastností laminačních fólií byly využity panely krystalických křemíkových solárních článků. Jejich velikost a tvar byl přizpůsoben pro měření termofyzikálních vlastností tranzientní metodou měření pomocí Thermophysical Transient Testeru.

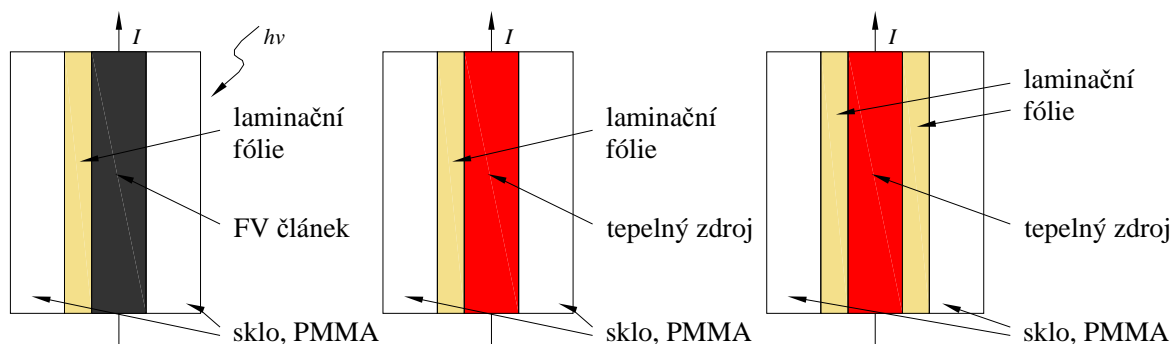
Použitá metoda měření

Pro studium tepelných vlastností struktur fotovoltaických článků byla stejně jako u PMMA použita tranzientní metoda (viz kap. 9.1.1). Termografickým měřením lze studovat rozložení teploty na povrchu.

Parametry měřeného vzorku

Měřené vzorky byly kruhového průřezu o poloměru $D_{vz} = 30$ mm.

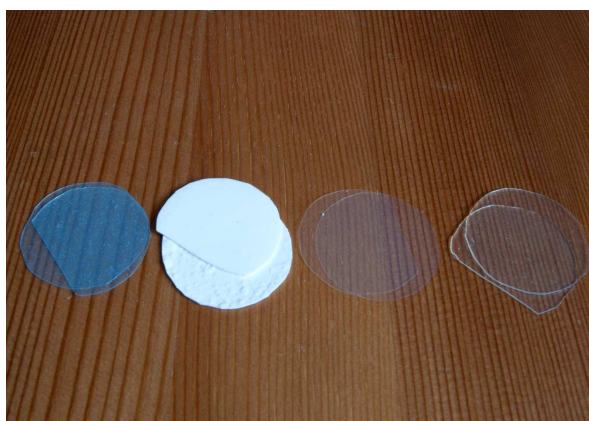
Měření bylo prováděno na vzorcích PMMA s použitím nezalaminovaného fotovoltaického článku (FV), který v systému vzorku PMMA plnil funkci plošného zdroje tepla (obr. 28). Dále byly jako tepelný zdroj použity fotovoltaické články zapouzdřené v různých laminačních fóliích. Ukázka některých vzorků je na obr. 30.



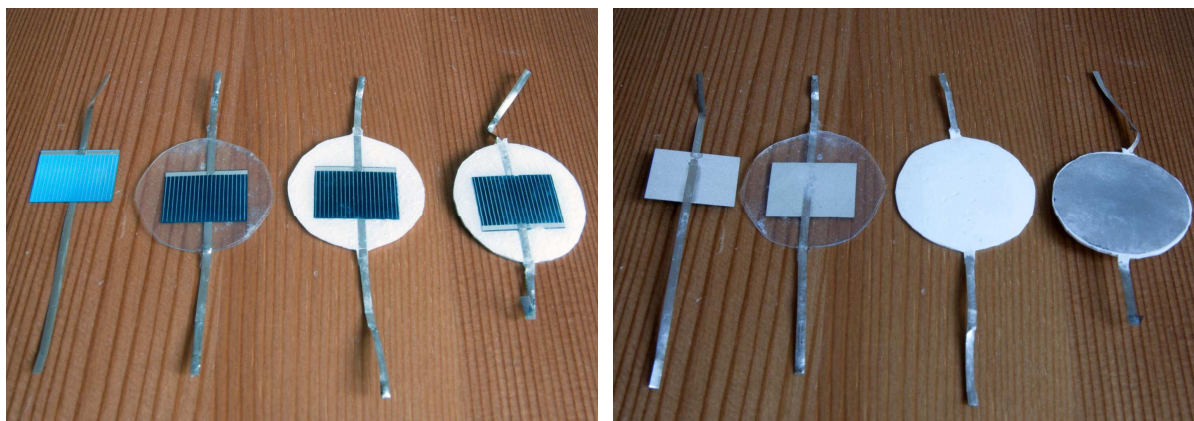
Obr. 28. Uspořádání tepelného systému pro měření vlastností fotovoltaických článků tranzientní metodou (vlevo – fotovoltaický článek jako zdroj tepla, uprostřed a vpravo – model s laminačními fóliemi z jedné či obou stran tepelného zdroje).

Na obr. 29 jsou fotografie různých použitých laminačních fólií, zleva:

- PUR – krycí transparentní polyuretanová modrá fólie;
- BNT – $(\text{Bi}_{0.5}\text{Na}_{0.5})\text{TiO}_3$;
- FEP – perfluor(etylen/propylen) (bez krycí fólie);
- GT – krycí fólie.



Obr. 29. Fotografie laminačních fólií.



Obr. 30. Fotografie vybraných vzorků připravených fotovoltaických článků.

Na obr. 30 lze vidět zleva:

- SC – samotný solární článek;
- FEP-GT-SC-GT;
- FEP-GT-SC-BNT;
- FEP-GT-SC-BNT-Al.

9.2.3 Materiály PCM

Obecná charakteristika

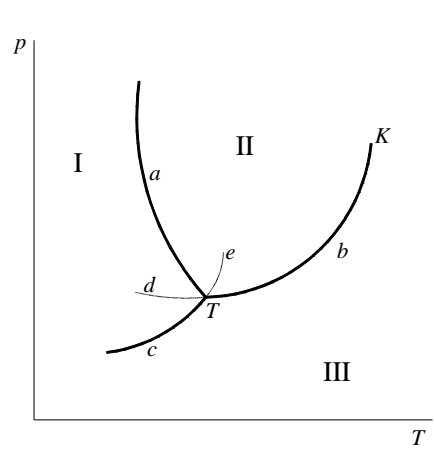
Při změně teploty dochází ke změnám fyzikálních vlastností látek. Nejcitelnější jsou tyto změny, pokud má látka teplotu, která odpovídá její teplotě fázové přeměny, tedy pokud mění skupenství.

Látky se mohou obecně nacházet v pevném skupenství, ohraničeném zdola teplotou 0 K (absolutní nulou – zde dochází k zastavení pohybu atomů) a shora teplotou tání (která je zároveň teplotou tuhnutí), dále ve skupenství kapalném, ve kterém se látka nachází, pokud je její teplota v intervalu od teploty tání do teploty varu (která je zároveň teplotou kondenzace). Nad teplotou varu už se látka nachází pouze ve skupenství plynném.

Mezi jednotlivými skupenstvími se nachází jejich skupenské (fázové) přeměny.

Existují tři druhy přeměn (obr.31):

- tuhnutí (tání; na obr. 31 křivka *a*) – mezi pevným skupenstvím a kapalným skupenstvím;
- vypařování (kondenzace; na obr. 31 křivka *b*) – mezi kapalným skupenstvím a plynným skupenstvím;
- sublimace (desublimace; na obr. 31 křivka *c*) – mezi pevným skupenstvím a plynným skupenstvím.



Obr. 31. Fázový diagram jednosložkového systému (*K* – kritický bod, *T* – trojný bod, *I* – pevné skupenství, *II* – kapalně skupenství, *III* – plynné skupenství).

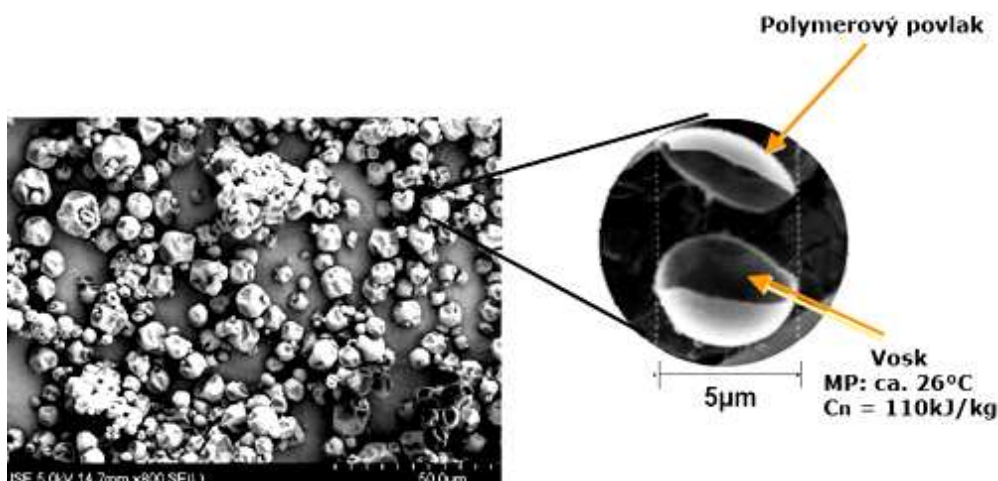
Změna teploty je nejčastěji důsledkem dodání (nebo odebrání) tepla. Při dodání (nebo odebrání) tepla se tedy většinou mění teplota látky. Existují však takové situace, kdy se teplota látky nemění, a to i přesto, že je jí dodáno (nebo odebráno) nějaké teplo. Taková situace nejčastěji souvisí se změnou skupenství. Ke změně skupenství je potřeba takzvané *latentní teplo*. Tím je myšleno teplo, které se nepoužije na změnu teploty látky, nýbrž na změnu skupenství. V praxi to vypadá tak, že např. látce v pevném skupenství dodáváme teplo, jímž se zvyšuje její teplota. Jakmile však látka dosáhne určité teploty (zde konkrétně teplota tání), zastaví se růst její teploty i přesto, že je jí stále dodáváno teplo. Toto dodávané teplo je použito na změnu skupenství látky a jedná se o teplo latentní. Jakmile dojde k ukončení skupenské přeměny, začne se látka znovu ohřívat.

V praxi je nejpoužitelnější skupenskou přeměnou přeměna pevné látky na kapalnou a zpět. Materiály, které mění skupenství a tím uvolňují (nebo přijímají) značné latentní teplo, se označují zkratkou **PCM** (angl. zkratka **Phase Change Materials**).

Nejvyužívanějšími představiteli PCM jsou mimo jiné parafínový vosk, směs polyéterových polymerů, HDPE (vysokohustotní polyetylen), kyselina stearová, kyselina palmitová a její homology, dlouhořetězcové alkylové sloučeniny, hexahydrát chloridu vápenatého, směs hexahydrátů chloridu a bromidu vápenatého, dodekahydrát síranu hlinitoamonného a dekahydrát síranu sodného [49].

Použitý vzorek

V této práci byl jako zástupce PCM studován parafínový vosk ve formě kapslí (produkt fy BASF SE). Produkt nese jméno Micronal[®] PCM a jedná se o druh organického vosku, který je zapouzdřený do mikrokapslí s rozměry v rozmezí 2 až 20 mikrometrů z pevného polymeru. Pouzdra se po naplnění směsí parafínového vosku s hexadekanem zatavují (obr. 32). Existují 3 různé teploty fázové přeměny probíhající v Micronalu[®], a to 21 °C, 23 °C a 26 °C. Hodnota měrného skupenského tání Micronalu[®] udávaná výrobcem je 110 kJ.kg⁻¹.



Obr. 32. Mikrofotografie SEM a detail mikrokapsle Micronalu[®] PCM [49].

Takto připravený výchozí materiál se může využít ve formě kapalné, tzn. disperze mikrokapslí Micronalu[®] PCM ve vodě s obsahem cca 40 % mikrokapslí, nebo ve formě práškové, tzn. s obsahem 100 % mikrokapslí (obr. 33). S oběmi formami pak lze pracovat například při zpracování interiérové omítky s tepelně akumulacími vlastnostmi, kdy se obsah Micronalu[®]

PCM pohybuje mezi 10 až 40 %. Jiným příkladem použití je aplikace práškového Micronalu[®] PCM do sádkartonových desek nebo tvárnic z pórobetonu.

Použitá metoda měření

I pro tento materiál byla použita tranzientní metoda měření pevných látek (viz kap. 9.1.1).



Obr. 33. Prášková forma (vlevo) Micronalu[®] PCM a ztuhlá forma (vpravo) Micronalu[®] PCM.

Parametry měřeného vzorku

Měřené vzorky byly kruhového průřezu o poloměru $D_{vz} = 30$ mm.

Hustota měřeného vzorku: $\rho = 693$ kg.m⁻³.

Tloušťka měřeného vzorku: $h = 14$ mm.

9.2.4 Kapaln  potra inov  doplňky

Jednou z nejstar ch aplikací v decky ch poznatků v připraví potra in je i bylo vaření a ochlazen. V dnešní době je znalost termofyzikálních parametrů dležit při simulacích procesů (mikrovln ohřev, zmrazování atd), návrhu p istroj , stanoven energetick  nrovnosti a vývoji novy ch technologií. Z tohoto důvodu je jedním z nejsledovanj ch parametrů tepeln tok v potra inch a s tím související vlastnosti p edev n tepeln vodivost. V p aci byly studovány vlastnosti kečupu a majonézy (nhodn vzorek).

Obecn charakteristika

Ke upem se rozumí zhruba dvakrát až čtyřikrát zahu tn protlak z rajčat, jehož chuť je upraven přidavky soli, octa, sladidla a extraktů koření. Je možné přidávat také protlak z cibule a česneku. Hotov kečup by měl obsahovat minimln 7 % refraktometrick  sušiny pocházející z rajčat, celkov koncentrace rozpustn sušiny be n činí cca 28 % [50].

Za majonézy se považují studen ochucen omáčky obsahující slepičí vaje n žloutky. Majonézy jsou vyrbeny emulgací jedlch rostlinných olejů ve vodn fázi obsahující ocet, připadně jine okyselující p isady. Mezi fyzikln a chemick  požadavky na jakost majonéz pat obsah tuku, obsah žloutku a hodnota pH. Obsah tuku se pohybuje dle tržních druh  od 10 až 85 % hmotnosti, obsah žloutku musí být nejméně 2 % hmotnosti a hodnota pH nejdv e 4,5 [51].

Použitý vzorek

Termofyzikální vlastnosti kapalin byly měřeny u kečupu a majonézy. Referenční měření byla provedena s deionizovanou vodou.

Použitá metoda měření

Tranzientní metoda měření je vhodná nejen v případě pevných látek, ale i v případě kapalin. Samozřejmě je nutné použít jiné uspořádání měřící aparatury (viz kap. 9.1.2 – Tranzientní metoda měření termofyzikálních parametrů kapalin).

Parametry měřených vzorků

Objem měřených vzorků: $V = 650$ ml.

Hustota měřených vzorků: kečup $\rho = 1\,169$ kg.m⁻³;
majonéza $\rho = 1\,228$ kg.m⁻³.

9.2.5 Stavební materiály – studium vlhkosti

Obecná charakteristika

Jedním z důležitých ukazatelů soudržnosti stavebních konstrukcí je korozní odolnost vůči vlhkosti. Vzhledem k tomu, že tepelná vodivost vody je 10 až 15krát větší než vzduchu a izolantů, hraje transport vody významnou roli i u izolačních materiálů. U stavebních materiálů a nejen u nich se zjišťuje tzv. nasákavost.

Data použitá pro vyhodnocení byla převzata z literárního zdroje [52].

Použitý vzorek – vysokohodnotný beton

Pro studium vlhkostních vlastností byly vybrány čtyři směsi vysokohodnotného (HPC) betonu s různými příměsi, viz tab. V. Třemi příměsi byly metakaolin (BM), mletá granulovaná vysokopecní struska (BS) a popílek (BP). Poslední vzorek (BR) sloužil jen jako standard. Byly zpracovány experimentální výsledky publikované v [52].

Tab. V. Složení použitých čtyřech vzorků vysokohodnotného betonu HPC (kg.m⁻³).

	BR	BM	BS	BP
CEM I 42.5 Mokrý	484	440	440	440
kamenivo (0–4) mm	812	812	812	812
kamenivo (8–16) mm	910	910	910	910
plastifikátor Mapei Dynamon SX	5,3	5,3	5,3	5,3
metakaolin MEFISTO K05	–	44	–	–
mletá granulovaná vysokopecní struska Štramperk	–	–	44	–
klasický popílek Dětmárovice	–	–	–	44
voda	188	188	188	188

Použitý vzorek – kompozitní materiál na bázi PC vyztužený aramidovým vláknem

Dalším vzorkem byl cementový kompozitní materiál vyztužený aramidovým vláknem. Při přípravě tohoto vzorku se postupovalo následujícím způsobem. Nejprve se v míchacím zařízení zhomogenizovala směs cementu, mikrosiliky, wollastonitu a vody. Ke homogenizované

směsi byla přidána záměsová voda s přívlastkem aramidových vláken. Směs byla naplněna do forem a ponechána 1 h pod 0,08 MPa. Složení vzorku je uvedeno v tab. VI.

Použitý vzorek – minerální vlna

Jako poslední byla použita vysokohustotní (160 kg.m^{-3}) hydrofilická minerální vlna Dachrock (Rockwool, Inc.) s paralelní orientací vláken k povrchu desky.

Použitá metoda měření

Pro stanovení vlhkostních parametrů byla použita opět tranzientní skoková metoda. Uspořádání měření je popsáno v kap. 9.1.3 – Tranzientní metoda měření vlhkostních parametrů.

Tab. VI. Složení cementového kompozitního materiálu (hm %).

komponenta	množství
cement CEM I 52.5	36,0
metakaolin K05	17,0
mikrosilika	4,0
wollastonit	39,0
aramidové vlákno 1,5 mm	2,0
aramidové vlákno 6 mm	2,0

Vybrané parametry měřených vzorků

HPC Beton: rozměry vzorků (50×50×150) mm.

	BR	BM	BS	BP
objemová hmotnost (kg.m^{-3})	2380	2366	2334	2356
hustota materiálu (kg.m^{-3})	2715	2691	2602	2717
pórovitost (%)	12,3	13	9,7	12,5

Kompozitní materiál na bázi PC vyztužený aramidovými vlákny: rozměry vzorků (50×50×25) mm.

	kompozitní materiál
objemová hmotnost (kg.m^{-3})	1404,7
hustota materiálu (kg.m^{-3})	2414,3
pórovitost (%)	41,8

Minerální vlna: rozměry vzorků (100×100×80) mm.

	minerální vlna
objemová hmotnost (kg.m^{-3})	170
hustota materiálu (kg.m^{-3})	2380
pórovitost (%)	92,7

10 VYHODNOCENÍ EXPERIMENTÁLNÍCH DAT POMOCÍ RŮZNÝCH METOD A DISKUZE ZÍSKANÝCH VÝSLEDKŮ

10.1 Studium termofyzikálních veličin – od experimentu k teplotní funkci

Vyhodnocení měření se liší podle použité metody měření a vyhodnocení.

Pro tranzientní metody lze popsat postup získání a zpracování naměřených dat následovně. Pomocí měřicího programu EMA (*Electrical Measurement Analyser*) byl zjištěn čas t (s), proud dodávaný do zdroje tepla I (A), napětí na zdroji tepla U_s (V) a rozdíl napětí na termočlátku ΔU_t (V).

Ze vstupních hodnot proudu a napětí zdroje lze získat Joulovo teplo (J) dodané do vzorku

$$Q = R I^2 t_0, \quad (112)$$

respektive výkon

$$P = R I^2 = U_s I, \quad (113)$$

kde R je elektrický odpor tepelného zdroje (Ω), I je elektrický proud (A) a t_0 je šířka vyslaného pulzu (s), tedy

$$\frac{Q}{S} = \frac{U_s I t_0}{2\pi r^2}, \quad (114)$$

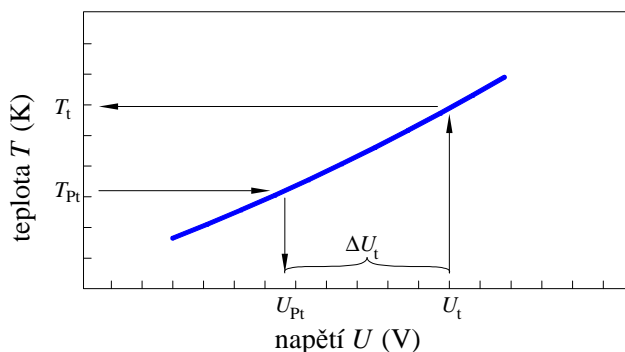
respektive

$$\frac{P}{S} = \frac{U_s I}{2\pi r^2}. \quad (115)$$

Pomocí kalibrační křivky platinového odporu je elektrický odpor, který je po celou dobu měření konstantní (např. při teplotě 25 °C je $R_{Pt} = 110,5 \text{ W}$), přepočten na teplotu T_{Pt} .

Následně byla tato teplota přepočtena na napětí U_{Pt} , viz obr. 34. V průběhu měření byla zaznamenávána změna napětí na termočlátku ΔU_t (V). Tato hodnota byla připočtena k napětí RTD senzoru. Výsledné napětí termočlátku U_t bylo přepočteno na konečnou teplotní odezvu termočlátku T_t (K).

Z teplotní funkce byly následně zjištěny hodnoty maxima změny teploty ΔT_{\max} a této teplotě odpovídající čas t_{\max} . (jak je patrné z obr. 13).



Obr. 34. Graf závislosti teploty na napětí termočlátku.

Pro měření termofyzikálních veličin skokovou metodou (step-wise) bylo zapotřebí rozlišit část měření, kdy byl vzorek vyhříván dlouhým tepelným pulzem až do saturace teploty ve vzorku (tzv. **ohřívací fáze**), a na část, kdy byl skok ukončen a byl snímán pokles teploty ve vzorku (tzv. **fáze chlazení**). Postup vyhodnocení je popsán např. v kap. 10.3.1.

Tento postup získání teplotní funkce při měření termofyzikálních parametrů pevných látek lze použít i pro termografické měření, kdy bylo experimentální uspořádání shodné s tranzientním, ale navíc byl termokamerou snímán povrch měřeného vzorku. Z výsledného termogramu pak lze získat teplotní funkci změny povrchové teploty materiálu a pro porovnání také vyhodnotit měření změny teploty na termočlánek, umístěném na povrchu měřeného vzorku.

10.2 Vyhodnocení experimentálních dat z maxima funkce

Metoda stanovení termofyzikálních parametrů je popsána v kapitole 8.1.

Vycházíme tedy z naměřené teplotní funkce (60) pro $E = 3$, $D = 2$ popsané rovnicí

$$\Delta T_r(t) = \frac{Q}{c_p \rho (4\pi a t)^{(E-D)/2}} \exp\left(-\frac{h^2}{4at}\right). \quad (116)$$

Pozici maxima funkce, ze které stanovujeme tepelné parametry, určíme z teplotní funkce (116) její derivací podle času a položíme ji rovnu nule (94)

$$\frac{\partial \log \Delta T_r}{\partial \log t} = \left(\frac{D-E}{2} + \frac{h^2}{4at} \right) = 0. \quad (117)$$

Z pozice maxima získáme hodnotu tepelné difuzivity a^* v tomto maximu

$$a^* = \frac{h^2}{2 t_{\max} (E-D)} = \frac{h^2}{2 t_{\max} f_a^*}, \quad (118)$$

kde je hodnota korekčního faktoru určená ze vztahu

$$f_a^* = \left(\frac{t_{\max}}{t_0} - 1 \right) \cdot \ln \left(\frac{t_{\max}/t_0}{(t_{\max}/t_0 - 1)} \right). \quad (119)$$

Měrnou tepelnou kapacitu c_p určíme ze vztahu

$$c_p = \frac{Q/S}{\rho \Delta T_{\max}} \frac{f_c^*}{h \sqrt{2\pi \exp(1)}} = \frac{Q/S}{\rho \Delta T_{\max}} \frac{1}{h^{E-D}} \left(\frac{E-D}{2\pi \exp(1)} \right)^{(E-D)/2}, \quad (120)$$

a konečně tepelnou vodivost λ

$$\lambda = c_p \rho a = \frac{Q/S}{2(E-D)\Delta T_{\max} t_{\max}} \frac{1}{h^{E-D-2}} \left(\frac{E-D}{2\pi \exp(1)} \right)^{(E-D)/2}. \quad (121)$$

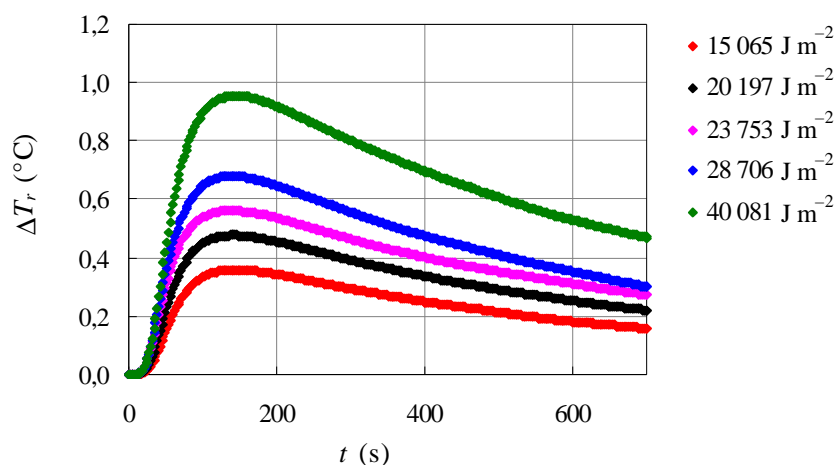
10.2.1 PMMA

Polymetylmetakrylát, jehož termofyzikální vlastnosti jsou známy (viz kap. 9.2.1), byl použit jako standardní materiál pro ověření funkčnosti měřicí aparatury tranzientní metody a následně samotné vyhodnocovací metody z maxima funkce. Výsledky této studie byly prezentovány mimo jiné v roce 2006 na Thermophysics 2006 [55].

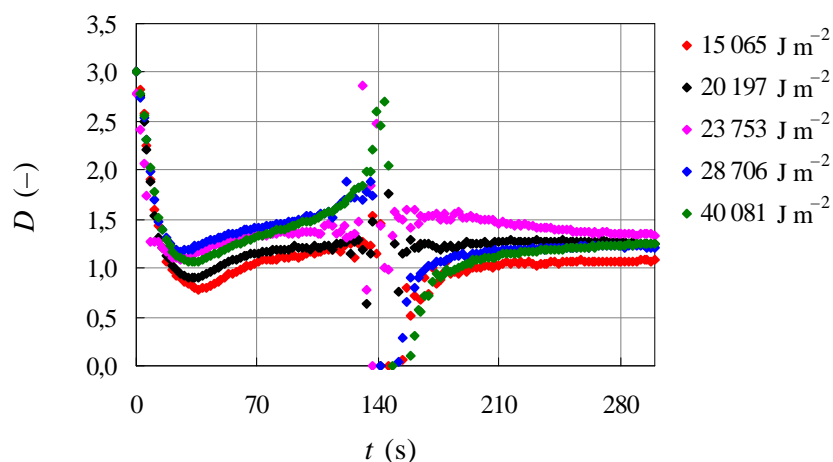
Parametry měření byly následující:

- teplota měření: 25 °C, 30 °C; 50 °C;
- tloušťka měřeného materiálu h : (0,003–0,006) m;
- průměr měřeného materiálu D_{vz} : 0,03 m;
- šířka tepelného t_0 pulzu se měnila v rozmezí: (4 – 40) s;
- dodaný výkon tepelného zdroje P : (0,18 – 3,03) W;
- ekvivalentní dodané teplo Q/S : 13 000 J.m⁻²;
- maximální změna teploty ΔT_{max} : (0,1 – 1,4) °C.

Na obr. 35 lze pozorovat výsledné teplotní závislosti naměřené při zvolených parametrech měření.



Obr. 35. Teplotní funkce vzorku PMMA při různých hodnotách dodaného tepla.



Obr. 36. Fraktální dimenze rozložení tepla ve vzorku určená z rostoucí části teplotní funkce.

Fraktální tepelný zdroj charakterizuje rozdělení teploty ve vzorku v určitém čase. Charakter těchto závislostí vycházel z různých tloušťek měřeného vzorku. Závislosti stanovené fraktální dimenze na čase jsou zobrazeny na obr. 36. Obecně můžeme říci, že hodnoty fraktální dimenze naměřených výsledků začínaly na hodnotě $D \approx 3$ a následně se ustálily k nějaké konstantní hodnotě. Ta obecně závisí na tepelných ztrátách v průběhu přenosu tepla vzorkem.

Z naměřených dat byla nalezena optimální měření (experimentální podmínky) pro stanovení termofyzikálních parametrů PMMA (viz tab. VII). Typický nárůst teplotní změny byl pro obdržení spolehlivých dat v rozmezí (0,3–1,0) °C. Ekvivalentně tomu bylo dodané teplo do vzorku v rozmezí (13 000–40 000) J.m⁻².

Měření pulzní tranzientní metodou a vyhodnocení z maxima teplotní funkce poskytovala data s chybou měření menší než 4,35 % pro tepelnou difuzivitu, obdobně chybu 1,25 % pro měrnou tepelnou kapacitu a konečně 3,59 % pro tepelnou vodivost PMMA.

Průměrné hodnoty $a = 0,115 \text{ mm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, $c_p = 1428,2 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ a $\lambda = 0,195 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ byly v dobrém souladu s tabelovanými hodnotami uvedenými v tab. IV.

Tab. VII. Termofyzikální parametry PMMA naměřené při optimálních experimentálních podmínkách.

$Q/S \text{ (J} \cdot \text{m}^{-2})$	$P \text{ (W)}$	$\Delta T_{\max} \text{ (}^\circ\text{C)}$	$t_{\max} \text{ (s)}$	$a \text{ (mm}^2 \cdot \text{s}^{-1})$	$c_p \text{ (J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1})$	$\lambda \text{ (W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1})$
13 069	0,58	0,307	144	0,113	1 425,0	0,190
17 325	0,67	0,398	146	0,110	1 457,1	0,190
17 267	0,67	0,397	148	0,109	1 456,9	0,188
19 789	0,76	0,460	144	0,112	1 440,5	0,190
17 990	0,92	0,424	148	0,113	1 420,0	0,190
20 197	1,21	0,477	141	0,120	1 419,1	0,202
23 753	1,75	0,563	139	0,124	1 414,1	0,207
28 706	2,88	0,680	141	0,123	1 415,2	0,207
40 081	2,88	0,955	148	0,115	1 405,6	0,192
				(0,115 ± 0,005)	(1 428,2 ± 17,8)	(0,195 ± 0,007)

Nevýhodou této metody je, že předpokládá, že tepelný zdroj v čase, kdy funkce změny teploty dosahuje maxima, je roven dvěma ($E = 3$, $D = 2$), což nemusí být vždy splněno. Proto byly hledány další metody.

10.2.2 Laminační fólie fotovoltaických článků

Při návrhu fotovoltaických (FV) modulů založených na krystalickém křemíku jsou používány různé typy laminačních fólií, na jejichž tepelné vlastnosti může mít vliv okolní prostředí. Hlavním účelem zapouzdření je zajistit ochranu fotovoltaických panelů proti poškození vlivem prostředí (zvláště vlhkost). Nicméně laminační fólie mohou ovlivnit také elektrické chování celého panelu, v důsledku rozdílů v pracovní teplotě. Je dobře známo, že se vzrůstající teplotou solárního článku klesá účinnost fotovoltaické konverze. Proto je důležité studovat termofyzikální vlastnosti laminačních fólií, které se používají k zapouzdření fotovoltaických článků. Tyto materiály musí mít nízkou měrnou tepelnou kapacitu a vysokou tepelnou vodivost. Proto, při použití laminační fólie s nízkou absorpcí, vysokou tepelnou vodivostí a vysokou emisivní schopností zadní (neozářené) strany, může být snížena pracovní teplota FV modulu a tudíž zvýšen generovaný výkon a zkrácena návratnost investice. Tato metoda měření je relativní. Z hlediska získaných parametrů není cílem určit termofyzikální parametry laminačních fólií, ale jen porovnat vliv zvolené laminační fólie na tepelný tok z fotovoltaického panelu. Jako model reálného fotovoltaického panelu byl použit plošný zdroj tepla umístěný mezi dva PMMA bloky s definovanými tepelnými vlastnostmi. Měření na reálných fotovoltaických panelech bylo provedeno také pomocí termokamery (viz obr. 24) a mezi oběma druhy měření byl nalezen vzájemný vztah.

Plošný zdroj tepla vložený mezi dva PMMA bloky s definovanými tepelnými vlastnostmi byl použit jako definovaný reálný zdroj tepla simulující FV modul. Cílem bylo určit rozdíly v tepelných vlastnostech studovaných struktur po vložení laminačních fólií. Na základě těchto experimentálních výsledků je možné stanovit vhodnost studovaných laminačních fólií při návrhu reálného fotovoltaického panelu. Toto uspořádání měření bylo zvoleno z důvodu obtížů spojených s měřením tepelných vlastností tenkých laminačních fólií a nemožnosti použít ideální model pro transport tepla skrz takové fólie.

Cílem měření bylo porovnat tepelné vlastnosti systému PMMA bez laminačních fólií a s vloženými laminačními fóliemi. Podle změn tepelných vlastností (měrná tepelná kapacita, tepelná vodivost a tepelná difuzivita) je možné posoudit vhodnost aplikace laminačních fólií na fotovoltaických panelech.

Výsledky byly prezentovány mimo jiné v roce 2008, na 18th European Conference on Thermophysical Properties [21], či na Thermophysics 2008 [56], následně v roce 2009 s použitím nového vyhodnocovacího modelu na Thermophysics 2009 [34].

Kvantitativnímu studiu tepelných vlastností laminačních fólií předcházelo předběžné měření fotovoltaického panelu složeného z 8 fotovoltaických článků. Jednotlivé články byly ze zadní strany pokryty různými laminačními fóliemi (obr. 37).

Parametry měření byly následující:

- teplota měření: 25 °C;
- tloušťka vloženého PMMA h : 0,006 m;
- průměr měřeného materiálu D_{vz} : 0,03 m;
- šířka tepelného t_0 pulzu se měnila v rozmezí: (28–44) s;

- dodaný výkon tepelného zdroje P : (1,43–3,94) W;
- ekvivalentní dodané teplo Q/S : (29–122) kJ.m⁻²;
- maximální změna teploty ΔT_{\max} : (0,12–3,6) °C.

Typy laminačních fólií se skládaly z jednobarevných, transparentních a dvoubarevných fólií.

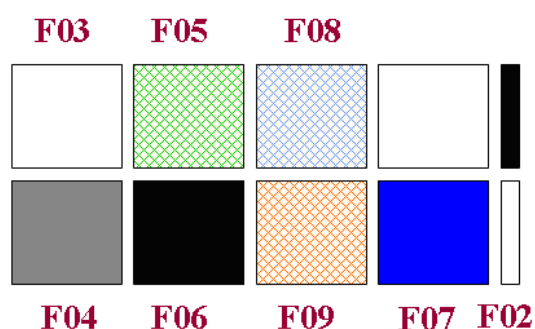
Tab. VIII. Označení použitých laminačních fólií.

označení	zkratka	popis
JEDNOBAREVNÉ FÓLIE		
F03	mat – bílá – lesk; lesk – bílá – mat	bílá fólie
F04	mat – šedá – lesk; lesk – šedá – mat	šedá fólie
F06	mat – černá – lesk; lesk – černá – mat	černá fólie
TRANSPARENTNÍ FÓLIE		
F05	transparent	transparentní fólie
F08	transparent	transparentní fólie
F09	transparent	transparentní fólie
DVOUBAREVNÉ FÓLIE		
F02	bč – čb; čb – bč	černá/bílá fólie
F07	bílá – modrá; modrá – bílá	modrá/bílá fólie

Černo/bílá laminační fólie nebyla umístěna pod žádný fotovoltaický článek.

Uspořádání experimentu pro měření tranzientní pulzní metodou lze vidět na obr. 28 uprostřed a vpravo (viz kap. 9.2.2).

Ohřev způsobený ozářením vzorku (obr. 28 vlevo) byl simulován plošným tepelným zdrojem, polymethylmetakrylát (PMMA) – F01 byl použit pro odvod tepla z laminační fólie. Na čelní straně, kde byla měřena teplota, bylo sklo nahrazeno PMMA.



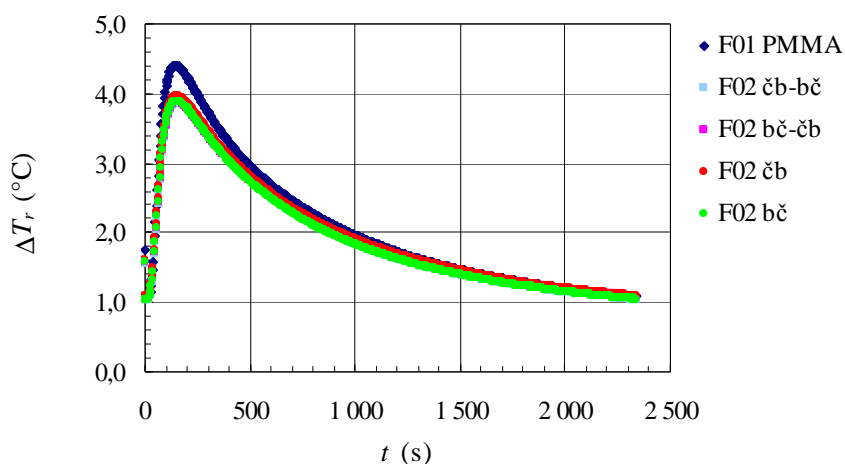
Obr. 37. Uspořádání fotovoltaického panelu.

Měřené odezvy zaznamenané pomocí pulzní tranzientní metody při zvolených parametrech měření jsou zobrazeny na obr. 38. Z teplotních závislostí je zřejmé, že vzorky bez laminační fólie (PMMA) měly vyšší změnu teploty než vzorky s laminační fólií.

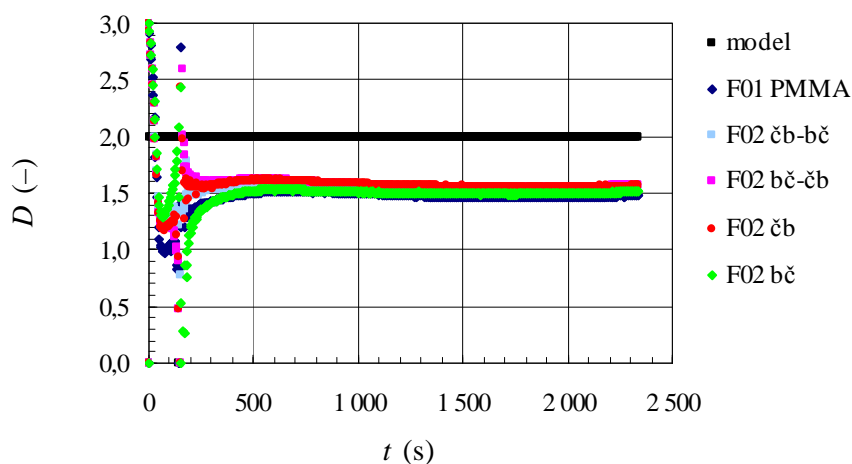
Zanedbatelné rozdíly v teplotní změně vzorků s laminační fólií umístěnou na jedné nebo obou stranách tepelného zdroje jsou v rozporu s termografickým záznamem (obr. 42). Toto termografické měření je popsáno dále. Detailní analýzou, která je později zmíněna, bylo zjištěno, že změny v odezvách skutečně existovaly.

Nejprve byly z měření teplotních odezev PMMA (obr. 38) definovány parametry systému, tj. hodnoty tepelné difuzivity, tepelné vodivosti a měrné tepelné kapacity. Výsledky získané z měření vzorku odpovídaly hodnotám uváděným v literatuře (viz tab. IV).

Po vložení laminační fólie z jedné (nebo obou stran) se tepelné vlastnosti systému z důvodu rozdílného způsobu disipace tepla změnily. Maxima odezev se posunula k nižším (nebo vyšším hodnotám). Jak je patrné z obr. 38, v tomto případě byla teplotní maxima systému s laminačními fóliemi nižší.

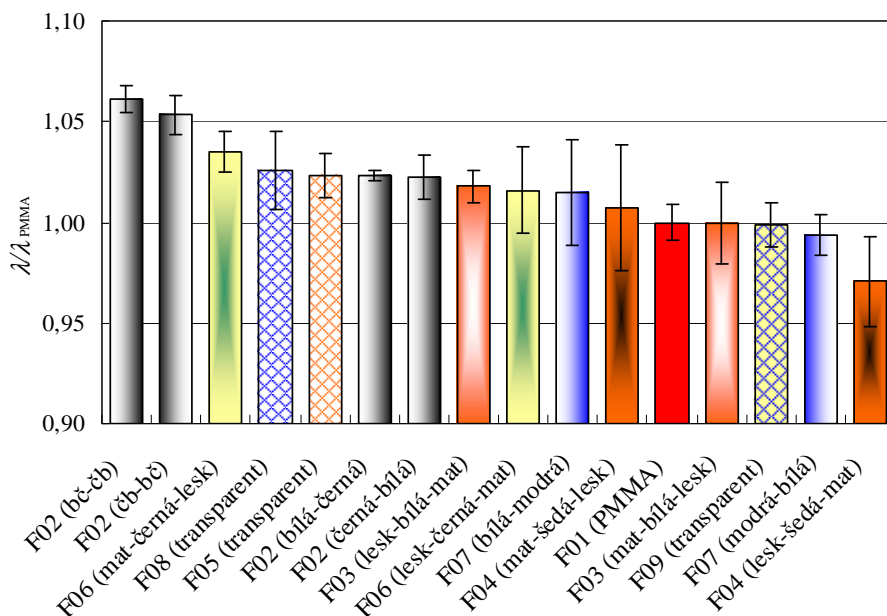


Obr. 38. Teplotní odezvy vzorků při t_0 : 28 s a Q/S : $(15-40) \text{ kJ.m}^{-2}$; F01: bez laminační fólie (PMMA), F02: s černo/bílou laminační fólií (čb, bč), viz obr. 28 uprostřed a s dvěma laminačními fóliemi F02 z obou stran (bč-čb, čb-bč), viz obr. 28 vpravo (kap. 9.2.2).

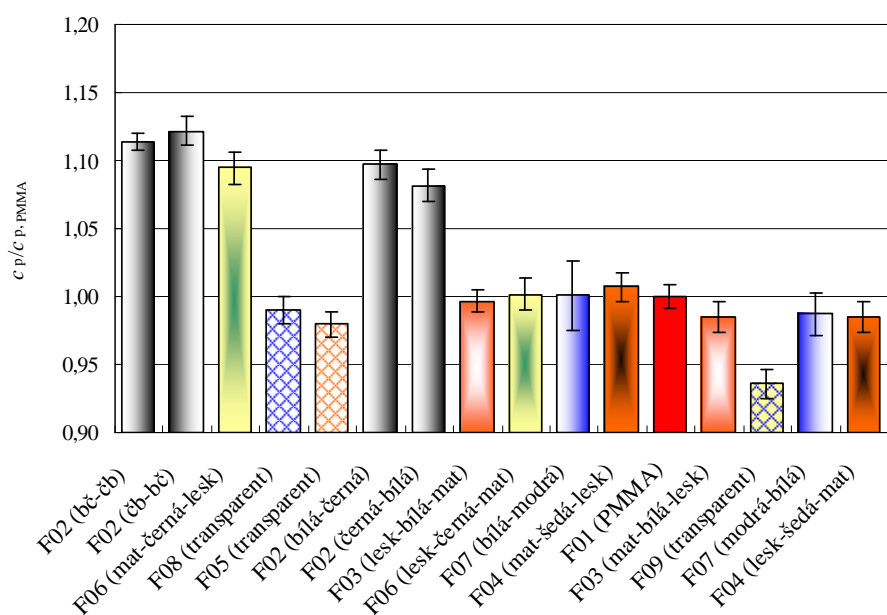


Obr. 39. Závislosti fraktálních dimenzí D určených z teplotní závislosti zobrazených na obr. 38.

Jestliže analyzujeme tyto změněné charakteristiky, získáme odlišné hodnoty tepelných parametrů než v případě samotného PMMA. Porovnáním těchto hodnot s hodnotami získanými z PMMA bylo možné stanovit změny tepelné vodivosti a měrné tepelné kapacity systému, což je vidět na obr. 40 a na obr. 41.



Obr. 40. Relativní změny tepelné vodivosti systému složeného z PMMA a laminačních fólií vzhledem k samotnému PMMA (F01) (popis jednotlivých laminačních fólií – viz tab. VIII).



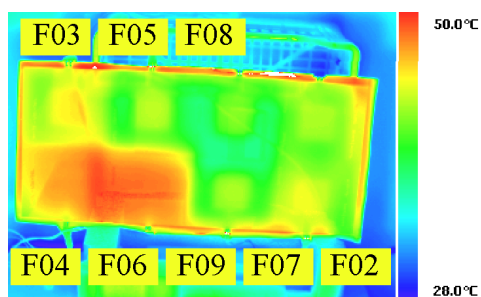
Obr. 41. Relativní změny měrné tepelné kapacity systému složeného z PMMA a laminačních fólií vzhledem k samotnému PMMA (F01) (popis jednotlivých laminačních fólií – viz tab. VIII).

Pokud jde o tepelnou vodivost, vhodné tepelné vlastnosti jsou demonstrovány na vzorcích umístěných nalevo od vzorku F01 (viz obr. 41). Po jejich aplikaci došlo ke zvýšení tepelné vodivosti celého článku. Z pohledu měrné tepelné kapacity se zdají být vhodnými materiály, které způsobují její redukci.

Nejvhodnějšími materiály jsou transparentní vrstvy F02 a F05. Dalším vhodným adeptem pro aplikaci na fotovoltaických panelech je také transparentní vrstva F07, jejichž aplikace způsobila významný pokles měrné tepelné kapacity, zatímco tepelná vodivost se v porovnání s PMMA nezměnila vůbec.

Výsledky teoretického modelu byly ověřeny měřeními reálných systémů s uzavřenými fotovoltaickými články. Laminační fólie vhodné z hlediska tepelné vodivosti (jsou větší než vodivost systému bez laminační fólie – vzorek F01) a také z hlediska měrné tepelné kapacity (jsou menší než měrná tepelná kapacita systému bez laminační fólie – vzorek F01). Jak je patrné z obr. 40 a obr. 41, tyto vlastnosti měly transparentní laminační fólie F05, F08, F09. Výsledné znalosti povedou k optimalizaci konstrukce fotovoltaických modulů s ohledem na disipaci tepla v reálných podmínkách.

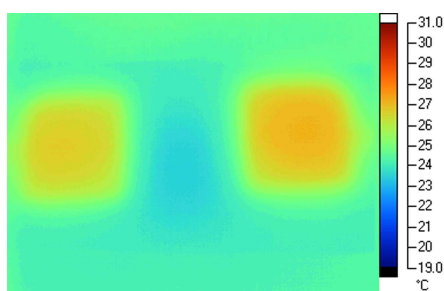
Fotovoltaický panel byl prostudován také pomocí termokamery. Panel byl orientován tak, aby byla umožněna disipace tepla ze zadní strany (vedením, konvekcí a radiací). Distribuce teploty na tomto panelu po ozáření dvěma 500 W žárovkami ze vzdálenosti 1 m bylo snímáno termokamerou Fluke TI55 (obr. 23) a je zobrazeno na obr. 42.



Obr. 42. Termograf fotovoltaického panelu složeného z uzavřených článků v různých laminačních fóliích.

Obr. 42 jasně ukazuje, že nejhorší odvod tepla byl z černé a šedé laminační fólie (F06, F04), jejichž teplota byla přibližně 50 °C. Naopak, nejlepší odvod tepla bylo možné pozorovat z transparentních laminačních fólií (F08, F09 a F05), jejichž teplota byla přibližně 35 °C.

Obr. 43 ilustruje situaci, kdy dva fotovoltaické články byly laminovány stejnou dvoubarevnou laminační fólií s různou orientací. Na levé straně byla fólie umístěna tak, že se její modrá strana dotýkala fotovoltaického článku a bílá byla na povrchu. Laminační fólie orientovaná obráceně je na pravé straně obrázku. Je zřejmé, že teplota článku byla vyšší ve druhém případě, protože emisivita bílého povrchu byla větší než emisivita povrchu modrého.



Obr. 43. Termograf dvou fotovoltaických článků s různou orientací laminačního filmu (modrá/bílá F07). Nalevo bílá strana směrem nahoru; napravo obrácené uspořádání.

Použitá metoda nestudovala ve směru důsledku tepelné vlastnosti laminačních fólií, ale jejich vliv v tepelné soustavě na vlastnosti použitého etalonu/standardu (PMMA). Stejně jako v předchozím experimentu, i v tomto případě se ukázalo použití vyhodnocení experimentálních dat z maxima funkce jako ne zcela vhodné.

10.3 Vyhodnocení experimentálních dat diferenciální metodou

Metoda stanovení termofyzikálních parametrů je popsána v kapitole 8.2.

Vycházíme z naměřené teplotní funkce. Z derivace logaritmického tvaru teplotní odezvy (103) můžeme vidět její parabolický tvar

$$y = \frac{d \ln \Delta T_r}{d(1/t)} = a_2 t^2 + a_1 t - a_0. \quad (122)$$

Z prvního členu a_2 lze získat hodnotu efektivního poloměru vzorku R

$$R = \frac{h}{\sqrt{a_0 a_2}}, \quad (123)$$

z druhého členu lze určit parametr s

$$s = a_1 + 1, \quad (124)$$

následně hodnotu fraktální dimenze D plošného zdroje tepla

$$D = E - 2(a_1 + 1). \quad (125)$$

Tento parametr vypovídá o kvalitě zdroje tepla.

Z posledního členu lze vyjádřit tepelnou difuzivitu a

$$a = \frac{h^2}{4a_0}. \quad (126)$$

Tepelnou vodivost lze určit ze vztahu

$$\lambda = \frac{P}{2\pi \Delta T_r(t)} \left(\frac{a_0}{\pi h^2 t} \right)^{a_1} \exp \left[- \left(\frac{a_0}{t} + a_2 t \right) \right] \quad (127)$$

a konečně měrnou tepelnou kapacitu

$$c_p = \frac{\lambda}{\rho a}. \quad (128)$$

10.3.1 PMMA

Modifikovaná metoda vyhodnocení termofyzikálních parametrů – diferenciální metoda byla opět nejprve použita na experimentálních datech materiálu PMMA, jehož vlastnosti jsou známy, aby následně mohla být aplikována i na jiné studované materiály.

Experimentální výsledky byly mimo jiné prezentovány na konferenci 9th Asian Thermo-physical Properties Conference [39].

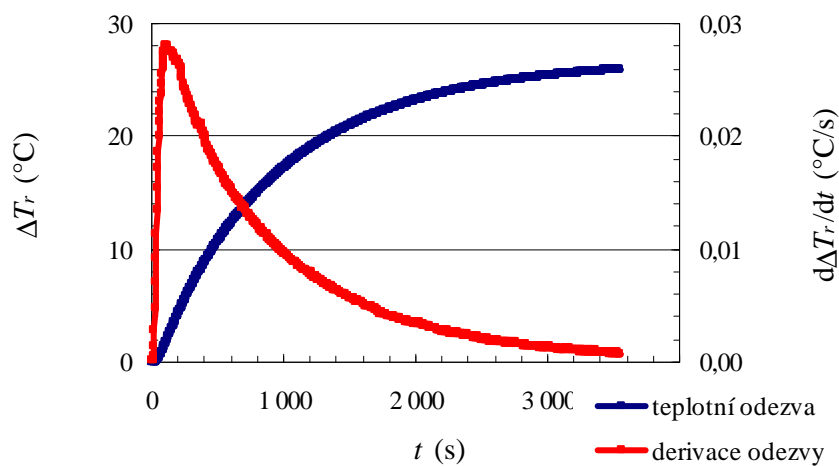
Parametry měření byly následující:

- teplota měření: 25 °C;
- tloušťka měřeného materiálu h : 0,006 m;
- průměr měřeného materiálu D_{vz} : 0,03 m;
- délka tepelného skoku – „ohřívací fáze“ t : 3 600 s;

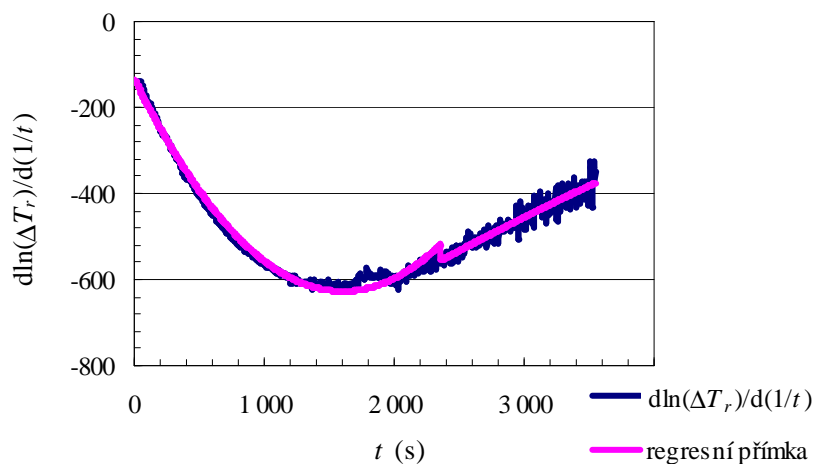
- délka chladnutí – „chladící fáze“ t : 3 600 s;
- dodaný výkon tepelného zdroje P : 1,533 W.

Experimentální data byla získána měřením skokovou tranzientní metodou. Měření trvalo 60 minut, dokud se ve vzorku neustálila stoupající teplota snímaná termočlánkem, nastala tedy *saturnace teploty*. Tato fáze měření se nazývá *fází ohřívací*. Teplotní odezva pro výše uvedené parametry měření na tepelný skokový pulz je zobrazena na obr. 44 společně s derivací dané závislosti $d\ln(\Delta T_r)/d(1/t) = f(t)$ ve tvaru paraboly (obr. 45) a její aproximace pomocí dvou kvadratických funkcí určených rovnicí (92). Z proložené regresní křivky bylo možné určit parametry této paraboly (viz kap. 8.2). Závislost předexponenciálního členu na čase je zobrazena v porovnání se ztrátovou parabolou na obr. 46.

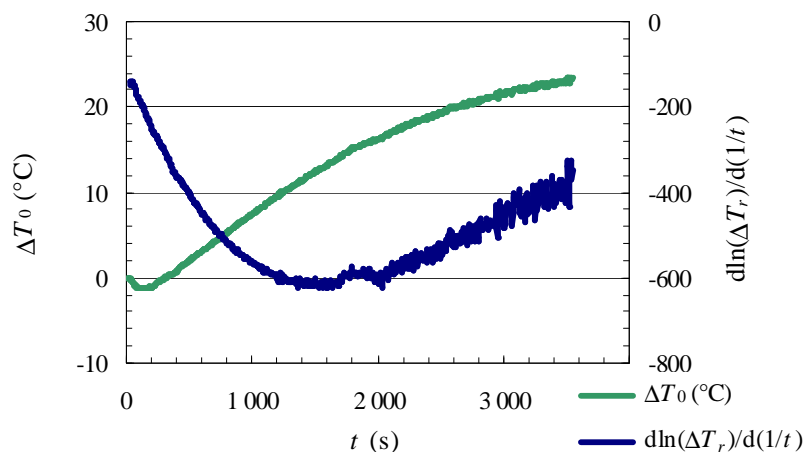
Parabola (přibližně do času 2000 s) popisuje vlastnosti modelového materiálu (PMMA) – ohřívací fáze (obr. 45), ve druhé fázi dominovaly ztráty tepla do okolí vzorku.



Obr. 44. Teplotní odezva PMMA na obdélníkový pulz $\Delta T_r = f(t)$ – ohřívací fáze – a její derivace $d\Delta T_r/dt = f(t)$.

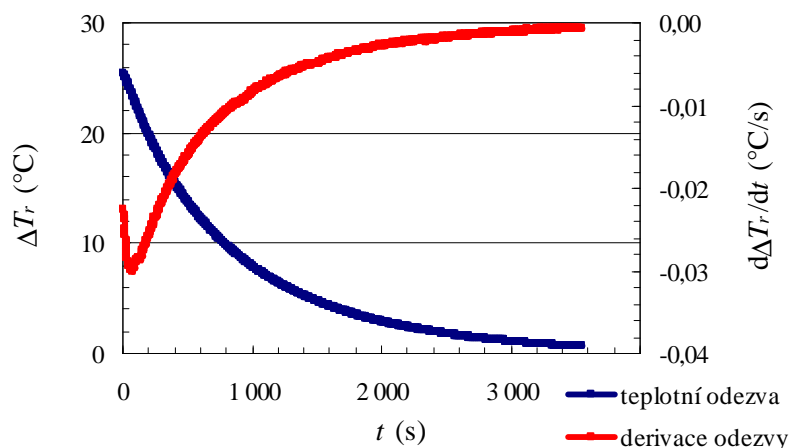


Obr. 45. Závislost $d\ln(\Delta T_r)/d(1/t) = f(t)$ použitá pro určení parametrů tepelného systému – ohřívací fáze – proložená regresní křivkou.

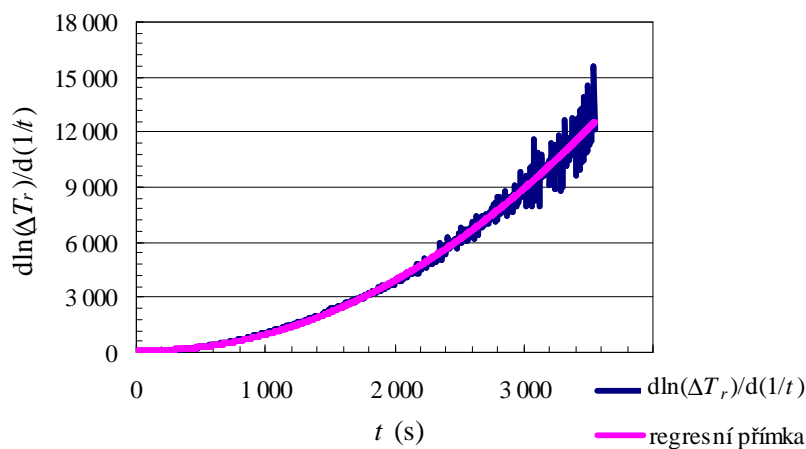


Obr. 46. Závislost předexponenciálního členu na čase v porovnání se ztrátovou parabolou pro ohřívací fázi měření PMMA.

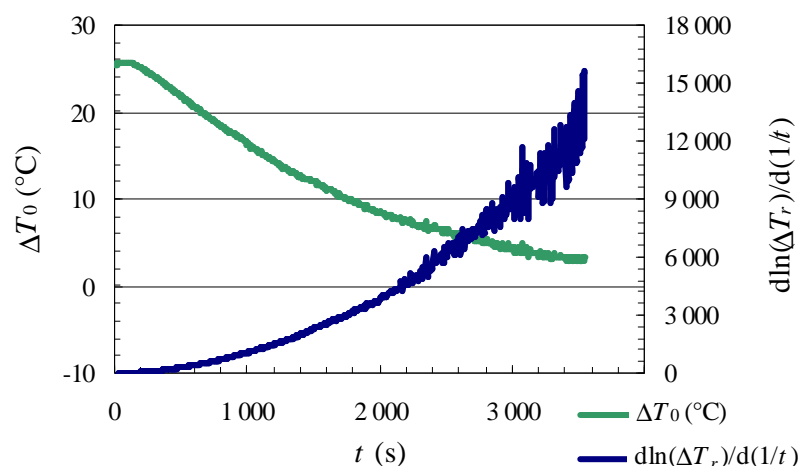
Následující měření, které opět trvalo 60 minut, tedy zhruba dokud se ve vzorku neustálila teplota, tato fáze se nazývá *chladičí fáze skoku*, byla sledována teplotní závislost po skončení dodávky tepla až do vychladnutí vzorku (viz obr. 47). V této fázi hrály hlavní roli především ztráty tepla do okolí vzorku.



Obr. 47. Teplotní odezva PMMA na obdélníkový pulz $\Delta T_r = f(t)$ – fáze chlazení – a její derivace $d\Delta T_r/dt = f(t)$.



Obr. 48. Závislost $d\ln(\Delta T_r)/d(1/t) = f(t)$ použitá pro určení parametrů tepelného systému – fáze chlazení – proložená regresní křivkou.



Obr. 49. Závislost předexponenciálního členu na čase v porovnání se ztrátovou parabolou pro fázi chlazení měření PMMA.

Souhrnné výsledky jsou uvedeny v tab. IX. V této tabulce jsou uvedeny dvě série měření.

Tab. IX. Tepelné parametry PMMA, tabelované a naměřené skokovou tranzientní metodou, vyhodnocené pomocí diferenciální metody.

měření	a ($\text{mm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$)	D (-)	$2R$ (mm)	λ ($\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)	c_p ($\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)
PMMA – tab.	0,1123	2,000	0,030	0,193	1450
OHŘÍVACÍ FÁZE					
1.	0,1095	2,316	0,046	0,194	1497
2.	0,1099	2,321	0,046	0,192	1473
CHLADÍCÍ FÁZE					
1.	0,0767	1,348	0,017	–	–
2.	0,3197	0,916	0,037	–	–

Jak je patrné z tab. IX, termofyzikální parametry PMMA vycházely s malou odchylkou od tabelovaných hodnot, lze tedy říci, že metodou měření nebyly ovlivněny termofyzikální parametry PMMA.

Při ohřívací fázi skokového měření vypovídá fraktální dimenze o kvalitě tepelného zdroje. Lze říci, že teplo se z plošného topného zdroje šířilo z celé jeho plochy, přičemž povrch zdroje tepla byl reliéfní (tzn. zdrsňený), tedy teplo se šířilo z větší plochy, než je skutečná plocha topení. Parametr D tedy v tomto případě charakterizuje vlastnosti neideálního plošného zdroje tepla ($D > 2$).

Při chladicí fázi skokového měření vypovídá fraktální dimenze o způsobu šíření tepla ve vzorku. Lze říci, že teplo se ve vzorku šířilo cylindrickým pláštěm. Z toho vyplývá, že na okrajích vzorku a pravděpodobně také na přechodech mezi jednotlivými částmi vzorku docházelo k přenosu tepla ze vzorku do okolí a vznikaly tak tepelné ztráty. Parametr D tedy v tomto případě charakterizuje vlastnosti neideálního lineárního zdroje tepla ($D \gg 1$).

Nevýhodou této metody je, že před vlastním vyhodnocením musí být provedena numerická derivace, která snižuje kvalitu experimentálních dat před vlastní víceparametrickou regresní analýzou.

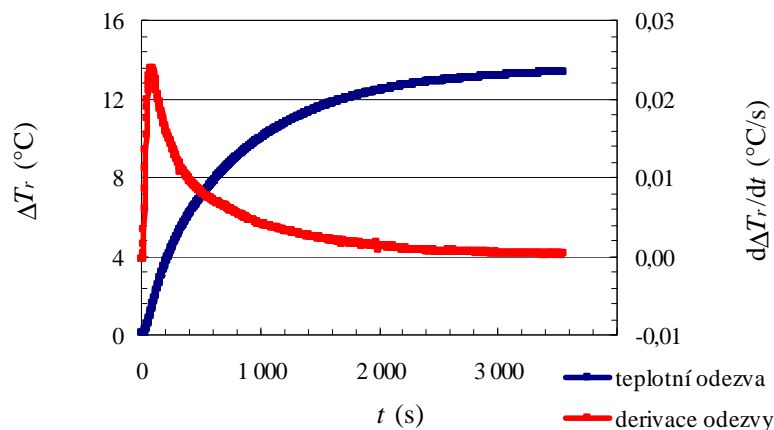
10.3.2 Laminační fólie fotovoltaických článků

V této části měření byl plošný zdroj tepla nahrazen nezalaminovanými a zalaminovanými fotovoltaickými články, které posloužily jako plošné topení.

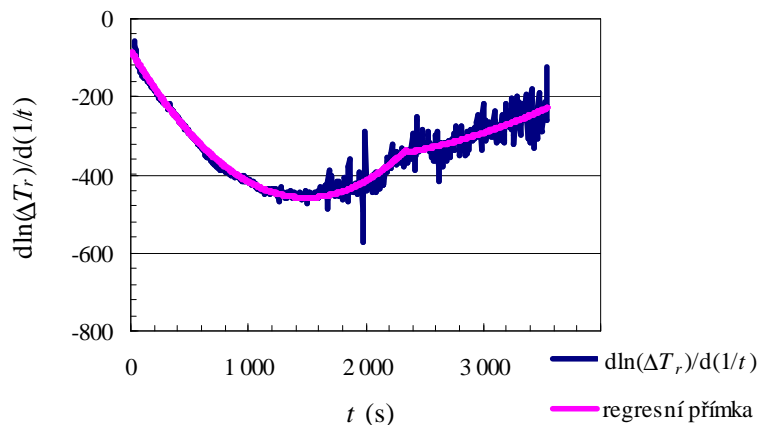
Parametry měření pro nezalaminovaný fotovoltaický článek byly následující:

- teplota měření: 25 °C;
- tloušťka vloženého PMMA h : 0,006 m;
- průměr měřeného materiálu D_{vz} : 0,03 m;
- délka tepelného skoku t : 3 600 s;
- délka „chladnutí“ t : 3 600 s;
- dodaný výkon tepelného zdroje P : 1,052 W.

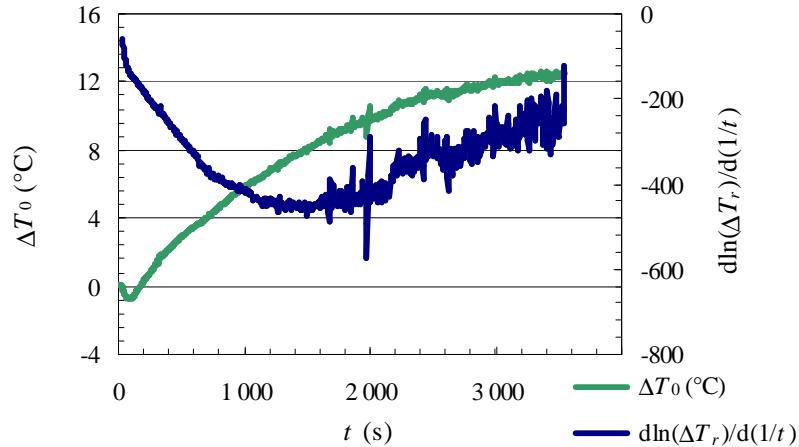
Při vyhodnocování byla porovnána odezva termočlánku po dobu trvání tepelného skoku. Porovnání tepelné odezvy termočlánku a derivované tepelné odezvy je na obr. 50. Červeně je zobrazena derivovaná teplotní odezva na jednotkový skok, která má tvar paraboly. Tato derivovaná odezva byla proložena regresní křivkou (viz obr. 51). Z ní lze následně určit parametry paraboly (viz tab. X). Závislost předexponenciálního členu na čase je v porovnání se ztrátovou parabolou zobrazen na obr. 52.



Obr. 50. Teplotní odezva nezalaminovaného FV článku na obdélníkový pulz $\Delta T_r = f(t)$ – ohřívací fáze – a její derivace $d\Delta T_r/dt = f(t)$.

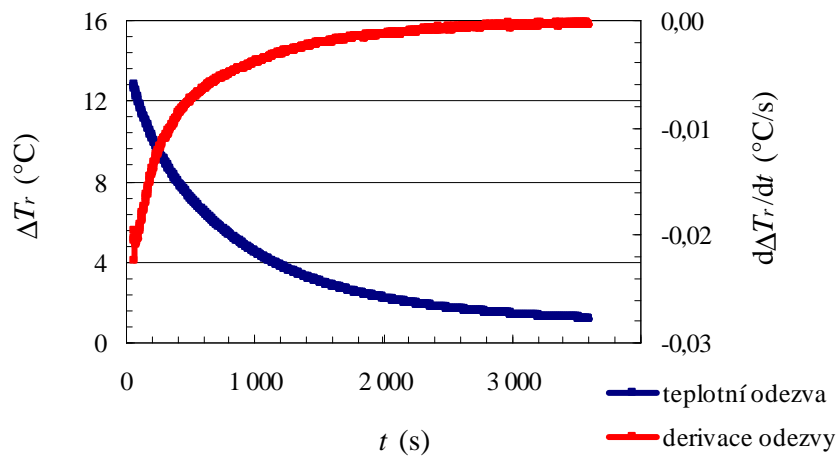


Obr. 51. Závislost $d\ln(\Delta T_r)/d(1/t) = f(t)$ použitá pro určení parametrů tepelného systému – ohřívací fáze – proložena regresní křivkou.

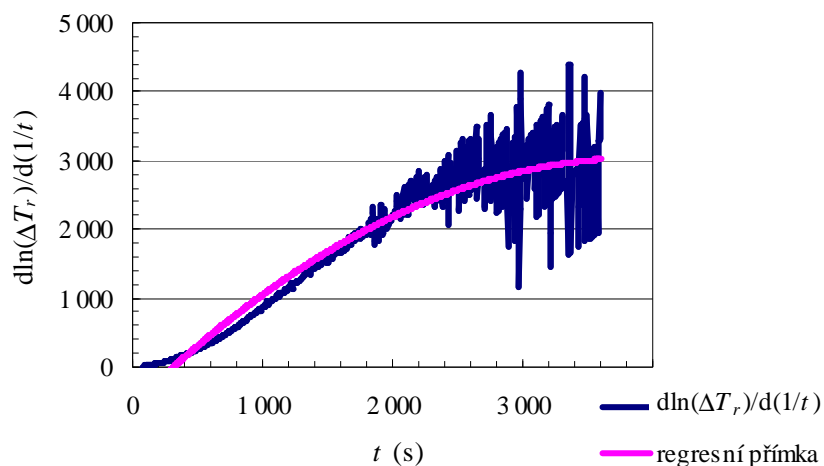


Obr. 52. Závislost předexponenciálního členu na čase v porovnání se ztrátovou parabolou pro ohřívací fázi měření nezalaminovaného FV článku.

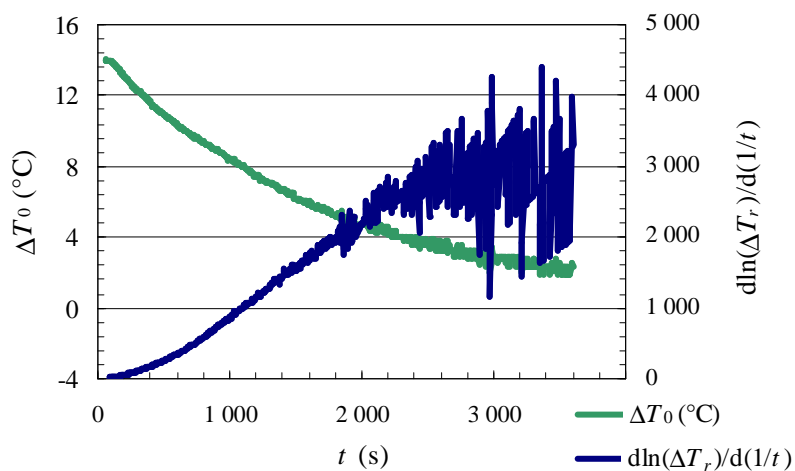
Při dalším vyhodnocování byla analyzována odezva termočlánku v době od ukončení tepelného skoku až do vychladnutí vzorku. Porovnání tepelné odezvy termočlánku a derivované tepelné odezvy stejně jako derivovaná teplotní odezva, která i v chladicí fázi měření měla tvar paraboly, je zobrazena na obr. 53. Parametry paraboly jsou uvedeny v tab. X. Závislost předexponenciálního členu na čase je v porovnání se ztrátovou parabolou zobrazena na obr. 55.



Obr. 53. Teplotní odezva nezalaminovaného FV článku na obdélníkový pulz $\Delta T_r = f(t)$ – fáze chlazení – a její derivace $d\Delta T_r/dt = f(t)$.



Obr. 54. Závislost $d\ln(\Delta T_r)/d(1/t) = f(t)$ použitá pro určení parametrů tepelného systému – fáze chlazení – proložena regresní křivkou.



Obr. 55. Závislost předexponenciálního členu na čase v porovnání se ztrátovou parabolou pro fázi chlazení měření nezalaminovaného FV článku.

Souhrnné výsledky jsou uvedeny v tab. X. V této tabulce jsou uvedeny dvě série měření.

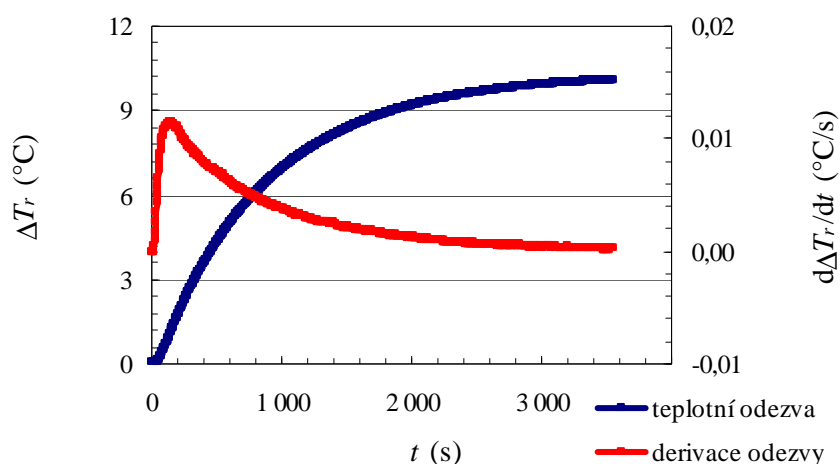
Tab. X. Tepelné parametry nezalaminovaného FV článku, naměřené skokovou tranzientní metodou, vyhodnocené pomocí diferenciální metody.

měření	a (mm ² .s ⁻¹)	D (-)	$2R$ (mm)	λ (W.m ⁻¹ .K ⁻¹)	c_p (J.kg ⁻¹ .K ⁻¹)
OHŘÍVACÍ FÁZE					
1.	0,1087	2,008	0,051	0,200	2 181
2.	0,1910	2,264	0,048	0,196	1 899
CHLADÍCÍ FÁZE					
1.	0,0787	1,248	0,017	–	–
2.	0,0669	1,155	0,016	–	–

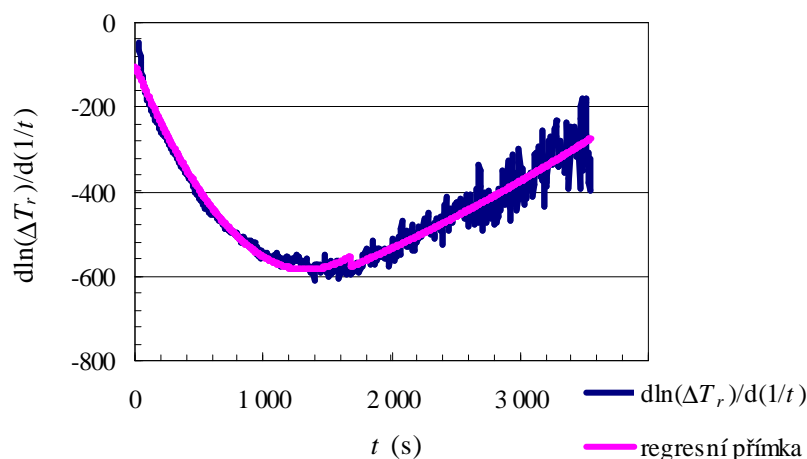
V následujícím měření byl plošný zdroj tepla nahrazen zalaminovaným fotovoltaickým článkem, který posloužil jako plošné topení. Měření stejně jako vyhodnocení experimentálních dat probíhala stejným způsobem jako v předchozím případě.

Parametry měření pro zalaminovaný fotovoltaický článek byly následující:

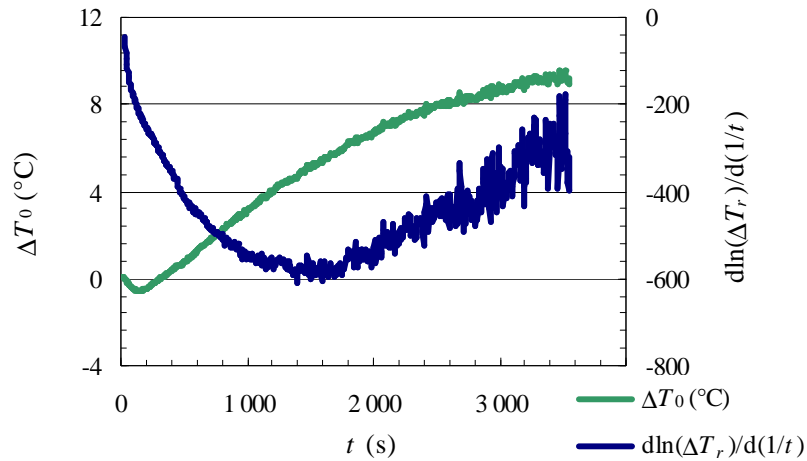
- teplota měření: 25 °C;
- tloušťka vloženého PMMA h : 0,006 m;
- průměr měřeného materiálu D_{vz} : 0,03 m;
- délka tepelného skoku t : 3 600 s;
- délka „chladnutí“ t : 3 600 s;
- dodaný výkon tepelného zdroje P : 1,071 W.



Obr. 56. Teplotní odezva zalaminovaného FV článku na obdélníkový pulz $\Delta T_r = f(t)$ – ohřívací fáze – a její derivace $d\Delta T_r/dt = f(t)$.

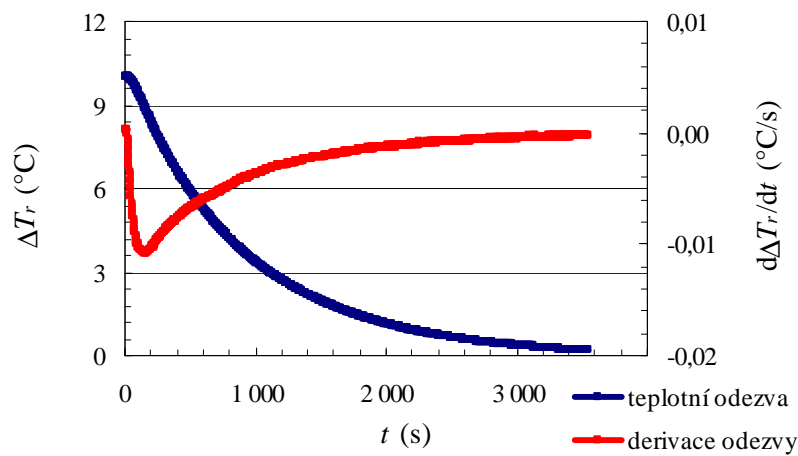


Obr. 57. Závislost $d\ln(\Delta T_r)/d(1/t) = f(t)$ použitá pro určení parametrů tepelného systému – ohřívací fáze – proložená regresní křivkou.

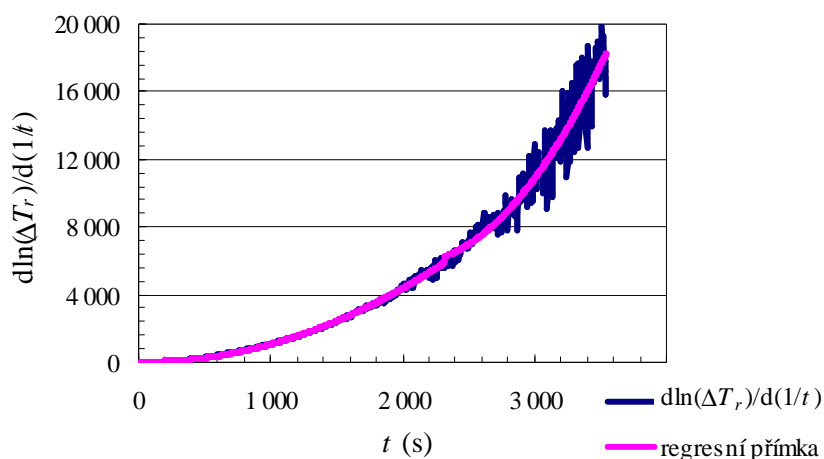


Obr. 58. Závislost předexponenciálního členu na čase v porovnání se ztrátovou parabolou pro ohřívací fázi měření zalaminovaného FV článku.

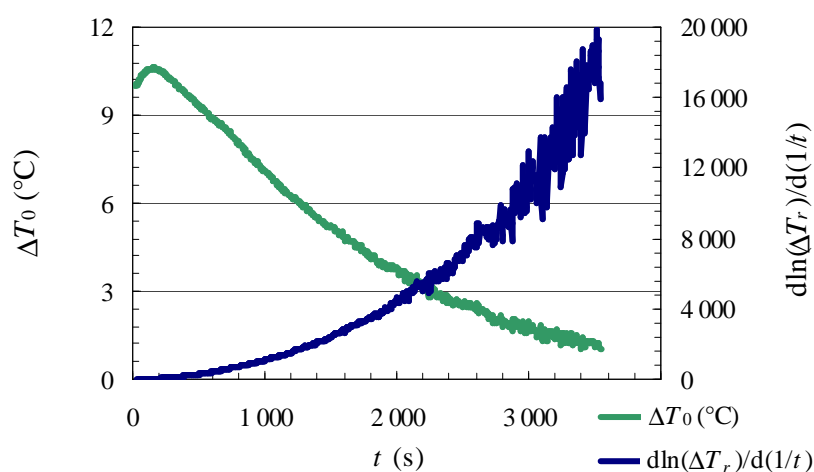
Při dalším vyhodnocování byla analyzována odezva termočlánku v době od ukončení tepelného skoku až do vychladnutí vzorku. Porovnání tepelné odezvy termočlánku a derivované tepelné odezvy stejně jako derivovaná teplotní odezva, která měla i v chladící fázi měření tvar paraboly je zobrazena na obr. 59. Parametry paraboly jsou uvedeny v tab. XXI. Závislost předexponenciálního členu na čase je v porovnání se ztrátovou parabolou zobrazen na obr. 61.



Obr. 59. Teplotní odezva zalaminovaného FV článku na obdélníkový pulz $\Delta T_r = f(t)$ – fáze chlazení – a její derivace $d\Delta T_r/dt = f(t)$.



Obr. 60. Závislost $d\ln(\Delta T_r)/d(1/t) = f(t)$ použitá pro určení parametrů tepelného systému – fáze chlazení – proložená regresní křivkou.



Obr. 61. Závislost předexponenciálního členu na čase v porovnání se ztrátovou parabolou pro fázi chlazení měření zalaminovaného FV článku.

Souhrnné výsledky jsou uvedeny v tab. XI. V této tabulce jsou uvedeny dvě série měření.

Tab. XI. Tepelné parametry zalaminovaného FV článku, naměřené skokovou tranzientní metodou, vyhodnocené pomocí diferenciální metody.

měření	a ($\text{mm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$)	D (-)	$2R$ (mm)	λ ($\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)	c_p ($\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)
OHŘÍVACÍ FÁZE					
1.	0,0884	2,448	0,036	0,175	1 668
2.	0,1500	2,530	0,046	0,200	1 125
CHLADÍCÍ FÁZE					
1.	0,2420	1,201	0,029	–	–
2.	0,5307	1,801	0,035	–	–

10.3.3 PCM (led – voda – pára)

Experimentální výsledky tohoto experimentu byly taktéž prezentovány na konferenci 9th Asian Thermophysical Properties Conference [39].

Tepelné vlastnosti vody byly měřeny od teploty 0 °C (led ve vodě) až po teplotu 100 °C (pára ve vodě).

Experimentální podmínky byly následující:

- průměr plošného zdroje tepla $2R = 72$ mm;
- vzdálenost Pt odporu (RTD), který byl použit pro měření teploty, byla $h = 30$ mm;
- tepelný příkon byl 20 W.

Parametry měření byly následující:

- teplota měření: (0–100) °C;
- délka měření t : 8 400 s;
- příkon tepelného zdroje P : 18,18 W.

Měření bylo provedeno v tepelně izolované vakuové láhvi. Hustota se měnila přibližně v rozsahu $\rho = (916 - 1000)$ kg.m⁻³. Další parametry ledu, vody a páry jsou uvedeny v tab. XII.

Latentní teplo L pro různé množství substance je možné určit pomocí rovnice

$$L = \frac{Q}{m}, \quad (129)$$

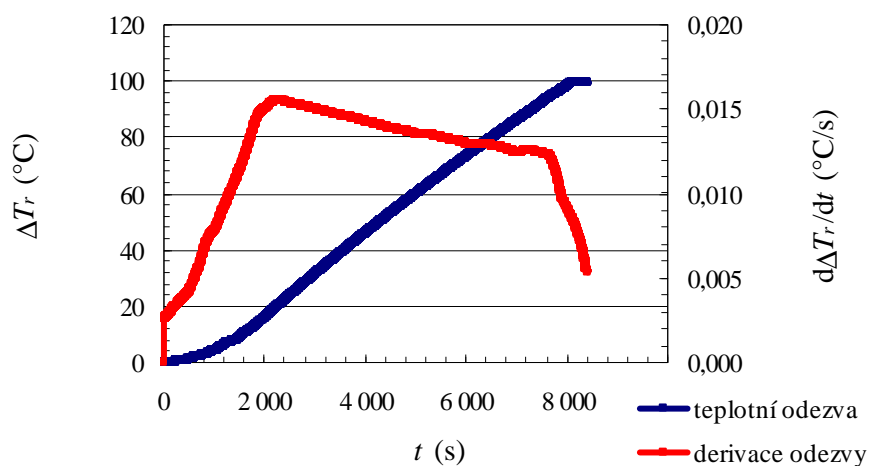
kde Q je tepelná energie uvolněná nebo absorbovaná během fázové přeměny, m je množství substance a L je měrné latentní teplo jednotlivé substance.

Měření bylo provedeno vertikálním uspořádáním, takže se teplo šířilo jak vedením tak i prouděním. Sledované parametry tedy popisují oba procesy. Nemůžeme tedy v tomto případě říci jaké vlastnosti má voda v jednotlivých fázích, ale jaké vlastnosti má celá soustava.

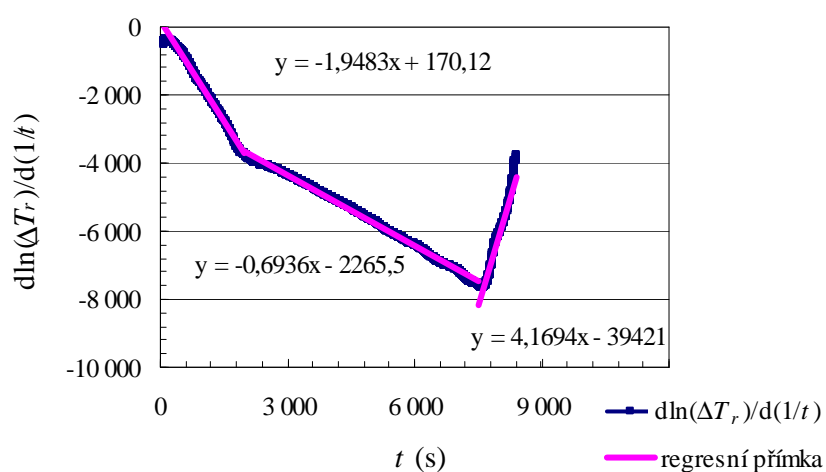
Parametr L_f představuje měrné latentní teplo tání (led – voda) a L_v měrné latentní teplo odpařování (voda – pára).

Typická odezva na tepelný skok je společně s její derivací uvedena na obr. 62. Derivace logaritmické závislosti jako funkce teploty $\ln(\Delta T_r)/d(1/t) = f(t)$ je uvedena na obr. 63. Z proložených závislostí, které jsou lineární, je zřejmé, že zráty byly v celém intervalu zanedbatelné.

V závislostech byly patrné dva zlomy, první zastupoval celkové rozpuštění ledu ve vodě (přibližně při 18 °C), druhý představoval stav, kdy se pod vodou vytvořila pára (přibližně při 95 °C). Parametry tepelného systému byly určeny pro všechny tři sklony naměřené závislosti. V oblastech fázových přeměn byly výsledky sporné, neboť vyjadřovaly pouze efektivní (účinné) vlastnosti systému (led-voda, voda-pára).



Obr. 62. Tranzientní teplotní odezva na jednotkový skok $\Delta T_r = f(t)$ vody.



Obr. 63. Jednotlivé úseky derivace $d\ln(\Delta T_r)/d(1/t) = f(t)$ proložené regresními křivkami, z nichž lze stanovit tepelné parametry systému.

Tab. XII. Tepelné parametry vody (tabelované a stanovené skokovou metodou) [57–59].

Materiál		a ($\text{mm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$)	D (–)	$2R$ (mm)	ρ ($\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$)	λ ($\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)	c_p ($\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)	L ($\text{kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$)
Tabelované hodnoty	led (–20 °C)	1,3353	2,000	72	917,0	2,40	1960	330
	voda (4 °C)	0,1379	2,000	72	1000,0	0,58	4205	
	voda (25 °C)	0,1463	2,000	72	997,1	0,61	4183	
	pára	0,1683	2,000	72	957,9	0,68	4217	2276
Naměřené hodnoty	led – voda	3,2000	4,897	$\rightarrow \infty$	–	0,064	–	–
	voda	0,0993	2,387	$\rightarrow \infty$	1000,0	0,223	2250	–
	voda – pára	0,0057	–7,339	$\rightarrow \infty$	–	–	–	–

10.3.4 Studium termofyzikálních vlastností kapalin

10.3.4.1 Voda

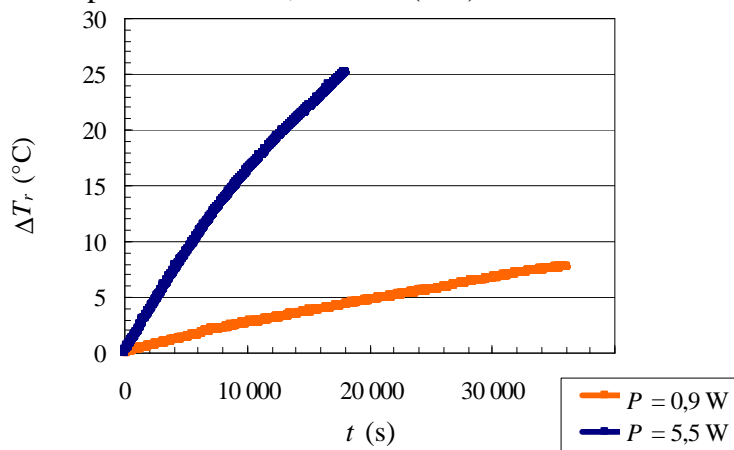
Výsledky byly prezentovány na Thermophysics 2010 [37].

Měření bylo provedeno při stejných podmínkách jako v kap. 10.3.3.

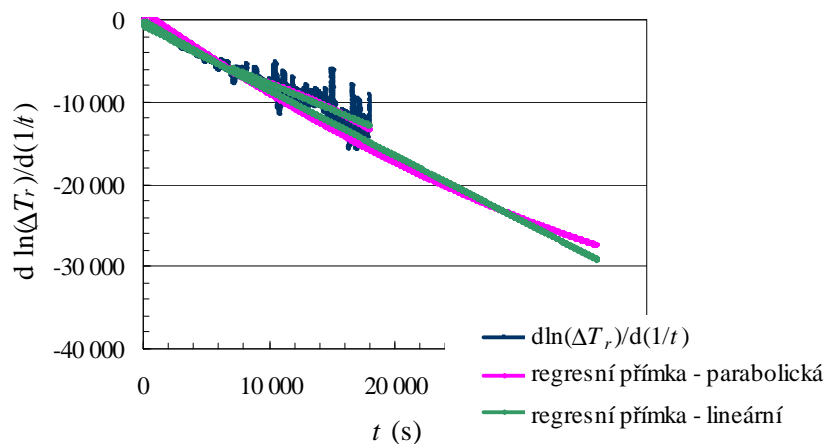
Parametry měření byly následující:

- teplota měření: (0–100) °C;
- průměr plošného zdroje tepla $2R = 72$ mm;
- vzdálenost Pt odporu (RTD), který byl použit pro měření teploty, byla $h = 30$ mm;
- délka tepelného skoku t : 18 000 s pro měření o dodaném příkonu $P = 5,5$ W;
- délka tepelného skoku t : 36 000 s pro měření o dodaném příkonu $P = 0,9$ W;
- příkon tepelného zdroje P : (1–20) W.

Naměřené teplotní odezvy vody po použití dvou typů teplotního pulzu jsou zobrazeny na obr. 65. Z derivace těchto závislostí $d\ln(\Delta T_r)/d(1/t) = f(t)$ a jejich lineární (nebo parabolické) aproximace lze určit tepelné vlastnosti, viz rov. (103).



Obr. 64. Tranzientní teplotní odezvy vody na jednotkový skok tepla $\Delta T_r = f(t)$ pro měření o příkonu 0,9 W a 5,5 W.



Obr. 65. Závislosti $d\ln(\Delta T_r)/d(1/t) = f(t)$ proložené lineární a parabolickou regresní přímkou, ze kterých lze určit parametry tepelného systému.

Výsledky pro případ bez ztrát (lineární aproximace) jsou uvedeny v tab. XIII.

Tab. XIII. Tepelné parametry vody určené diferenciální metodou.

Materiál	ΔT_r (K)	a (mm ² .s ⁻¹)	D (-)	$2R$ (m)	λ (W.m ⁻¹ .K ⁻¹)	c_p (J.kg ⁻¹ .K ⁻¹)
voda $P = 0,9$ W	7,8	0,314	2,578	$\rightarrow \infty$	0,934	2 979
voda $P = 5,5$ W	25,2	0,280	2,368	$\rightarrow \infty$	1,242	4 436

10.3.4.2 Kapalné potravinové doplňky

Pro tento experiment byla použita tranzientní měřící metoda popsaná v kap. 9.1.2.

Měřenými vzorky byly náhodné vzorky potravinářských produktů: majonéza, kečup a referenční vzorky pak pitná voda a destilovaná voda.

Měření bylo tedy provedeno v Dewarově nádobě (termosce). Ohřev byl realizován z plošného zdroje. Měření bylo provedeno dvěma platinovými odpory vzdálenými od plošného zdroje $h_1 = 30$ mm a $h_2 = 65$ mm.

Parametry měření byly následující:

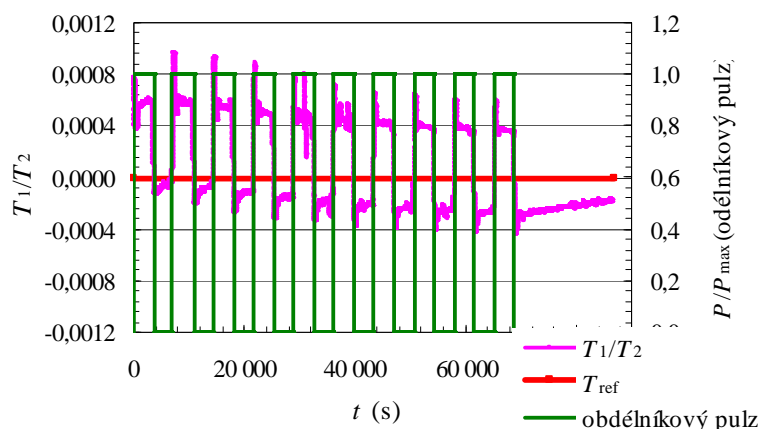
- průměr plošného zdroje tepla $2R = 72$ mm;
- vzdálenost Pt odporu (RTD), který byl použit pro měření teploty, byla $h = 30$ mm;
- objem studované kapaliny V : 650 ml;
- délka každého tepelného skoku t : 3 850 s;
- maximální teplota měření referenčního vzorku T : (21,4–31,3) °C;
- příkon tepelného zdroje referenčního vzorku P : (1,880–1,894) W.

Parametry experimentu kečupu:

- hustota vzorku ρ : 1 168,6 kg.m⁻³;
- teplota měření T : (16–36) °C;
- příkon tepelného zdroje P : (1,880–1,894) W.

Parametry experimentu majonézy:

- hustota vzorku ρ : 1 227,8 kg.m⁻³;
- teplota měření T : (19–42) °C;
- příkon tepelného zdroje P : (1,880–1,894) W.



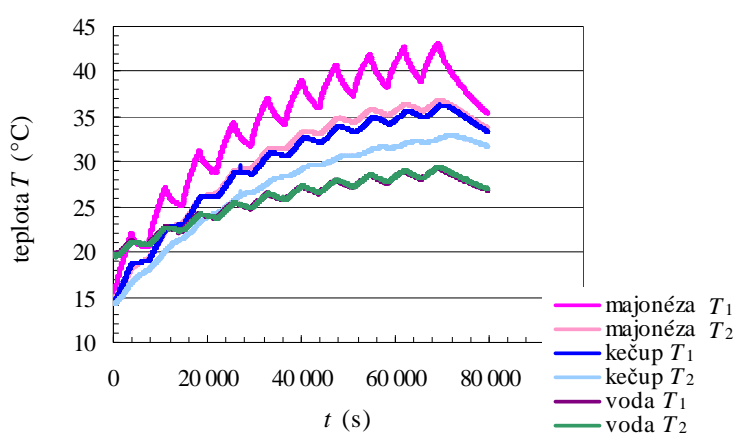
Obr. 66. Měřící cyklus tranzientní metody měření kapalin – referenční vzorek voda.

Pro všechny čtyři materiály byly měřeny tranzientní odezvy na definovaný pulz dodaného tepla. Bylo měřeno celkem 10 cyklů. Ohřev v každém cyklu trval 1 hodinu, stejnou dobu

trvalo i následné chlazení systému (viz obr. 66). Doba trvání jednoho měření činila tedy 20 hodin. Relaxace na konci měření představovala tedy chlazení na pokojovou teplotu.

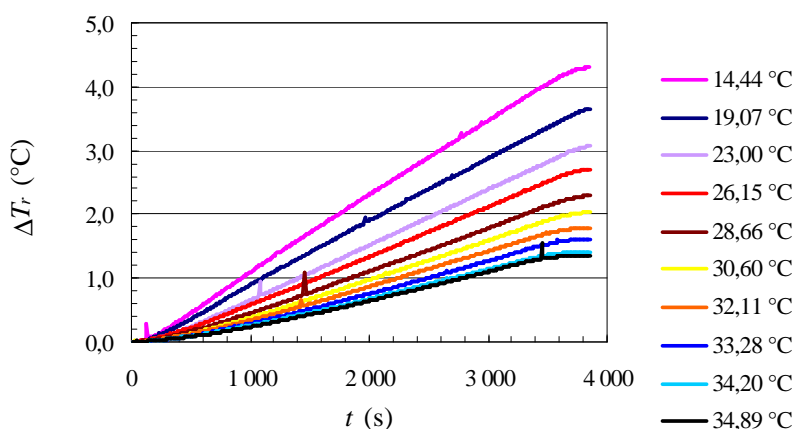
Teplotní odezvy pro oba studované materiály jsou uvedeny na obr. 67. Symbol T_1 značí teplotní senzor ve vzdálenosti $h_1 = 30$ mm nad zdrojem tepla, T_2 značí termočlánek ve vzdálenosti $h_2 = 65$ mm nad zdrojem tepla. Čím větší byla při stejné vzdálenosti globální (resp. lokální) změna teploty, tím větší také byla tepelná vodivost λ ($\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$). Již z těchto odezev je zřejmé, že největší tepelnou vodivost měla majonéza, dále kečup a nejmenší voda. Rozdíl křivek udává informaci o tepelné difuzivitě a ($\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$). Pro vodu byly obě křivky téměř identické, protože její tepelná difuzivita byla nejmenší, dále následuje kečup a majonéza. Při znalosti hustoty ρ ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$), lze pak určit i tepelnou kapacitu c_p ($\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$) studovaných materiálů.

Z těchto experimentálních závislostí byly zjištěny časy začátků ohřevu a jim odpovídající teploty.

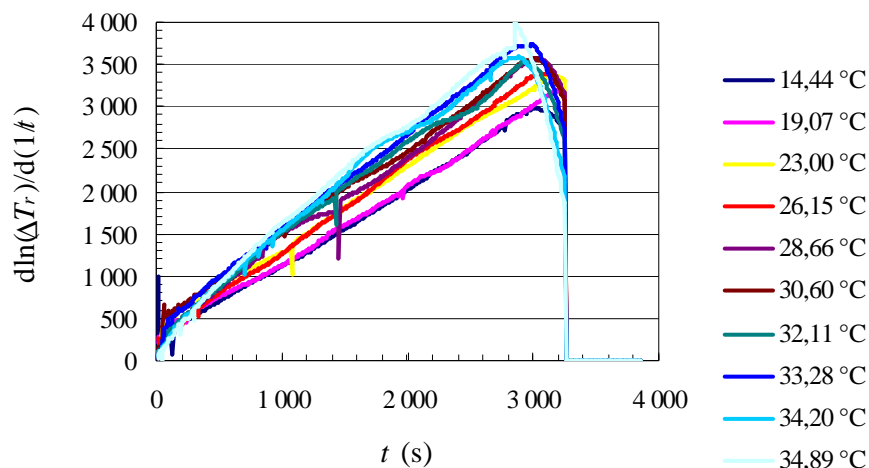


Obr. 67. Teplotní odezvy studovaných materiálů (voda, kečup, majonéza).

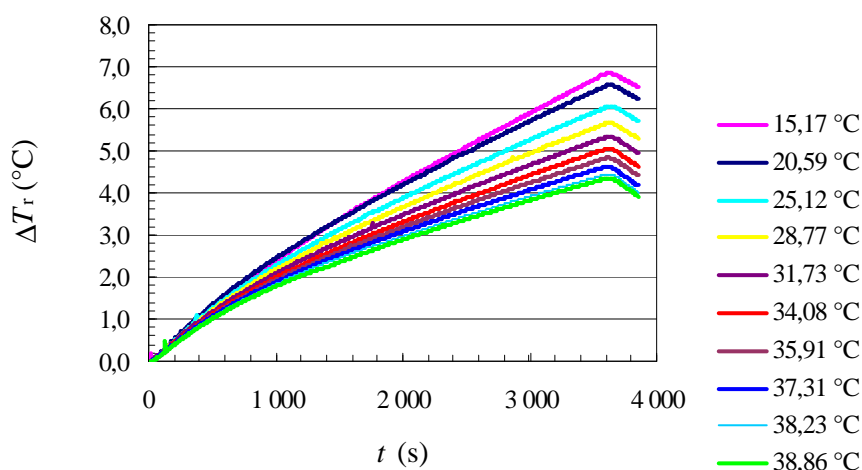
Odezvu změny teploty na čase od začátku ohřevu lze na základě teorie šíření tepla na skok dodaného tepla určit z (92), kde P je příkon zdroje tepla a h vzdálenost teploměru od zdroje tepla. Tepelná vodivost λ , tepelná difuzivita a , poloměr definující tepelné ztráty pláštěm Dewarovy nádoby (termosky) R a parametr vyjadřující kvalitu tepelného zdroje s jsou neznámé veličiny. Tyto veličiny lze získat aplikací modelu na experimentální data (obr. 68, 70).



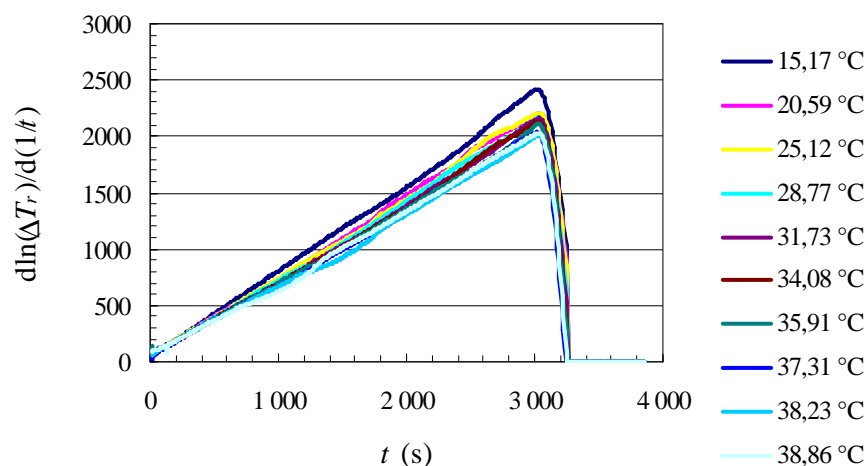
Obr. 68. Teplotní odezvy kečupu pro platinový teploměr T_1 .



Obr. 69. Derivace teplotních odezev kečupu pro platinový teploměr T_1 .

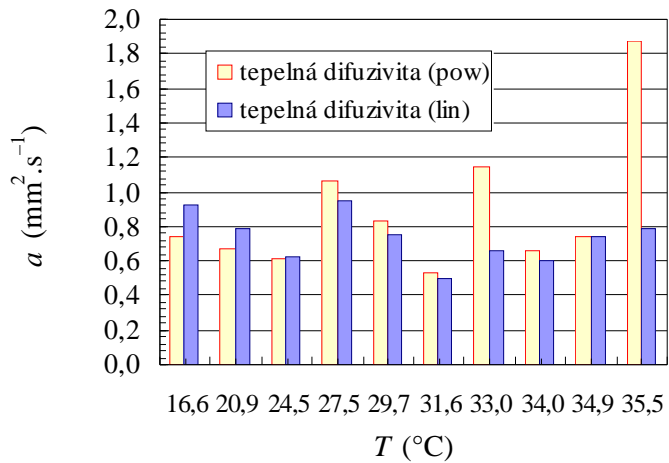


Obr. 70. Teplotní odezvy majonézy pro platinový teploměr T_1 .

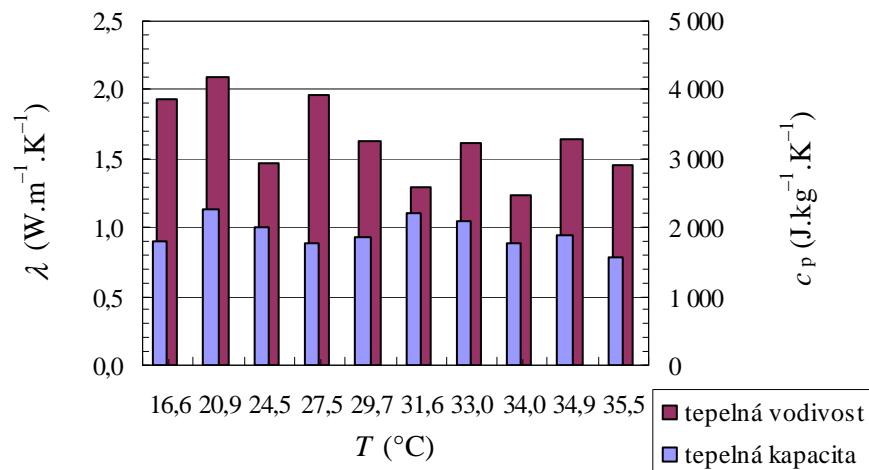


Obr. 71. Derivace teplotních odezev majonézy pro platinový teploměr T_1 .

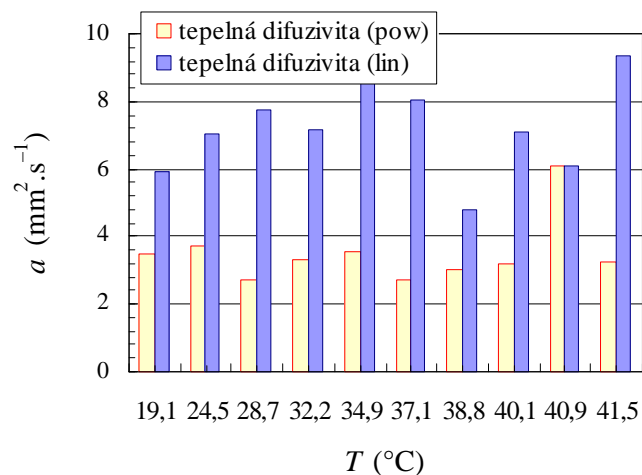
Z obr. 68 a 70 je zřejmá závislost odezev na počáteční teplotě ohřevu. Dále je zřejmé, že tepelná vodivost majonézy (změna teploty je do 7 °C) byla větší než kečupu (změna teploty je do 4,5 °C) a vody (změna teploty je do 2 °C) při stejném příkonu ohřevu a stejné vzdálenosti teplotního senzoru od zdroje tepla.



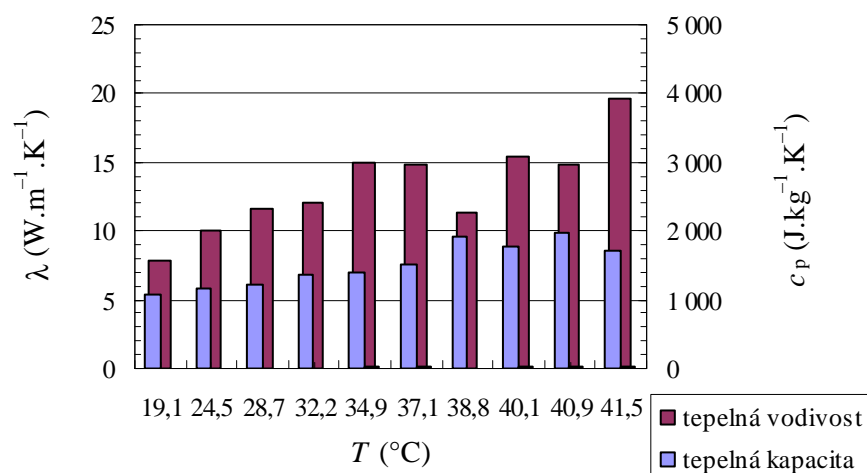
Obr. 72. Tepelná difuzivita kečupu pro různé teploty.



Obr. 73. Tepelná vodivost a tepelná kapacita kečupu pro různé teploty.



Obr. 74. Tepelná difuzivita majonézy pro různé teploty.



Obr. 75. Tepelná vodivost a tepelná kapacita majonézy pro různé teploty.

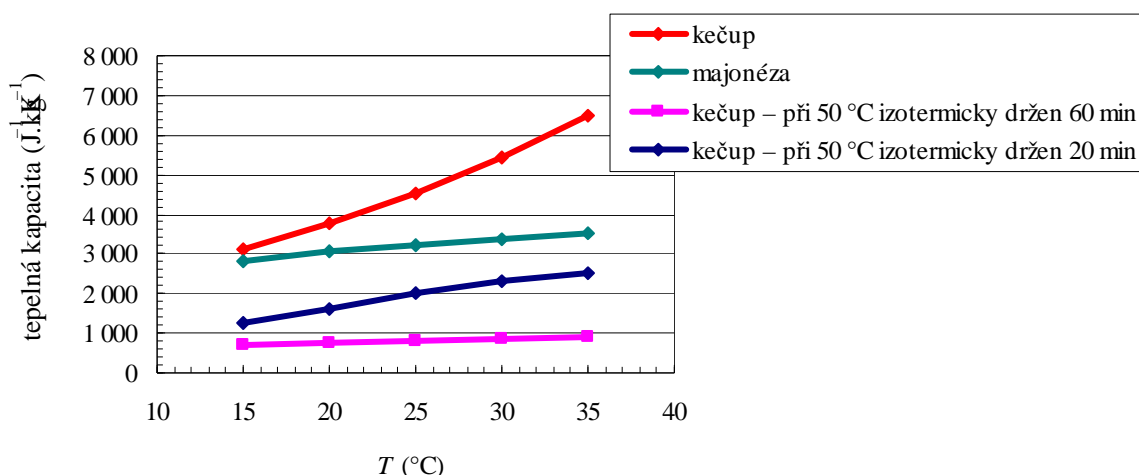
Grafy na obr. 72 – 75 znázorňují teplotní závislosti tepelné difuzivity, tepelné vodivosti a měrné tepelné kapacity. Tepelná difuzivita byla určena lineární a parabolickou regresí. Je zřejmé, že pro kečup dávaly obě aproximace přibližně stejné výsledky, z čehož vyplývá, že ztráty v průběhu měření byly zanedbatelné. Na druhé straně pro majonézu dávaly aproximace rozdílné výsledky – nebylo možné použít lineární regresi, neboť ztráty v průběhu měření zanedbatelné nebyly. To bylo způsobeno výrazně vyšší tepelnou vodivostí majonézy v porovnání s kečupem.

Sumární výsledky jsou uvedeny v tab. XIV. Chyba byla stanovena jako směrodatná odchylka všech naměřených hodnot (nebyla předpokládána teplotní závislost veličin). Pokud bychom předpokládali, bude chyba výrazně menší. Z tabulky je zřejmé, že tepelná vodivost majonézy je asi 7× větší než kečupu.

Tab. XIV. Tepelné parametry studovaných kapalin (20 °C) a tabelované hodnoty vody [57 – 59].

Materiál	ρ (kg.m ⁻³)	a (mm ² .s ⁻¹)	λ (W.m ⁻¹ .K ⁻¹)	c_p (J.kg ⁻¹ .K ⁻¹)
majóneza (T_1)	1 227,8	3,2 ± 0,4	12,5 ± 2,6	1 953 ± 417
majóneza (T_2)	1 227,8	–	–	–
kečup (T_1)	1 168,6	1,0 ± 0,4	1,6 ± 0,3	1 925 ± 918
kečup (T_2)	1 168,6	0,8 ± 0,4	1,8 ± 0,4	2 256 ± 652
voda (tabelovaná – 20 °C)	998,3	0,142 ± 0,001	0,6	4 183

Protože zjištěné hodnoty tepelných parametrů byly odlišné od výsledků publikovaných v literatuře [60, 61] bylo přistoupeno k ověřovacímu měření pomocí diferenciální skenovací kalorimetrie. Výsledky jsou uvedeny v grafu na obr. 76. Bylo zjištěno, že tepelná kapacita výrazně závisí na vlastnostech měřeného vzorku. Po izotermickém vysušení při 50 °C po dobu 20 minut se tepelná kapacita kečupu snížila více než dvakrát, po izotermickém vysušení při 50 °C pod dobu 60 minut až šestkrát. Dá se očekávat, že i tepelná kapacita majonézy se po vysušení sníží (nebylo měřeno).



Obr. 76. Měrná tepelná kapacita majonézy a kečupu určená pomocí DSC (diferenciální skenovací kalorimetrie).

10.3.5 Studium vlhkostních parametrů stavebních materiálů

Výsledky tohoto měření byly prezentovány v roce 2010 na konferenci Thermophysics 2010 [37] a na konferenci ATPC 2010 [39].

Prezentovaný model byl použit nejen ke studiu tepelných vlastností (tepelná difuzivita a , měrná tepelná kapacita c a tepelná vodivost λ), ale také vlastností vlhkostních (vlhkostní difuzivita κ , sorptivita S , absorpční koeficient vody A) různých druhů materiálů (voda, beton, aramidové vlákno, minerální vlna).

Ke studiu vlhkostních vlastností byla použita vlhkostní komora. Vzorek materiálu byl ve tvaru hranolu se stejným průřezem, což obvykle bylo (50×50×50) mm. Hmotnostní přírůstek absorbované vody pak byl měřen po ponoření porézního materiálu do vody. Aby se předešlo absorpci vody do povrchových pórů (50×50) mm, mohly být spodní části vzorku utěsněny. Sorpční parametry byly následně určeny z tranzientní odezvy hmotnostního přírůstku.

Experiment lze popsat následovně: Vzorek byl nejprve sušen při teplotě 105 °C v horkovzdušné sušárně až do konstantní hmotnosti. Tato hodnota hmotnosti byla zaznamenána. Po ochlazení na pokojovou teplotu byl vzorek ponořen do misky s vodou. Ta by měla být umístěna na tyčích nebo kolících, aby byl umožněn volný přístup vody k nasávajícímu povrchu. Hladina vody by neměla být víc než 5 mm nad základnou vzorku. Vážením vzorku v intervalech (např. 1, 4, 9, 16 a 25 min) bylo měřeno množství absorbované vody. Voda na povrchu vzorku by měla být setřena vlhčenou tkaninou. Každé vážení by mělo být ukončeno tak rychle jak je možné (obvykle do 30 s). Čas měření by neměl být přerušen během vážení.

Naměřené závislosti absorpce vody do materiálu lze vidět na následujících grafech vlevo.

Závislost přírůstku vlhkosti lze popsat rovnicí

$$\Delta M(t) = \Delta M_0 \left(\frac{4\kappa t}{h^2} \right)^{1-s} \exp \left[- \left(\frac{h^2}{4\kappa t} + \frac{4\kappa t}{R^2} \right) \right], \quad (130)$$

kde $\Delta M(t)$ je souhrnné množství vody ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}$), $\Delta M_0 = A(4\kappa/h^2)^{1-s}$ je množství úměrné koeficientu absorbované vody $A = S\rho_w$. S je sorptivita materiálu ρ_w je hustota vody, κ je difuzivita vlhkosti, h je výška vzorku a R je parametr ztrát (hodnota $R \rightarrow \infty$ pro zanedbatelné ztráty).

Derivaci logaritmické závislosti hmotnostního přírůstku (130) na převrácené hodnotě času lze zapsat

$$\frac{d\ln\Delta M}{d(1/t)} = -\frac{t^2}{\Delta M} \frac{d\Delta M}{dt} = \left[\frac{4\kappa t^2}{R^2} + (s-1)t - \frac{h^2}{4\kappa} \right] = m_2 t^2 + m_1 t - m_0. \quad (131)$$

Difuzivitu vlhkosti κ ; sorpční parametr povrchu s a parametr odvodu vlhkosti z materiálu během sopčního procesu R lze určit stejným způsobem jako tomu bylo u teplotní závislosti popsané v předchozích kapitolách. Ze získaných parametrů κ , s a R lze následně určit koeficient absorbované vody A .

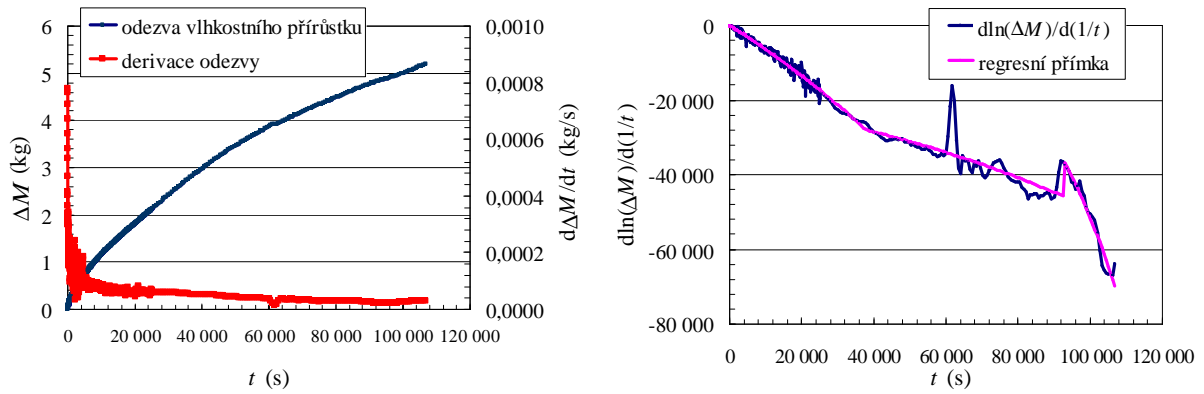
10.3.5.1 HPC beton

Parametry měřeného vzorku HPC betonu:

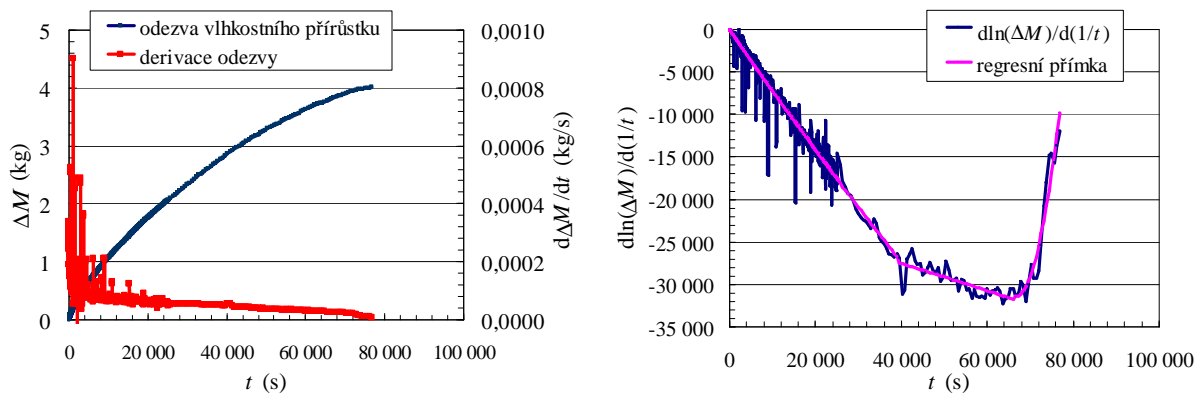
- rozměr vzorku: (50×50×150) mm;
- objemová hmotnost vzorku BM3: 2 366 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$;
- objemová hmotnost vzorku BS2: 2 334 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$;
- objemová hmotnost vzorku BP4: 2 356 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$;
- objemová hmotnost vzorku BR1: 2 380 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$;
- hustota vzorku BM3: 2 691 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$;
- hustota vzorku BS2: 2 602 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$;
- hustota vzorku BP4: 2 717 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$;
- hustota vzorku BR1: 2 715 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$;
- pórovitost vzorku BM3: 13 %;
- pórovitost vzorku BS2: 9,7 %;
- pórovitost vzorku BP4: 12,5 %;
- pórovitost vzorku BR1: 12,3 %.

Časové závislosti absorpce vody do betonu a jejich derivace lze vidět na obr. 77, 78, 79 a 80 vlevo.

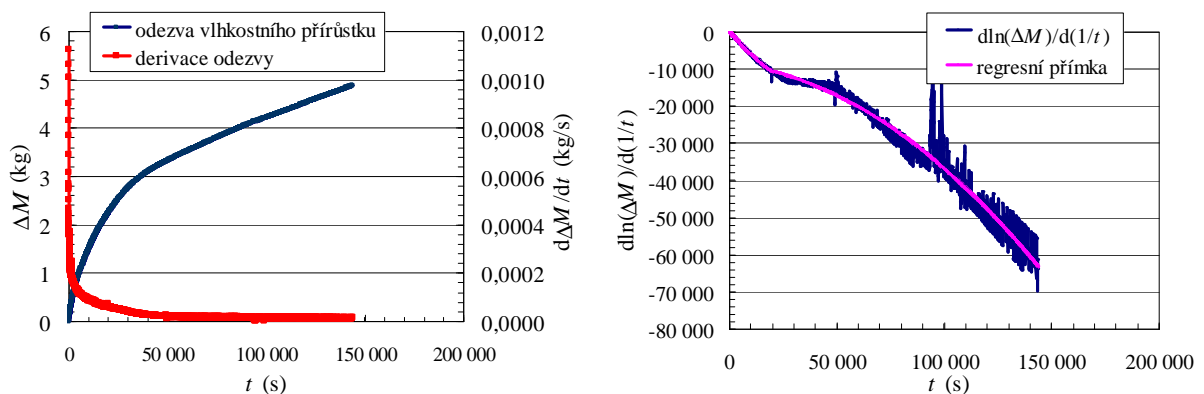
Závislosti u betonu byly prakticky lineární, a proto ztráty v tomto konkrétním případě byly zanedbatelné.



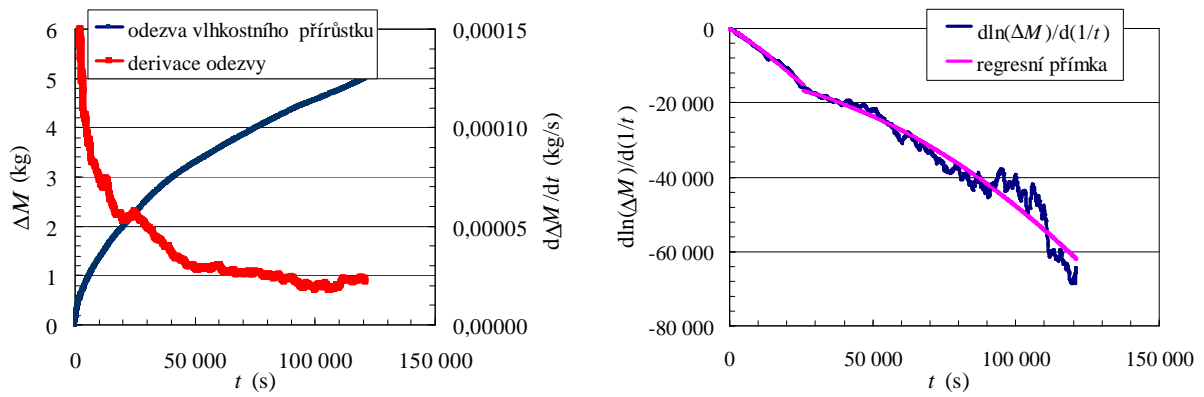
Obr. 77. Tranzientní odezva souhrnného přírůstku hmotnosti HPC betonu (materiál BM3) $\Delta M = f(t)$ a její derivace $d\Delta M/dt = f(t)$ (graf nalevo) a závislost k určení sorpčních parametrů systému v průběhu sorpce vody do betonu $d\ln(\Delta M)/d(1/t) = f(t)$ (graf napravo).



Obr. 78. Tranzientní odezva souhrnného přírůstku hmotnosti HPC betonu (materiál BS2) $\Delta M = f(t)$ a její derivace $d\Delta M/dt = f(t)$ (graf nalevo) a závislost k určení sorpčních parametrů systému v průběhu sorpce vody do betonu $d\ln(\Delta M)/d(1/t) = f(t)$ (graf napravo).



Obr. 79. Tranzientní odezva souhrnného přírůstku hmotnosti betonu (materiál BP4) $\Delta M = f(t)$ a její derivace $d\Delta M/dt = f(t)$ (graf nalevo) a závislost k určení sorpčních parametrů systému v průběhu sorpce vody do betonu $d\ln(\Delta M)/d(1/t) = f(t)$ (graf napravo).



Obr. 80. Tranzientní odezva souhrnného přírůstku hmotnosti HPC betonu (materiál BR1) $\Delta M = f(t)$ a její derivace $d\Delta M/dt = f(t)$ (graf nalevo) a závislost k určené sorpčních parametrů systému v průběhu sorpce vody do betonu $d\ln(\Delta M)/d(1/t) = f(t)$ (graf napravo).

Tab. XV. Vlhkostní parametry určené z odezev pro HPC beton ($h = 150$ mm).

Materiál	κ (mm ² .s ⁻¹)	D (-)	R (m)	$\Delta M/\Delta M_0$	ΔM_0 (kg)	A (kg.m ² .s ^{-1/2})
BM3	8,37	2,207	3,08	12,4	0,058	0,00195
BS2	142,00	2,466	21,50	168,8	0,004	0,00003
BP4	10,60	2,372	2,42	28,3	0,048	0,00196
BR1	7,73	1,964	2,69	7,1	0,128	0,00266

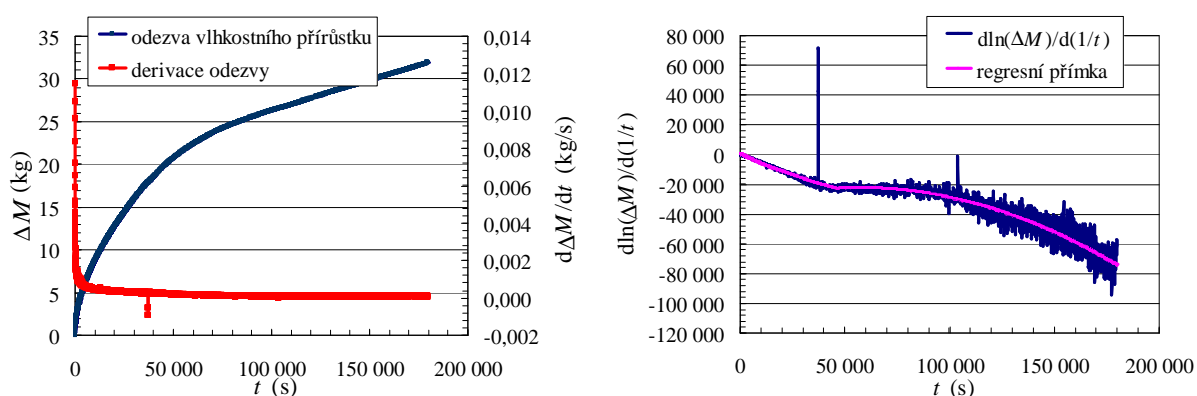
Výsledky čtyř vzorků betonu jsou uvedeny v tab. XV. Lze vidět, že sorpční oblast (parametr D) byl vyšší než dva, což bylo způsobeno tím, že sorpce probíhala přes větší povrch než je povrch ideálního plošného vzorku s dimenzí $D = 2$. Zanedbatelnost ztrát (parametr R podle měření) v porovnání s průměrem vzorku (150 mm) je také zřejmá. Difuzivita vlhkosti byla v řádu 10^{-5} m².s⁻¹ a koeficient absorpce vody byl v řádu 10^{-3} kg m².s^{-1/2}. Získané výsledky byly řádově srovnatelné s výsledky publikovanými v [52].

10.3.5.2 Kompozitní materiál vyztužený aramidovým vláknem

Parametry měřeného vzorku kompozitního materiálu:

- rozměr vzorku: (50×50×25) mm;
- objemová hmotnost vzorku: 1 404,7 kg.m⁻³;
- hustota vzorku: 2 414,3 kg.m⁻³;
- pórovitost vzorku: 41,8 %.

Na obr. 81 lze vidět jednu z naměřených odezev kompozitního materiálu s aramidovým vláknem.



Obr. 81. Tranzientní odezva souhrnného přírůstku hmotnosti kompozitního materiálu s aramidovým vláknem (měření T3) $\Delta M = f(t)$ a její derivace $d\Delta M/dt = f(t)$ (graf nalevo) a závislost k určení sorpčních parametrů systému v průběhu sorpce vody do vzorku $d\ln(\Delta M)/d(1/t) = f(t)$ (graf napravo).

Výsledné vlhkostní parametry čtyřech měření tohoto kompozitního materiálu jsou zobrazeny v tab. XVI.

Tab. XVI. Vlhkostní parametry určené z odezev pro materiál s aramid. vláknem ($h = 25$ mm).

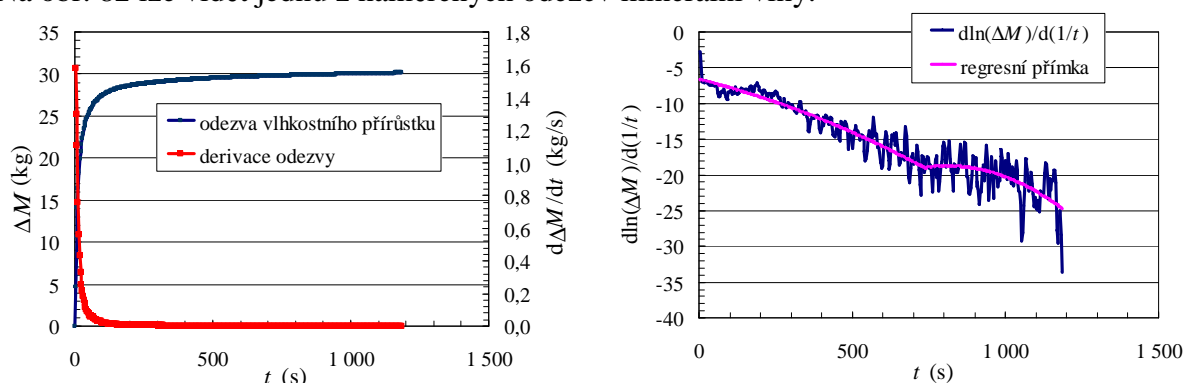
Materiál	κ (mm ² .s ⁻¹)	D (-)	R (m)	$\Delta M/\Delta M_0$	ΔM_0 (kg)	A (kg.m ² .s ^{-1/2})
T1	34,4	2,023	376,81	35,2	0,543	0,009 67
T2	4,46	2,374	3,39	22,6	0,896	0,127 56
T3	3,93	2,271	5,55	18,2	1,115	0,127 02
T4	3,82	2,353	2,97	22,8	1,026	0,152 32

10.3.5.3 Minerální vlna

Parametry měřeného vzorku kompozitního materiálu:

- rozměr vzorku: (100×100×80) mm;
- objemová hmotnost vzorku: 170 kg.m⁻³;
- hustota matrice: 2 380 kg.m⁻³;
- pórovitost vzorku: 92,7 %.

Na obr. 82 lze vidět jednu z naměřených odezev minerální vlny.



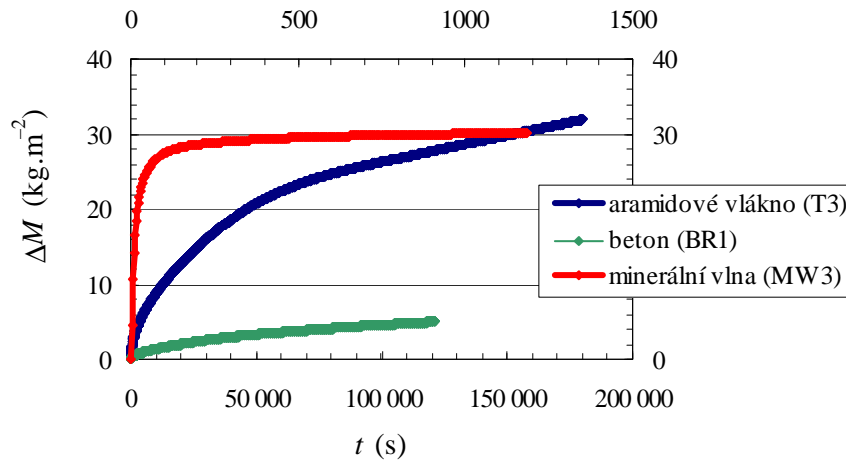
Obr. 82. Tranzientní odezva souhrnného přírůstku hmotnosti minerální vlny (měření MW3) $\Delta M = f(t)$ a její derivace $d\Delta M/dt = f(t)$ (graf nalevo) a závislost kurčení sorpčních parametrů systému v průběhu sorpce vody do vzorku $d\ln(\Delta M)/d(1/t) = f(t)$ (graf napravo).

Výsledné vlhkostní parametry čtyřech měření minerální vlny jsou zobrazeny v tab. XVII.

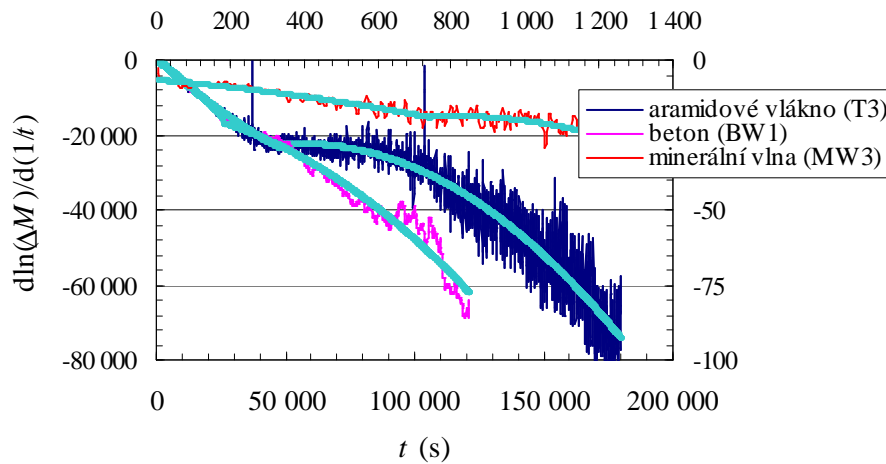
Tab. XVII. Vlhkostní parametry určené z odezev pro minerální vlnu ($h = 80$ mm).

Materiál	κ (mm ² .s ⁻¹)	D (-)	R (m)	$\Delta M/\Delta M_0$	ΔM_0 (kg)	A (kg.m ² .s ^{-1/2})
MW1	173	0,990	23,69	0,94	30,479	0,075 35
MW2	269	1,015	35,81	1,04	27,737	0,070 26
MW3	241	1,021	113,62	1,05	28,459	0,072 58
MW4	209	0,918	5,20	0,88	30,141	0,069 32

Výsledné závislosti všech tří typů materiálů jsou uvedeny na obr. 83 a výsledky vyhodnocené z těchto závislostí v tab. XV, XVI a XVII. Z obr. 83 je patrné, že různé druhy stavebních materiálů měly různé vlastnosti. Je patrné, že sorpce betonu byla nejmenší a na druhou stranu sorpce minerální vlny byla největší. Z analýzy parametrů (obr. 84, vpravo) můžeme vidět, že ztráty byly zanedbatelné, jestliže závislost $d\ln(\Delta M)/d(1/t) = f(t)$ je lineární (pro beton je to až k času kolem 50 000 s). Pokud je závislost parabolická, pak ztráty vliv na měření mají.



Obr. 83. Tranzientní odezvy souhrnného přírůstku hmotnosti v betonu (materiál BR1), aramidovém vláknu (T3) a minerální vlně (MW3) $\Delta M = f(t)$.



Obr. 84. Závislosti k určení sorpčních parametrů systému v průběhu sorpce vody do materiálů $d\ln(\Delta M)/d(1/t) = f(t)$. Závislosti pro beton a aramidové vlákno jsou nalevo a dolních osách, závislost pro minerální vlnu je napravo a horní osách.

Z tab. XV, XVI a XVII můžeme vidět základní parametry určené ze závislostí na obr. 84 v počáteční části závislostí (krátké časy). Zajímavé výsledky dával parametr D (fraktální dimenze), který charakterizuje kvalitu sorpce do materiálu. Beton a aramidové vlákno měly lepší kontakt s vodním zdrojem než minerální vlna.

10.4 Vyhodnocení experimentálních dat lineární regrese

Pro vyhodnocení experimentálních dat lineární regrese byla použita měření při různých příkonech a různých teplotách měření, které mohou dobře posloužit k pochopení souvislosti mezi proměnnými.

Obdobně jako u předchozích metod (viz kap. 10.2 a 10.3) i při vyhodnocování dat lineární regrese bylo provedeno měření na polymethylmetakrylátu.

Při vyhodnocování experimentálních dat vycházíme z teplotní odezvy (92), kterou lze zapsat ve tvaru

$$\Delta T_r(t) = \frac{P}{2\lambda} \frac{(4at)^{1-s}}{\pi^s} \exp\left[-\left(\frac{h^2}{4at} + \frac{4at}{R^2}\right)\right]. \quad (132)$$

Po několika matematických úpravách a zlogaritmováním dostaneme

$$\ln \Delta T_r(t) = \ln\left[\frac{P}{2\pi\lambda}(1-s)\right] + \ln(4\pi a) + (1-s)\ln t - \frac{h^2}{4a} \cdot \frac{1}{t} - \frac{4a}{R^2} \cdot t, \quad (133)$$

tedy

$$\ln \Delta T(t) = a_0 + a_1 \ln t + a_2 \frac{1}{t} + a_3 t, \quad (134)$$

kde $a_0 = \ln\left[\frac{P}{2\pi\lambda}(1-s)\right]$, $a_1 = 1-s$, $a_2 = -h^2/4a$, $a_3 = -4a/R^2$.

Regresní rovnici tedy můžeme zapsat ve tvaru

$$y = a_0 + a_1 x_1 + a_2 x_2 + a_3 x_3. \quad (135)$$

10.4.1 PMMA

Obdobně jako u předchozích metod kap. 10.2 a 10.3 stejně tak i při vyhodnocování dat lineární regrese bylo provedeno referenční měření na materiálu polymethylmetakrylát.

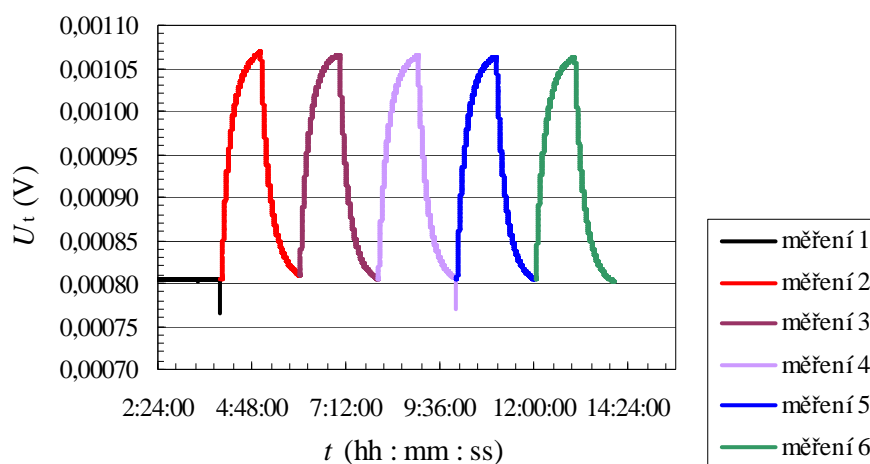
Parametry měření byly následující:

- teplota měření: (20–40) °C, s krokem 1 °C;
- tloušťka měřeného materiálu h : 0,006 m;
- průměr měřeného materiálu D_{vz} : 0,03 m;
- délka tepelného skoku – „ohřívací fáze“ t : 3 600 s;
- délka chlazení – „chladící fáze“ t : 3 600 s;
- příkon tepelného zdroje P : (0,04 – 1,65) W.

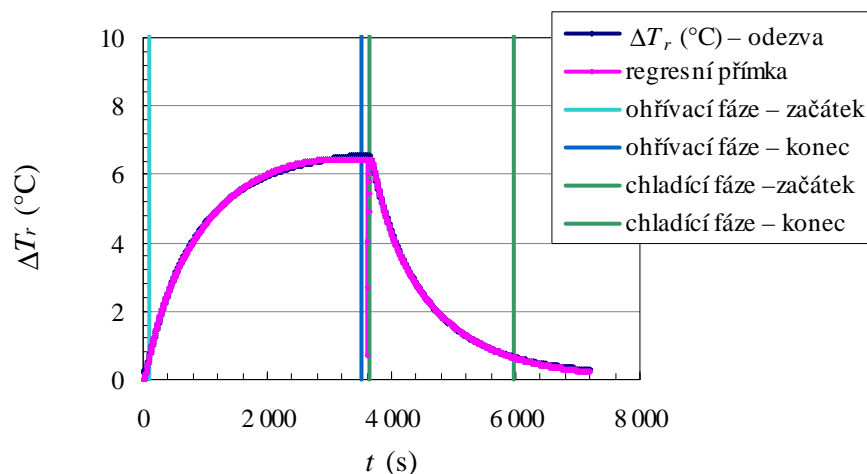
Pro měření byla použita skoková metoda. Z důvodu získání stabilních podmínek byla po prvním skoku 4hodinná prodleva bez dodaného příkonu. Poté bylo měření zopakováno pětkrát. První krok se nazývá tzv. imobilizační částí. V této části byl použit velmi malý pulz z důvodu stabilizace teploty na hodnotu nastavenou na začátku měření na termostatu. Včetně

zmíněné imobilizační fáze bylo pro jeden dodaný příkon zdroje tepla provedeno 6 měření. Celkově experiment trval 14 hodin.

Na obr. 85 je zobrazen typický experiment měření materiálu PMMA při teplotě 20 °C. Příkon tepelného zdroje byl při tomto experimentu 0,44 W. Měření bylo provedeno skokovou metodou. Pro každý jednotlivý příkon bylo provedeno šest po sobě následujících měření. Na obr. 86 pak můžeme vidět jednu z naměřených teplotních odezev (měření č. 4). Na tuto teplotní odezvu byl fitován víceparametrický regresní model. Svislé čáry na tomto grafu znázorňují meze fitování, a to jak pro ohřívací fázi, tak i pro chladící fázi.



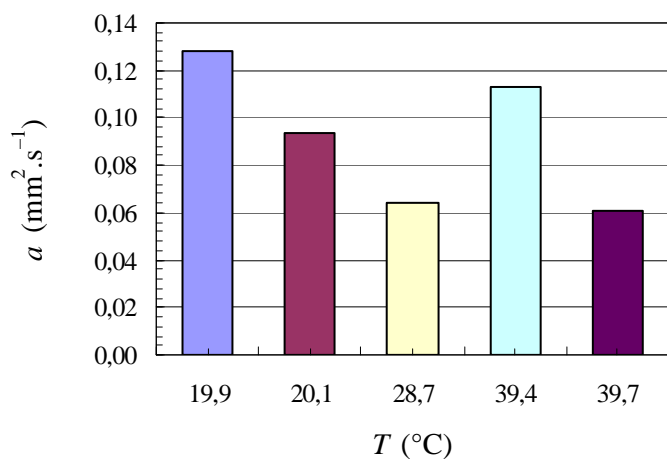
Obr. 85. Měřící cyklus experimentu PMMA, závislost napětí termočlánku na čase pro měření při teplotě 20 °C a dodaném příkonu 0,44 W.



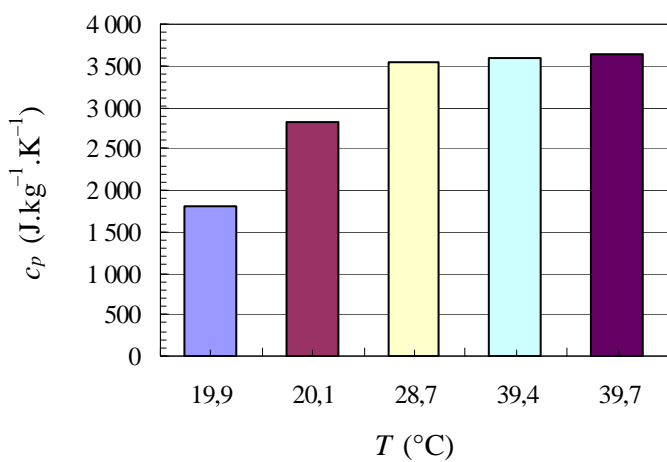
Obr. 86. Teplotní odezva PMMA (měření 4) a její proložení regresní křivkou.

Na obr. 87, 88 a 89 jsou znázorněny průměrné hodnoty naměřených tepelných parametrů: tepelné difuzivity, tepelné kapacity a tepelné vodivosti PMMA při různých teplotách měření.

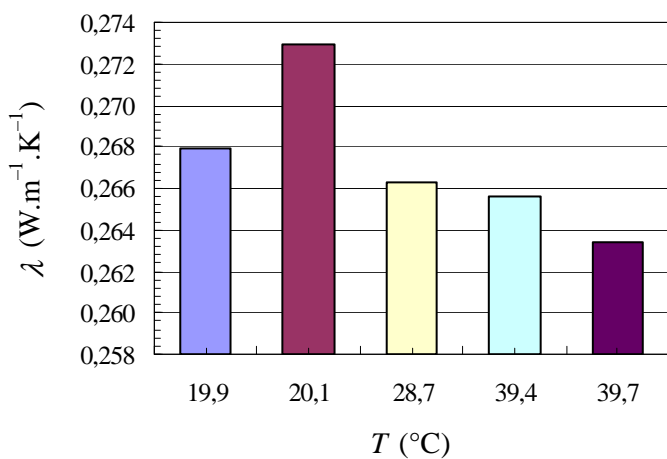
V tab. XVIII jsou uvedeny tepelné parametry PMMA pro ohřívací a chladící fázi při výše zmíněných experimentálních podmínkách.



Obr. 87. Závislosti průměrných hodnot tepelné difuzivity PMMA pro různé teploty měření.



Obr. 88. Závislosti průměrných hodnot měrné tepelné kapacity PMMA pro různé teploty měření.



Obr. 89. Závislosti průměrných hodnot tepelné vodivosti PMMA pro různé teploty měření.

Tab. XVIII. Tepelné parametry PMMA vyhodnocené pomocí víceparametrické regrese pro měření při teplotě 20 °C a dodaném příkonu 0,44 W.

Měření	ΔT_r (°C)	a (mm ² .s ⁻¹)	D (-)	R (m)	λ (W.m ⁻¹ .K ⁻¹)	c_p (J.kg ⁻¹ .K ⁻¹)
OHRÍVACÍ FÁZE						
2	6,70	0,110	2,230	0,0483	0,281	2145
3	6,72	0,188	2,295	0,0604	0,314	1412
4	6,57	0,116	2,276	0,0480	0,248	1813
5	6,57	0,120	2,278	0,0489	0,254	1777
6	6,51	0,106	2,266	0,0460	0,243	1944
		(0,128 ± 0,034)		(0,268 ± 0,030)		(1818 ± 269)
CHLADÍCÍ FÁZE						
2	6,70	0,686	0,619	0,0620	47,745	58766
3	6,72	0,722	0,625	0,0618	46,100	53964
4	6,57	0,783	0,672	0,0616	39,796	42915
5	6,57	0,919	0,695	0,0662	36,631	33676
6	6,51	1,310	0,777	0,0754	27,548	17695
		(0,935 ± 0,256)		(37,519 ± 8,104)		(37063 ± 16457)

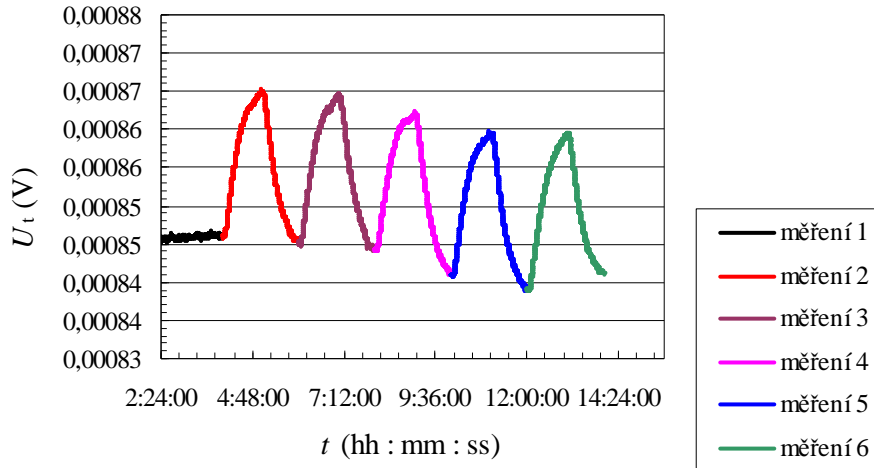
10.4.2 PCM – Micronal

Měření Micronalu[®] probíhalo stejným způsobem jako měření PMMA popsané v předchozí kap. 10.4.1.

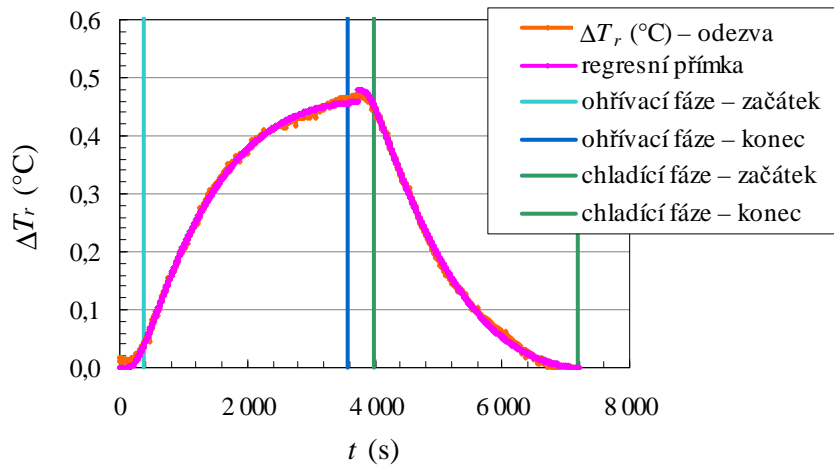
Parametry měření byly následující:

- teplota měření: (20–40) °C, s krokem 1 °C;
- tloušťka měřeného materiálu h : 0,014 m;
- průměr měřeného materiálu D_{vz} : 0,03 m;
- hustota matrice: 693 kg.m⁻³;
- délka tepelného skoku – „ohřívací fáze“ t : 3 600 s;
- délka chladnutí – „chladící fáze“ t : 3 600 s;
- příkon tepelného zdroje P : (0,044 – 0,152) W.

Na obr. 90 je zobrazen typický experiment měření materiálu Micronal[®] při teplotě 21 °C. Příkon tepelného zdroje byl při tomto experimentu 0,068 W. Měření bylo provedeno skokovou metodou. Pro každý jednotlivý příkon bylo provedeno šest po sobě následujících měření. Na obr. 91 pak lze vidět jednu z naměřených teplotních odezev (měření č. 2). Na tuto teplotní odezvu byl fitován víceparametrický nelineární regresní model. Svislé čáry na tomto grafu znázorňují meze fitování, a to jak pro ohřívací fázi, tak i pro chladící fázi.



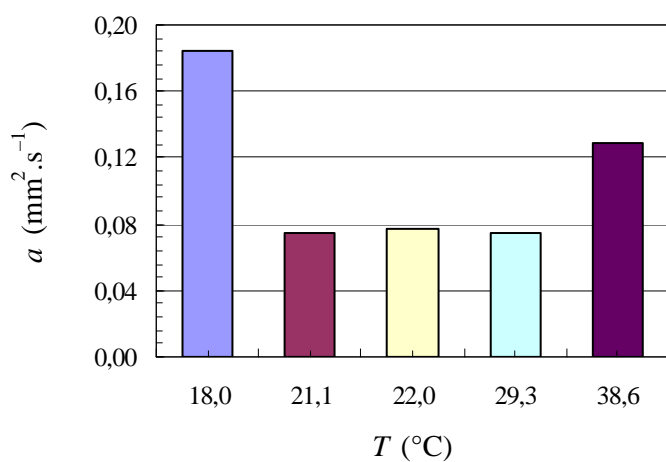
Obr. 90. Měřicí cyklus experimentu Micronal[®], závislost napětí termočlánku na čase pro měření při teplotě 21 °C a dodaném příkonu 0,068 W.



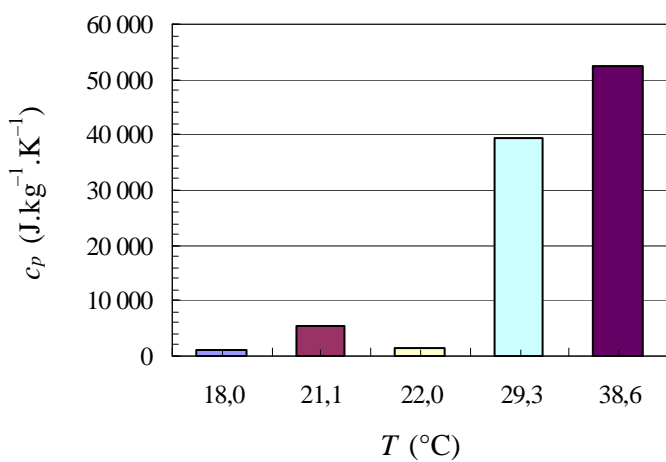
Obr. 91. Teplotní odezva Micronal[®] (měření 2) a její proložení regresní křivkou.

Na obr. 92, 93 a 94 jsou znázorněny průměrné hodnoty naměřených tepelných parametrů: tepelné difuzivity, tepelné kapacity a tepelné vodivosti Micronalu[®] při různých teplotách měření.

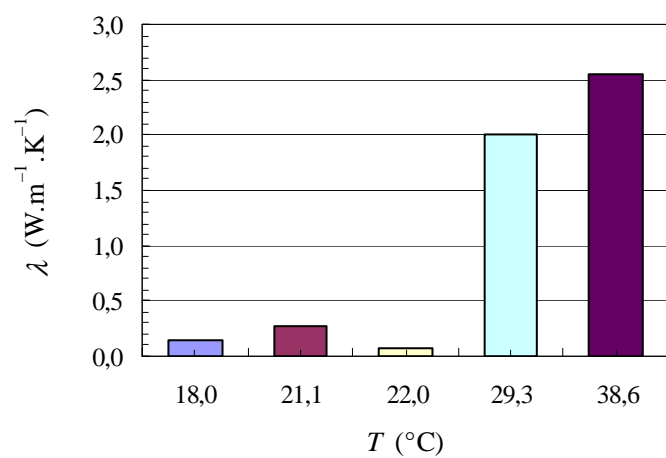
V tab. XIX jsou uvedeny tepelné parametry Micronalu[®] pro ohřívací a chladící fázi při výše zmíněných experimentálních podmínkách.



Obr. 92. Závislosti průměrných hodnot tepelné difuzivity Micronalu[®] pro různé teploty měření.



Obr. 93. Závislosti průměrných hodnot měrné tepelné kapacity Micronalu[®] pro různé teploty měření.



Obr. 94. Závislosti průměrných hodnot tepelné vodivosti Micronalu[®] pro různé teploty měření.

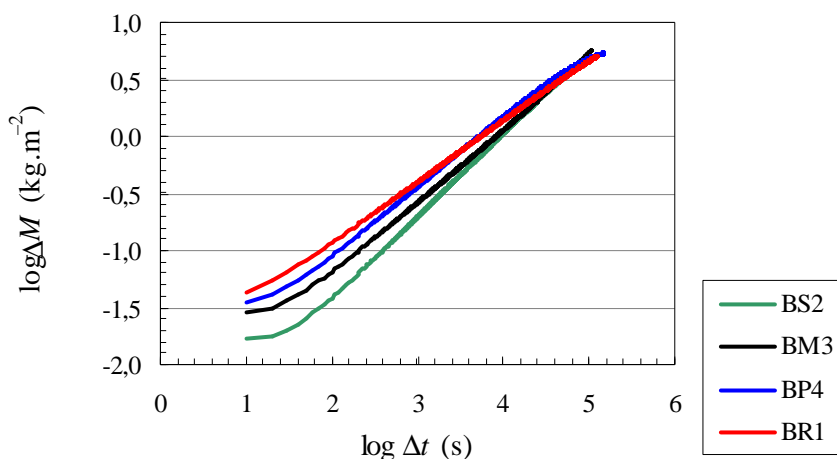
Tab. XIX. Tepelné parametry Micronalu[®] vyhodnocené pomocí víceparametrické regrese pro měření při teplotě 21 °C a dodaném příkonu 0,068 W.

Měření	ΔT (°C)	a (mm ² .s ⁻¹)	D (-)	R (m)	λ (W.m ⁻¹ .K ⁻¹)	c_p (J.kg ⁻¹ .K ⁻¹)
OHRÍVACÍ FÁZE						
2	0,48	0,066	2,221	0,0357	0,373	8 162
3	0,49	0,075	2,409	0,0369	0,228	4 404
4	0,45	0,091	2,853	0,0346	0,064	1 011
5	0,46	0,064	2,183	0,0360	0,432	9 708
6	0,50	0,079	2,467	0,0409	0,216	3 946
		(0,075 ± 0,011)			(0,262 ± 0,144)	(5 446 ± 3 483)
CHLADÍCÍ FÁZE						
2	0,48	0,150	2,993	0,0449	0,069	664
3	0,49	0,179	3,203	0,0482	0,046	374
4	0,45	0,266	3,371	0,0553	0,046	237
5	0,46	0,048	1,947	0,0325	0,667	20 014
6	0,50	0,390	3,479	0,0624	0,054	201
		(0,221 ± 0,129)			(0,203 ± 0,275)	(5 206 ± 8 787)

10.4.3 Studium vlhkostních parametrů stavebních materiálů

V této kapitole jsou vyhodnocena naměřená data použitých stavebních materiálů (kap. 9.2.5) pomocí víceparametrické nelineární regrese.

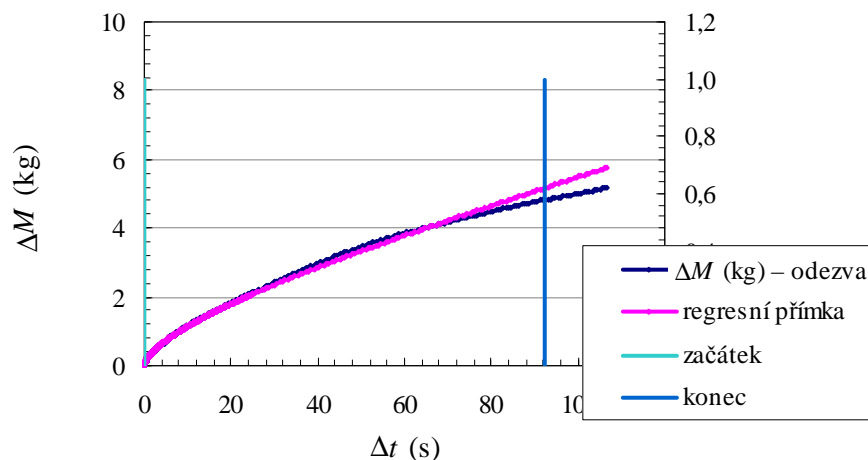
10.4.3.1 HPC beton



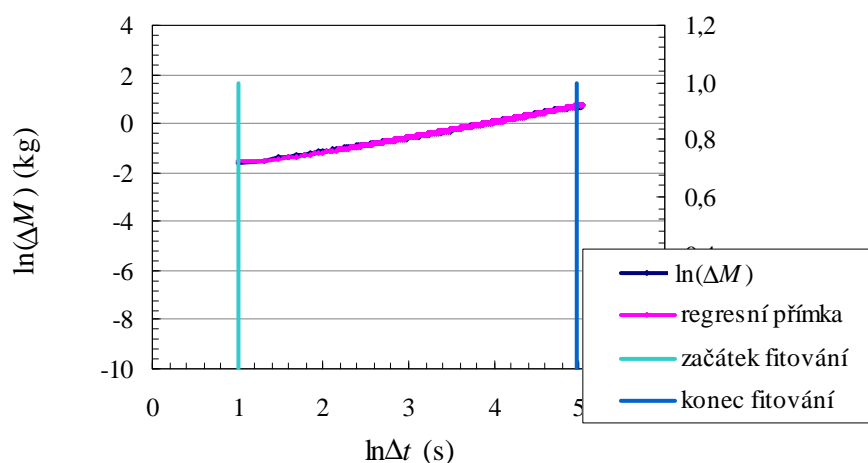
Obr. 95. Logaritmické závislosti tranzientních odezev souhrnného přírůstku vlhkosti v HPC betonu (materiál BR1, BP4, BM3, BS2).

Obr. 95 zobrazuje logaritmickou závislost sorpce čtyř použitých vzorků HPC betonu. Jak je z grafu patrné, závislosti byly lineární, pouze na začátku měření lze pozorovat jakési „nepra-

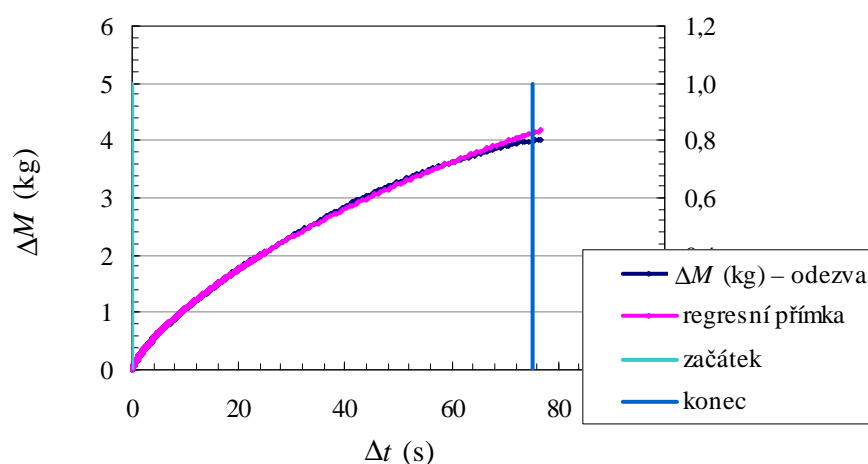
videlnosti“ a pomalejší pronikání vody do vzorku BS2 a BM3. Druhá část závislostí již byla konstantní, což ukazovalo na pomalé a rovnoměrné pronikání vody do vzorků.



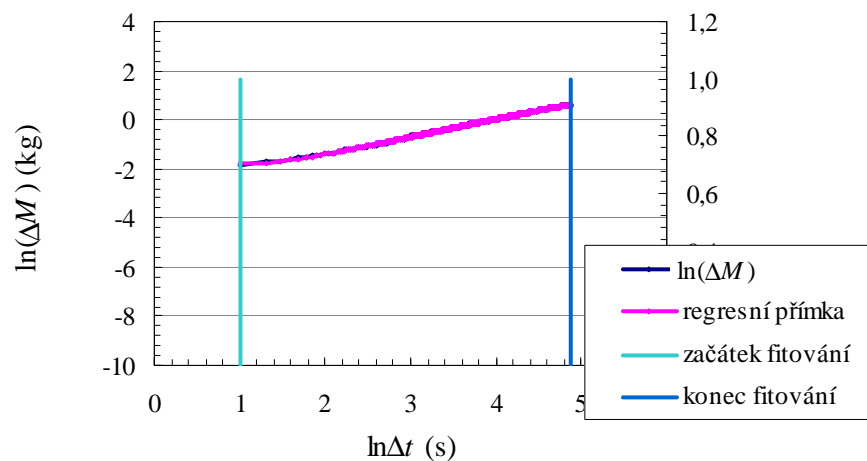
Obr. 96. Tranzientní odezva souhrnného přírůstku hmotnosti HPC betonu (materiál BM3) $\Delta M = f(t)$ proložená regresní křivkou.



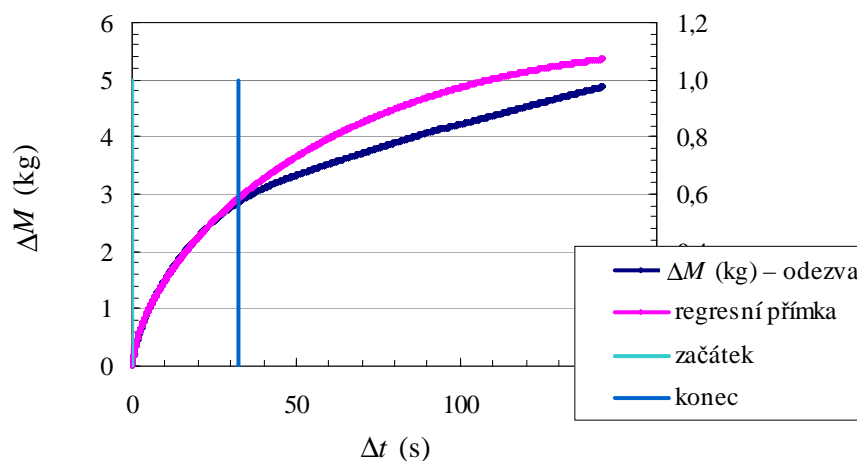
Obr. 97. Logaritmičká závislost této odezvy (materiál BM3) taktéž proložená regresní křivkou.



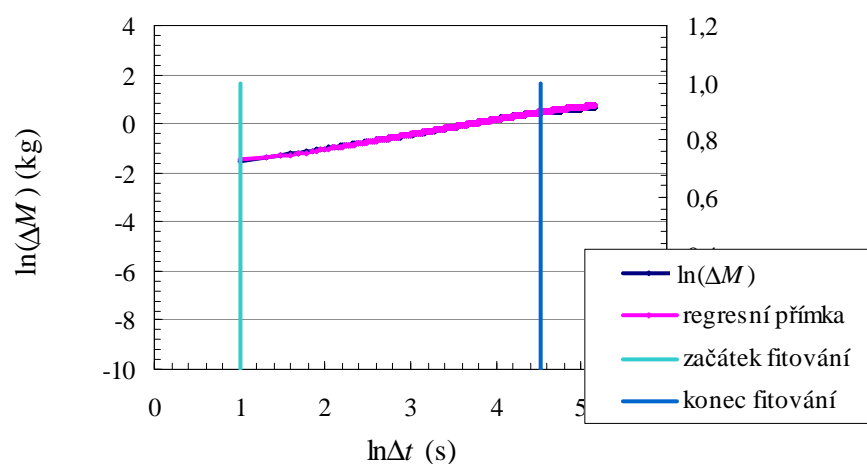
Obr. 98. Tranzientní odezva souhrnného přírůstku hmotnosti HPC betonu (materiál BS2) $\Delta M = f(t)$ proložená regresní křivkou.



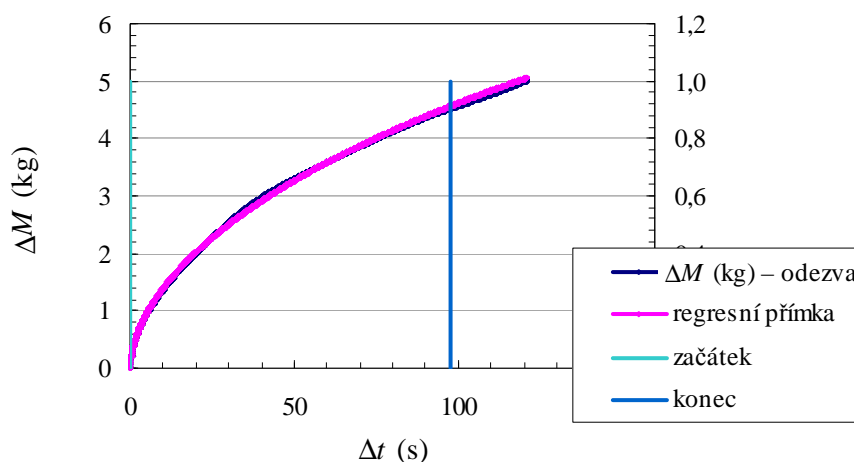
Obr. 99. Logaritmičká závislost této odezvy (materiál BS2) taktěž proložená regresní křivkou.



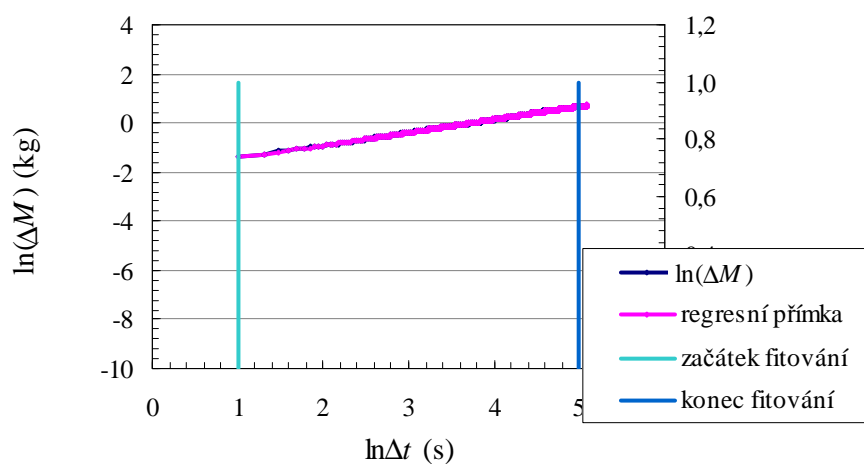
Obr. 100. Tranzientní odezva souhrnného přírůstku hmotnosti HPC betonu (materiál BP4) $\Delta M = f(t)$ proložená regresní křivkou.



Obr. 101. Logaritmičká závislost této odezvy (materiál BP4) taktěž proložená regresní křivkou.



Obr. 102. Tranzientní odezva souhrnného přírůstku hmotnosti HPC betonu (materiál BR1) $\Delta M = f(t)$ proložená regresní křivkou.



Obr. 103. Logaritická závislost této odezvy (materiál BR1) taktěž proložená regresní křivkou.

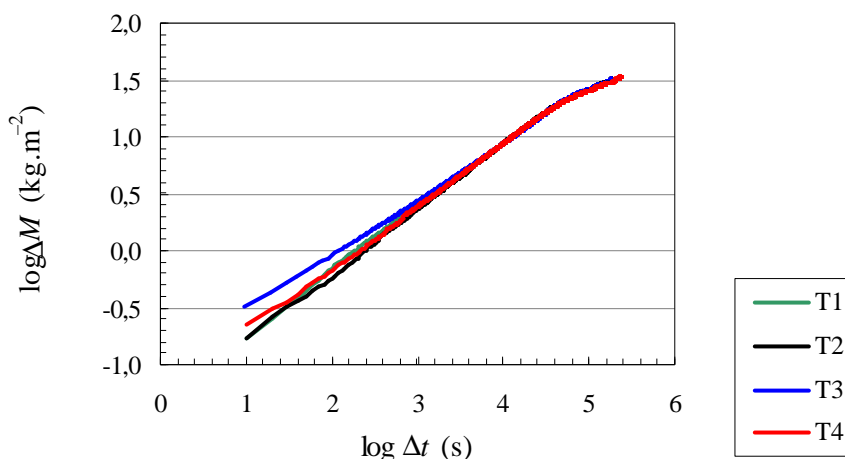
Výsledné vlhkostní parametry čtyř vzorků HPC betonu jsou zobrazeny v tab. XX.

Tab. XX. Vlhkostní parametry určené z odezev pro HPC beton ($h = 50 \text{ mm}$).

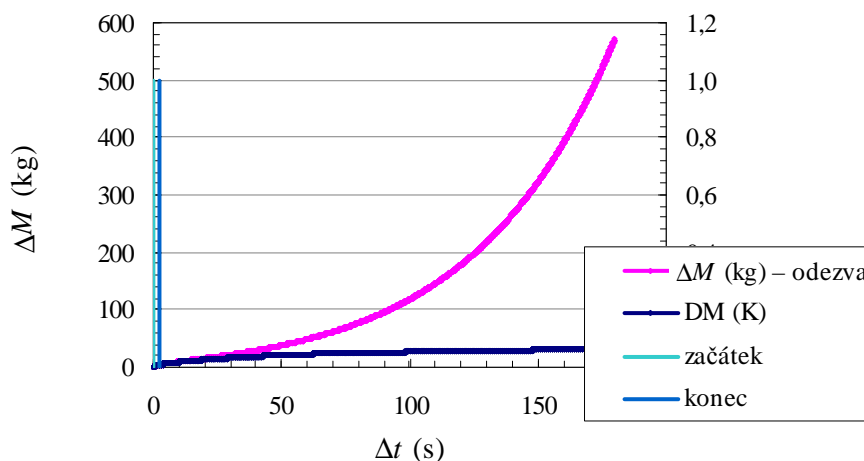
Materiál	$\kappa (\text{mm}^2 \cdot \text{s}^{-1})$	s	$D (-)$	$R (\text{m})$	$\Delta M_0 (\text{g} \cdot \text{m}^{-2})$	$A (\text{kg} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1/2})$	$\rho (\text{kg} \cdot \text{m}^{-3})$	$Q (\%)$
BM3	1882	0,366	2,268	119,8	1,65	0,0033	104	0,84
BS2	1304	0,252	2,496	70,3	3,75	0,0011	80	0,43
BP4	2309	0,371	2,258	84,3	2,69	0,0047	98	0,54
BR1	4656	0,455	2,091	260,6	8,32	0,0092	100	0,47

Parametr $s = 1/2$ představuje ideální planární zdroj vlhkosti pro daný materiál. Tomuto parametru odpovídá dimenze kontaktní plochy zdroje vlhkosti s materiálem $D = 2$. V případě, že plocha kontaktu zdroje vlhkosti s měřeným materiálem bude větší (vysoce porézní materiály), bude parametr $D > 2$ a parametr $s = (E - D)/2$, pro vlhkost šířící se v 3D prostoru ($E = 3$) naopak menší než $1/2$. Naopak, pokud plocha kontaktu zdroje vlhkosti s materiálem bude menší (málo porézní materiály), bude parametr $D < 2$ a parametr s větší než $D < 2$. Z tabulky je zřejmé, že pro všechny materiály nastal první případ. Největší plochu sorpce měl materiál BS2, naopak nejmenší plochu materiál BR1.

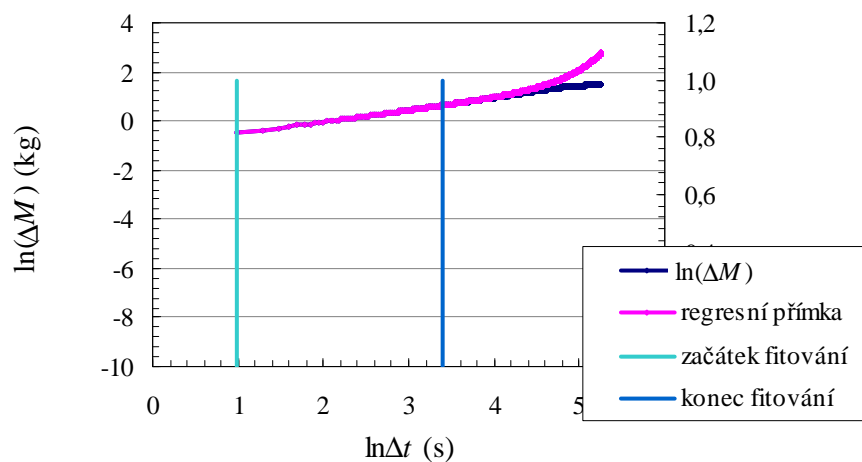
10.4.3.2 Kompozitní materiál vyztužený aramidovým vláknem



Obr. 104. Logaritmické závislosti tranzientních odezev souhrnného přírůstku hmotnosti kompozitního materiálu s aramidovým vláknem (měření T1, T2, T3, T4).



Obr. 105. Tranzientní odezva souhrnného přírůstku hmotnosti kompozitního materiálu s aramidovým vláknem (měření T3) $\Delta M = f(t)$ proložená regresní křivkou.



Obr. 106. Logaritmická závislost této odezvy kompozitního materiálu s aramidovým vláknem (měření T3) taktéž proložená regresní křivkou.

Obr. 104 zobrazuje logaritmickou závislost sorpce čtyř měření vzorků kompozitního materiálu s aramidovým vláknem. Jak je z grafu patrné, závislosti byly lineární, pouze na konci měření bylo možné pozorovat pomalejší ale stále rovnoměrné pronikání vody do vzorků.

Výsledné vlhkostní parametry tohoto kompozitního materiálu můžeme vidět v tab. XXI.

Tab. XXI. Vlhkostní parametry určené z odezev pro materiál s aramid. vláknem ($h = 25 \text{ mm}$) pro měření T1.

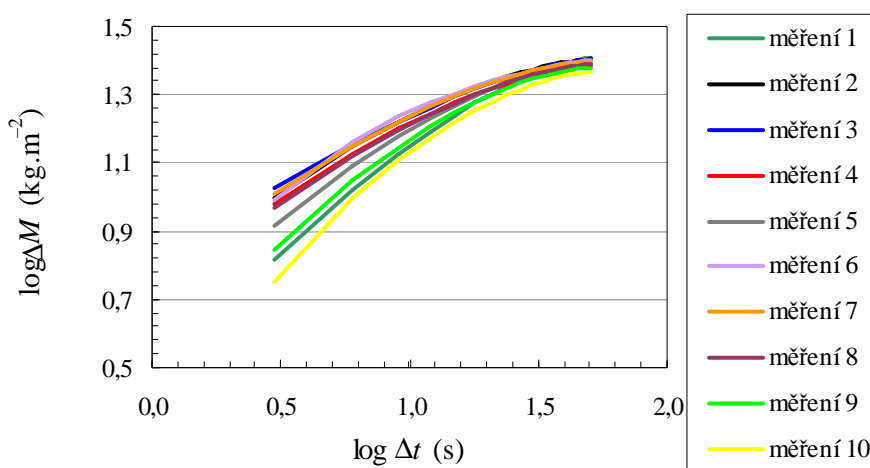
$t \text{ (s)}$	$\kappa \text{ (mm}^2 \cdot \text{s}^{-1}\text{)}$	s	$D \text{ (-)}$	$R \text{ (m)}$	$\Delta M_0 \text{ (g} \cdot \text{m}^{-2}\text{)}$	$A \text{ (kg} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1/2}\text{)}$	$\rho \text{ (kg} \cdot \text{m}^{-3}\text{)}$	$Q \text{ (\%)}$
10	200	0,467	2,066	7,1	0,24	0,213	1309	0,31
10	200	0,467	2,066	7,1	0,24	0,213	1309	0,31
50	46,2	0,517	1,966	2,6	0,17	0,297	1309	0,45
100	43,1	0,583	1,833	2,0	0,27	0,466	1309	0,60
170	45,6	0,651	1,699	1,8	0,49	0,746	1309	0,68
260	50,9	0,711	1,579	1,8	0,84	1,158	1309	0,71
380	58,9	0,765	1,470	1,9	1,40	1,762	1309	0,70
550	71,6	0,815	1,371	2,1	2,31	2,669	1309	0,65
780	88,3	0,856	1,287	2,4	3,60	3,905	1309	0,58
1090	112	0,889	1,221	2,9	5,30	5,502	1309	0,48
1510	116	0,901	1,199	3,8	6,74	6,941	1309	0,49
2070	142	0,923	1,155	5,3	9,14	9,202	1309	0,42
2830	165	0,939	1,122	7,8	11,67	11,632	1309	0,42
4380	831	0,948	1,103	10,9	13,64	14,090	1309	0,19
8550	410	0,988	1,023	41,1	21,23	20,997	1309	0,03
14220	4 560	0,999	1,001	101,1	23,45	23,396	1309	0,01
21870	6 520	0,999	1,001	129,3	24,26	24,202	1309	0,01
32220	6 700	1,000	1,001	143,4	25,19	25,155	1309	0,01
52860	-1 720	1,001	0,998	86,6	-26,89	26,955	1309	0,02

Vyhodnocení závislostí bylo provedeno obdobným způsobem jako pro ostatní materiály. Protože byla zjištěna závislost vlhkostních parametrů na čase měření: byly pozorovány tři různé typy chování. V první oblasti (cca do 100 s) se materiál choval obdobným způsobem jako HPC – sorpce celou plochou povrchu materiálu ($D \approx 2$), ve druhé oblasti (cca do 1 000 s) se změnil charakter sorpce materiálů, koeficient absorpce vody A vzrostl o dva řády a zhoršila se sorpce materiálu ($D \approx 1,2$), v poslední oblasti došlo k dalšímu vzrůstu absorpčního koeficientu o půl řádu při současném dalším snížení efektivní plochy sorpce představované fraktální dimenzí $D \approx 1$.

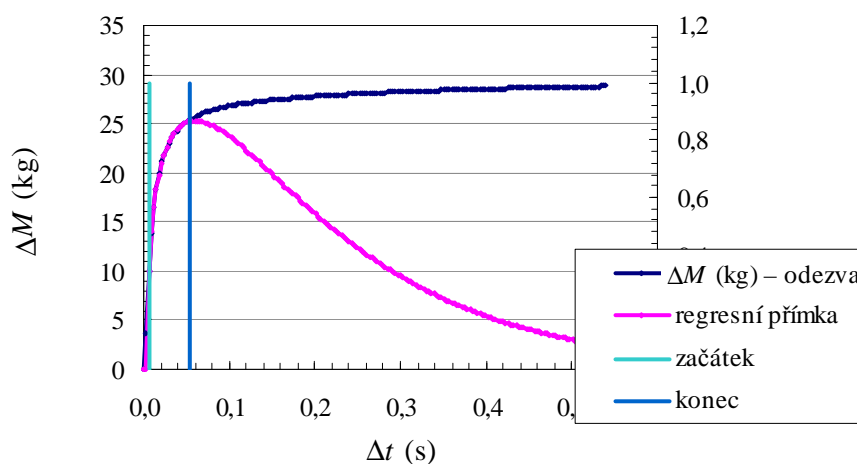
10.4.3.3 Minerální vlna

Analýza experimentálních dat byla pro minerální vlnu provedena pro dva intervaly. První interval byl zvolen 50 s, druhý interval byl zvolen přes celou dobu měření, tj. 600 s.

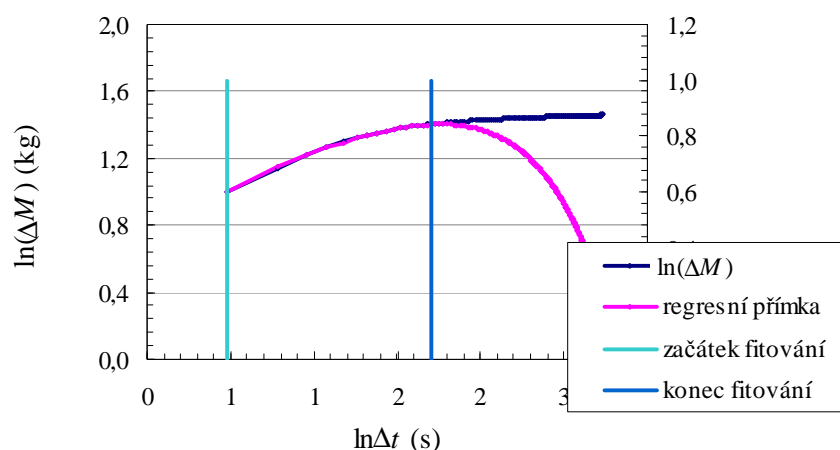
Logaritmičké závislosti kumulativní hmotnosti na čase pro všechna měření při zvoleném časovém intervalu 50 s jsou uvedeny na obr. 107, pro časový interval 600 s na obr. 110. Stanovené parametry jsou pak pro oba případy uvedeny v tab. XXII, XXIII.



Obr. 107. Logaritmičké závislosti tranzientních odezev souhrnného přírůstku hmotnosti minerální vlny (měření 1–10) (interval měření 50 s).



Obr. 108. Tranzientní odezva souhrnného přírůstku hmotnosti minerální vlny (měření 2) (interval měření 50 s) $\Delta M = f(t)$ proložená regresní křivkou.



Obr. 109. Logaritmická závislost této odezvy minerální vlny (měření 2) (interval měření 50 s) taktéž proložená regresní křivkou.

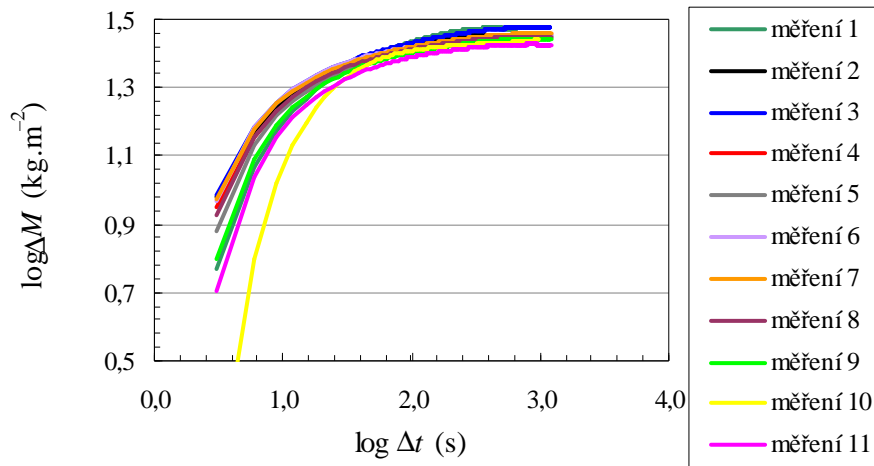
Výsledné vlhkostní parametry minerální vlny (interval měření 50 s) jsou shrnuty v tab. XXII.

Tab. XXII. Vlhkostní parametry určené z odezev pro minerální vlnu (interval měření 50 s) ($h = 80 \text{ mm}$).

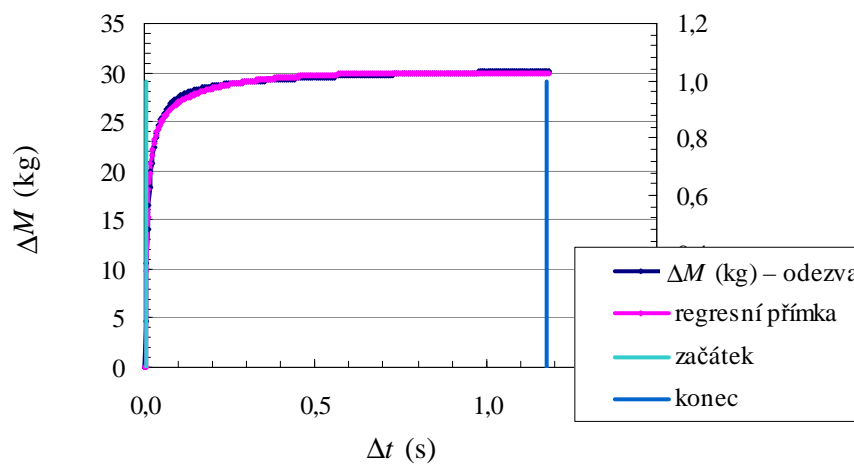
	$\kappa (\text{mm}^2 \cdot \text{s}^{-1})$	s	$D (-)$	$R (\text{m})$	$\Delta M_0 (\text{g} \cdot \text{m}^{-2})$	$A (\text{kg} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1/2})$	$\rho (\text{kg} \cdot \text{m}^{-3})$	$Q (\%)$
měření 1	6 250	0,420	2,159	2,4	9,56	4,341	160	0,17
měření 2	5 780	0,628	1,743	2,8	13,45	8,341	160	0,14
měření 3	13 100	0,617	1,765	4,4	17,39	7,787	160	0,17
měření 4	4 820	0,661	1,678	2,9	12,49	8,591	160	0,10
měření 5	5 690	0,541	1,918	2,4	11,40	6,364	160	0,24
měření 6	2 430	0,780	1,440	2,6	14,14	12,899	160	0,10
měření 7	5 930	0,642	1,715	2,9	13,76	8,613	160	0,22
měření 8	6 050	0,607	1,785	2,8	12,65	7,505	160	0,22
měření 9	3 620	0,522	1,956	1,9	8,78	5,949	160	0,27
měření 10	350	1,174	0,652	1,2	66,18	50,818	160	0,83

Pro všechny měřené vzorky minerální vlny (viz tab. XXII) je parametr $s > 1/2$, resp. $D < 2$. Plocha kontaktu zdroje vlhkosti s materiálem byla tedy menší než je plocha ideálního (planárního) zdroje vlhkosti (málo porézní materiály). Z tabulky je zřejmé, že pro všechny materiály nastal první případ (viz předchozí kapitola).

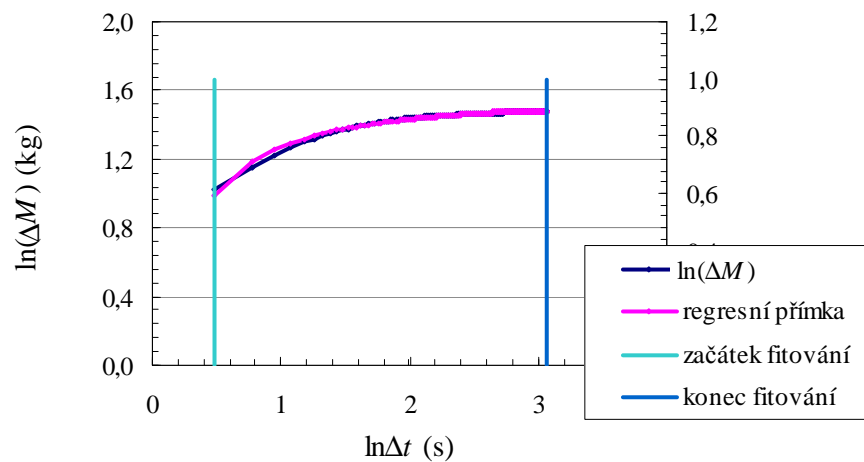
Na obr. 110 jsou uvedeny logaritmické závislosti kumulativní hmotnosti na čase pro časový interval 600 s.



Obr. 110. Logaritmické závislosti tranzientních odezev souhrnného přírůstku hmotnosti minerální vlny (měření 1–11) (interval měření 600 s).



Obr. 111. Tranzientní odezva souhrnného přírůstku hmotnosti minerální vlny (měření 3) (interval měření 600 s) $\Delta M = f(t)$ proložená regresní křivkou.



Obr. 112. Logaritmická závislost této odezvy minerální vlny (měření 3) (interval měření 600 s) taktéž proložená regresní křivkou.

Výsledné vlhkostní parametry minerální vlny (interval měření 600 s) jsou shrnuty v tab. XXIII.

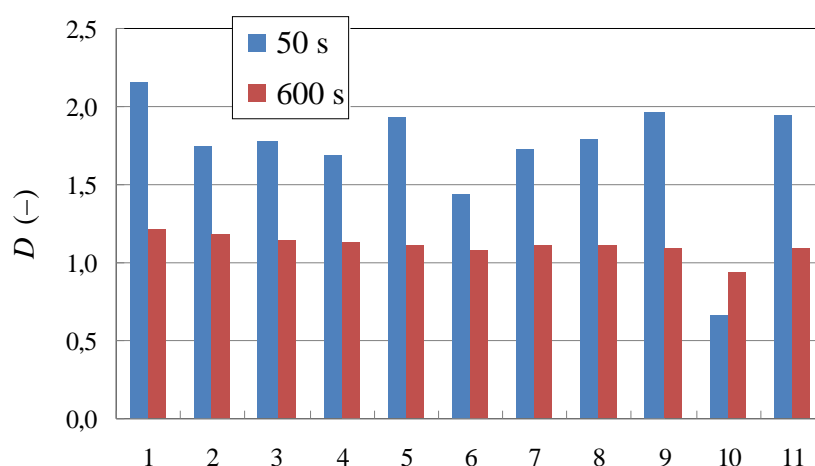
Tab. XXIII. Vlhkostní parametry určené z odezev pro minerální vlnu (interval měření 600 s) ($h = 80 \text{ mm}$).

	$\kappa (\text{mm}^2 \cdot \text{s}^{-1})$	s	$D (-)$	$R (\text{m})$	$\Delta M_0 (\text{g} \cdot \text{m}^{-2})$	$A (\text{kg} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1/2})$	$\rho (\text{kg} \cdot \text{m}^{-3})$	$Q (\%)$
měření 1	1 000	0,896	1,208	5,9	17,08	17,940	160	0,53
měření 2	1 580	0,911	1,178	7,3	18,69	18,704	160	0,33
měření 3	1 500	0,932	1,136	12,8	20,31	20,397	160	0,29
měření 4	1 450	0,934	1,132	9,6	19,31	19,438	160	0,33
měření 5	1 140	0,949	1,103	10,6	20,72	21,088	160	0,29
měření 6	1 320	0,960	1,079	16,3	22,44	22,617	160	0,17
měření 7	1 410	0,948	1,105	14,6	21,17	21,305	160	0,20
měření 8	1 270	0,948	1,104	13,1	20,79	21,040	160	0,26
měření 9	974	0,952	1,095	12,6	20,68	21,178	160	0,23
měření 10	388	1,032	0,935	7,1	33,94	32,426	160	0,15
měření 11	834	0,958	1,085	11,7	20,58	21,159	160	0,25

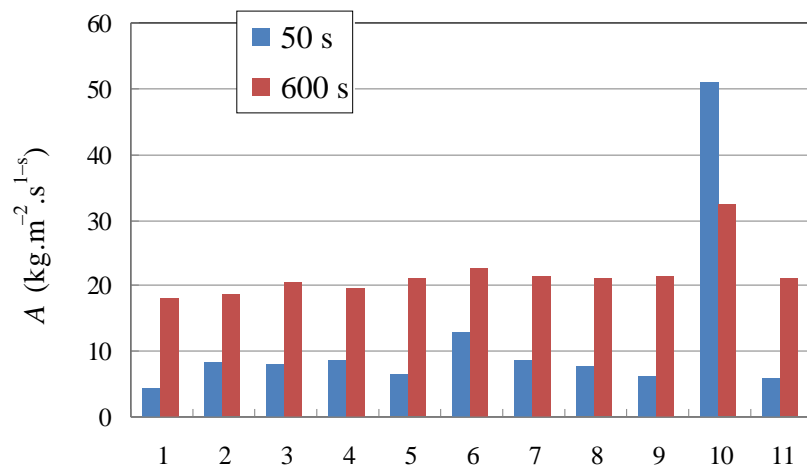
Ze srovnání výsledků v tab. XXII a tab. XXIII vyplývá, že se sorpce vlhkosti do minerální vlny s časem zhoršovala (dimenze plochy zdroje vlhkosti byla pro dlouhé časy výrazně menší než pro časy krátké).

Také vlhkostní difuzivita κ byla v počátečních časech (do 50 s) asi čtyřikrát větší než pro delší časy (do 600 s). Výpočet byl proveden pro vzorek o rozměrech $(100 \times 100 \times 80) \text{ mm}^3$, tedy o rozměru ve směru difúze $h = 80 \text{ mm}$.

Na obr. 113 a obr. 114 pak lze vidět porovnání studovaných parametrů, tedy dimenze zdroje a koeficientu absorpce vody zjištěných ze závislostí (50 s) a závislostí (600 s).



Obr. 113. Porovnání fraktální dimenze zdroje zjištěných ze závislosti (50 s) a závislosti (600 s).



Obr. 114. Porovnání koeficientů absorpce vody zjištěných ze závislosti (50 s) a závislosti (600 s).

11 ZÁVĚR

Předložená dizertační práce se zabývá vytvořením metody vyhodnocení a stanovení termofyzikálních vlastností materiálů s využitím fraktální teorie. Postupným vylepšováním byly vypracovány tři vyhodnocovací metody. Na začátku stála metoda maxima funkce, do které již byly zahrnuty korekční faktory reprezentující rušivé vlivy měření, mezi něž patří konečné rozměry vzorku, odvod tepla z povrchu vzorku, neideální tvar tepelného pulzu, vlastnosti reálného zdroje tepla a nestabilita teploty vzorku. Tyto faktory byly zahrnuty do základní teplotní funkce, především při definici počátečních a okrajových podmínek. Za účelem věrnějšího popisu šíření tepla v materiálu byly vypracovány diferenciální a víceparametrická nelineární regresní metoda, které lze použít ke stanovení parametrů reálného fraktálního modelu.

K experimentálnímu měření byla pro svou principiální jednoduchost zvolena tranzientní metoda měření, konkrétně dva modely přenosu tepla: pulzní (Pulse-Transient) metoda a skoková (Step-Wise) metoda. Vzhledem k tomu, že se jedná o zcela nový přístup, bylo nutné nejprve provést měření na materiálu o známých vlastnostech. Jako referenční materiál byl zvolen PMMA, na kterém byla realizována měření pro kalibraci aparatury a také ověřeny všechny tři vyhodnocovací metody. Předmětem dalšího experimentu byly laminační fólie fotovoltaických článků. Zde se nejednalo o termofyzikální vlastnosti samotných fólií, ale o jejich vliv na tepelný tok z fotovoltaického článku. Za účelem potvrzení výsledků, byl reálný fotovoltaický panel prostudován i pomocí termokamery. Posledním zástupcem pevných materiálů prezentovaných v této práci byl Micronal[®], který představuje skupinu PCM materiálů (Phase Change Materials). Tyto materiály se vyznačují značným uvolněním (nebo příjmem) latentního tepla při změně skupenství.

Samostatnou kapitolou bylo použití tranzientní metody měření při studiu termofyzikálních parametrů kapalin. Obdobně jako u pevných materiálů i zde bylo provedeno referenční měření na známé kapalině. Po kalibraci měřicí aparatury a nastavení systému pro destilovanou vodu následovala měření na olejových substancích, konkrétně kečupu a majonéze. Pro tyto látky docházelo ke zkreslení výsledků důsledkem proudění kapaliny.

Za účelem rozšíření možností aplikací vyhodnocovacích metod byly, jak diferenciální metoda, tak i víceparametrická nelineární regresní metoda, použity k určení vlhkostních vlastností materiálů. Jednalo se o stavební materiály vysokohodnotný beton HPC, cementový kompozitní materiál vyztužený aramidovým vláknem a minerální vlna.

Diskuze k jednotlivým výsledkům byly provedeny v kapitolách zabývajících se jednotlivými metodami a materiály. Postupem času docházelo ke stálému zdokonalování metod stanovení tepelných veličin, kdy je v současné době – poslední verze – využívána víceparametrická nelineární regresní metoda.

Problematika, popsaná v této práci, je velmi obsáhlá a může sloužit jako jakési vodítko a nástroj k dalšímu rozsáhlejšímu studiu a následnému zpracování. Pozornost by se měla zaměřit především na zanesení teorie do praxe, a to především formou „rutinního“ měření materiálů. Lze studovat jak materiály homogenní, tak i heterogenní. Z tohoto hlediska jsou velmi zajímavé materiály PCM, v současné době využívané především ve stavebnictví. Další

skupinou studovaných materiálů mohou být kapaliny, jejichž tepelná vodivost se obvykle určuje v klidu. Tato metoda umožňuje sledovat systém z makroskopického hlediska a výsledná „tepelná vodivost“ tedy zahrnuje jak vedení, tak i samotné proudění v kapalině. To je žádoucí pro popis procesů v běžné technické praxi. S tím se pojí další námět k zamyšlení a případnému studiu, a to rozlišení probíhajících procesů v systému, tedy jak je výsledný termofyzikální parametr (tepelná vodivost) ovlivněn všemi procesy transportu tepla ve sledované soustavě (tedy samotným vedením, prouděním a případně zářením). Možné je i studium fázových přechodů. Co se týče možnosti rozšíření použité metody měření, jistě zajímavá by byla aplikace dalších budících signálů (pulz, rampa, harmonický signál, ...). Vylepšit se dá také automatizovaný systém měření, který by mohl poskytovat studované termofyzikální parametry již v průběhu samotného měření. Na závěr by mohlo probíhat vyhodnocování komplexního měřicího systému s využitím informačních technologií.

12 LITERATURA

- [1] Stehlík, P.: *Termofyzikální vlastnosti. Tepelné pochody. Teoretické základy oboru*. 1. vyd. Brno: Nakladatelství Vysokého učení technického v Brně, 1992. 69 s. ISBN 80-214-0428-0.
- [2] Nožička, J.: *Sdílení tepla*. 1. vyd. Praha: Vydavatelství ČVUT, 1998. 238 s. ISBN 80-01-01599-8.
- [3] Atkins, P. W.: *Fyzikálna chémia*. 1. část. 6. vyd. Oxford University Press / Slovenská technická univerzita v Bratislave, 1999. 382 s. ISBN 80-227-1238-8.
- [4] Neužil, L., Míka, V.: *Chemické inženýrství IB*. 1. vyd. Praha: Vydavatelství VŠCHT, 1992. 473 s. ISBN 80-7080-164-6.
- [5] Topol, J.: *Chyby při měření teplot termočlánky*. VÚK 1975.
- [6] Odbor výzkumného centra Nové technologie. *Termomechanika technologických procesů*. [online]. c2007, [cit. 2007-05-10]. Dostupné z www: <<http://tpp.zcu.cz/cz/predstaveni>>.
- [7] Krempaský, J.: *Meranie Termofyzikálnych veličín*. 1. vyd. Bratislava: Vydavateľstvo Slovenskej akadémie vied v Bratislave, 1969. 288 s. ISBN 71-0,44-69.
- [8] Kubičár, Ľ.: *Pulse Method of Measuring Basic Thermophysical Parameters*. 1. vyd. Bratislava: VEDA, vydavateľstvo Slovenskej akadémie vied, 1989. 344 s. ISBN 80-224-0085-8.
- [9] Šesták, J.: *Měření termofyzikálních vlastností pevných látek*. 1. vyd. Praha: Nakladatelství Československé akademie věd, 1982. 348 s. ISBN 21-104-82.
- [10] Sulovský, P.: *Termická analýza*. [online]. [cit. 2007-05-04]. Dostupné z www: <http://www.sci.muni.cz/~sulovsky/Vyuka/Lab_metody/Termicka_analyza.pdf>.
- [11] Šimon, P., Palou, M., Smrčková, E., Cibulková, Z.: *4. Letná škola termickej analýzy a kalorimetrie: Základný kurz*. [Studijní materiál.]. Fakulta chemickej a potravinárskej technológie STU v Bratislave. 2005.
- [12] Department of Thermophysics, Institute of Physics, SAS. *Transient Methods*. [online]. c2003, [cit. 2007-05-03]. Dostupné z www: <<http://thermophys.savba.sk/Web/methods.htm>>.
- [13] Boháč, V., Vretenár, V., Kubičár, Ľ.: Optimisation Methodology for the Pulse Transient Method and its Application at the Measurement of Thermophysical Properties of Materials. In *Thermophysics 2004*. Kočovce, Slovak Academy of Science. 2005. p. 57 - 71. ISBN 80-969434-2-1.
- [14] Department of Thermophysics, Institute of Physics, SAS. *Pulse transient method*. [online]. [cit. 2007-05-03]. Dostupné z www: <http://thermophys.savba.sk/web/pulse_transient_method.htm>.
- [15] Boháč, V., Kubičár, Ľ., Vretenár, V.: Investigation of Heat Transport in Calcium Silicate Boards by Pulse Transient Method. In *Thermophysics 2002*. Kočovce, Slovak Academy of Science. 2002. p. 87 - 94. ISBN 80-8050-603-5.

- [16] Krempaský, J. a kol.: *Synergetika*. 1. vyd. Bratislava: VEDA, vydavateľstvo Slovenskej akadémie vied, 1988. 264 s. ISBN 071-016-88
- [17] ZELINKA, I.; VČELAŘ, F.; ČANDÍK, M.: *Fraktální geometrie – principy a aplikace*. Praha: BEN – technická literatura, 2006. 176 s. ISBN 80-7300-191-8.
- [18] HINNER, M.: *Jemný úvod do fraktálů*. [online]. c1999, [cit. 2010-04-10]. Dostupné z www: <<http://martin.hinner.info/math/Fraktaly/>>.
- [19] Vančura, J.: *IFS Fraktály*. [online]. c2006/2007, [cit. 2011-06-18]. Dostupné z www: <<http://www.fractals.webz.cz/fraktalygeo.htm>>.
- [20] Tišnovský P.: *Fraktály – Dynamické systémy*. [online]. c (c)1999, 2000 [cit. 2011-06-18]. Dostupné z www: <<http://www.fit.vutbr.cz/~tisnovpa/fract/clanky/1.htm>>.
- [21] ZMEŠKAL, O.; ŠTEFKOVÁ, P.; HŘEBENOVÁ, L.; BAŘINKA, R. Pulse Transient Method as a Tool for the Study of Thermal Properties of Solar Cell Laminating Films. *International journal of thermophysics*, 2009, roč. 30, č. 6, s. 1891-1901. ISSN: 0195- 928X.
- [22] H. S. Carslaw, J. C. Jaeger, *Conduction of Heat in Solids* (Clarendon Press, London, 1959) , pp. 496. ISSN: 0195- 928X.
- [23] O. Zmeškal, M. Nežádal, M. Vala, *Chaos, Solitons & Fractals*, 2003, vol.17, p.113. ISSN: 0960-0779.
- [24] O. Zmeškal, M. Nežádal, M. Vala, *Chaos, Solitons & Fractals*, 2003, vol.19, p.1013. ISSN: 0960-0779.
- [25] V. Boháč, Ľ. Kubičár, V. Vretenár, *In TEMPMEKO 2004*, (Cavtat - Dubrovnik, Croatia, 2004).
- [26] V. Boháč, Ľ. Kubičár, V. Vretenár, Methodology of the testing model for contact pulse transient method and influence effects on evaluating thermophysical parameters of the PMMA, *Measurement Science Review*, 2005, vol.5. pp. 98–103. ISSN 1335 – 8871.
- [27] Boháč V., Dieška P., Kubičár Ľ.: The Heat Loss Effect at the Measurements by Transient Pulse Method, *Measurement Science Review*, 2007, vol. 7, pp. 24-27. ISSN 1335 – 8871.
- [28] BOHÁČ, V.; DIEŠKA, P.; KUBIČÁR Ľ.: The progress in Development of new models for pulse transient method. *Proc. Of Thermoptysics*, Bratislava: Vydavateľstvo STU, 2007. ISBN 978-80-227-2746-4.
- [29] DIEŠKOVÁ M.; DIEŠKA P.; BOHÁČ V.; KUBIČÁR Ľ. Determination of temperature field and an analysis of influence of certain factors on a temperature fields. *In collection of manuscripts of the 17th ECTP*, 2005, Bratislava, Slovakia. Vozár L., Medved' I. and Kubičár Ľ. editors. (CD-ROM).
- [30] ŠTOFANIK V., MARKOVIČ M., BOHÁČ V., DIEŠKA P., KUBIČÁR Ľ.: RT-Lab - the Equipment for Measuring Thermophysical Properties by Transient Methods, *Measurement Science Review*, 2007, vol. 7, pp. 15-18. ISSN 1335 – 8871.

- [31] BOHÁČ V., DIEŠKA P., KUBIČÁR L.: The Heat Loss Effect at the Measurements by Transient Pulse Method, *Measurement Science Review*. 2007, vol. 7. pp. 24-27. ISSN 1335 – 8871.
- [32] ZMEŠKAL, O.; BUCHNÍČEK, M.; VALA, M. Thermal properties of bodies in fractal and cantorion physics. *Chaos, Solitons & Fractals*. vol. 25(no.5), p. 941 – 954. ISSN 0960-0779.
- [33] ŠTEFKOVÁ, P.; ZMEŠKAL, O.; CAPOUŠEK, R. Study of Thermal Field in Composite Materials. In *Complexus Mundi*. WS. London, World Scientific. 2006. p. 217 - 224. ISBN 981-256-666-X.
- [34] ZMEŠKAL, O.; HŘEBENOVÁ, L.; ŠTEFKOVÁ, P. Use of step wise and pulse transient methods for the photovoltaic cells laminating films thermal properties study. In *Thermophysics 2009*. first. Brno: FCH VUT v Brně, 2009. s. 200-207. ISBN: 978-80-214-3986- 3.
- [35] HŘEBENOVÁ, L.: *Optimalizace tepelných vlastností struktur modulů fotovoltaiických článků*. Brno, 2010. 67 s., 11 s. příloh. Diplomová práce na FCH VUT v Brně, na Ústavu spotřební a fyzikální chemie. Vedoucí diplomové práce Prof. Ing. Oldřich Zmeškal, CSc.
- [36] ZMEŠKAL, O.; VALA, M.; WEITER, M.; ŠTEFKOVÁ, P.: Fractal-Cantorian geometry of space-time. *Chaos, Solitons & Fractals*. 2009. 42(3). p. 1878 – 1892. ISSN 0960-0779.
- [37] ZMEŠKAL, O.; POLCER, J.; HŘEBENOVÁ, L.; ŠTEFKOVÁ, P. Determination of Thermal and Moisture Parameters from the Transient Responses. In *Thermophysics 2010*. Brno: FCH VUT v Brně, 2010. s. 338-343. ISBN: 978-80-214-4166- 8.
- [38] ŠTEFKOVÁ, P.; ZMEŠKAL, O.; CAPOUŠEK, R. Study of thermal properties differences between homogeneous and heterogeneous material. In *Thermophysics 2005*. Nezařazené články. Kočovice: SAV, 2005. s. 75-84. ISBN: 80-969434-2-1.
- [39] ZMEŠKAL O., HŘEBENOVÁ, L., ŠTEFKOVÁ, P.: A New Differential Method for the Evaluation of Step Wise and Pulse Transient Measurements, *9th Asian Thermophysical Properties Conference*. Beijing, China, China National Convention Center. October, 19 - 22, 2010.
- [40] ZMEŠKAL O., HŘEBENOVÁ, L., ŠTEFKOVÁ, P.: Using of multi-parametric non-linear regression method based on step wise measurements for determining of Thermal parameters of phase Change material, Manuscript, *In proceeding of Thermophysics 2011*.
- [41] Omega™. *Zpravodaj pro měření a regulaci: Bezdotykové měření teploty*. [online]. c2001, [cit. 2007-05-03]. Dostupné z www: <<http://www.newport.cz>>.
- [42] Matiašovský, P.: *Určenie tepelnotechnických vlastností homogénnych stavebných materiálov metódou regulárneho režimu I. druhu*. Zpráva Ústavu stavebníctva a architektúry SAV.
- [43] Mleziva, J., Kálal, J. *Základy makromolekulární chemie*. Praha: SNTL/Alfa, 1986. ISBN 04-621-86.

- [44] Mleziva, J., Šňupárek, J., *Polymery – výroba, struktura, vlastnosti a použití*. 2. vyd. Praha: Sobotáles. 2000. 537s. ISBN 80-85920-72-7.
- [45] Kizlink, J., *Technologie chemických látek*, Brno: VUTIUM, 2005. s. 1-282. ISBN: 80-214-2913-52005.
- [46] Vohlídal J., Julák A., Štulík K.: *Chemické a analytické tabulky*. Grada Publishing 1999; 1. vydání; Praha 1999; 652 s. ISBN 80-7169-855-5.
- [47] BENDA, V.: *Solární články z krystalického křemíku – základní technologie současné fotovoltaiky*. [online]. 2006, [cit. 2010-04-10]. Dostupné z www: <<http://voda.tzb-info.cz/t.py?t=2&i=3553&h=13&pl=49>>.
- [48] LIBRA, M.; POULEK, V.: *Fotovoltaika – Teorie i praxe využití solární energie*. Praha: BEN – technická literatura, 2009. 160 s. ISBN 978-50-904311-0-2.
- [49] ŠEBEK J.: *Studium pasivní stabilizace teploty kompozitních stavebních materiálů*, Brno, 2010. Diplomová práce na FCH VUT v Brně, na Ústavu fyzikální a spotřební chemie. Vedoucí diplomové práce Prof. Ing. Oldřich Zmeškal, CSc.
- [50] SMOLKA B.: *Vliv technologie výroby kečupů na retenci nutričně významných látek*. Brno, 2008. 51 s. 11 s. příloh. Diplomová práce na FCH VUT v Brně, na Ústavu chemie potravin a biotechnologií. Vedoucí diplomové práce Ing. Helena Čížková, Ph.D.
- [51] MVDr. Martin Šindelář, Státní zemědělská a potravinářská inspekce: *Majonéza*. [online]. c2001, [cit.2011-07-20]. Dostupné z www: <<http://www.szpi.gov.cz/docDetail.aspx?docid=1000427&docType=ART&nid=11327>>.
- [52] Vejmelková, E. - Pavlíková, M. - Jerman, M. - Černý, R., Free Water Intake as Means of Material Characterization, *Journal of Building Physics*. 2009, vol. 33, no. 1, p. 29-44. ISSN 1744-2591.
- [53] *Chamber RT 1.02 – Technical report. Institute of Physics, Slovak Academy of Science*.
- [54] Transient measurement systems: *Transient Thermophysical Sensors*. [online]. c2003-2009, [cit. 2010-11-21]. Dostupné z www: <http://www.transientms.com/main.php?menu=PRODUCTS&submenu=SENSORS_THERMO>.
- [55] ŠTEFKOVÁ, P.; ZMEŠKAL, O. Thermophysical parameters of perspex determined from the temperature responses measured by pulse transient method. In *Thermophysics 2006*. Kočovce: STU Bratislava, 2006. (7 s.). ISBN: 80-227-2536-6.
- [56] ZMEŠKAL, O.; ŠTEFKOVÁ, P.; VALA, M.; WEITER, M. Study of thermal properties of solar cell laminating films by pulse transient method. In *Thermophysics 2008*. Kočovce: STU Bratislava, 2008. s. 163-168. ISBN: 978-80-227-2968-0.
- [57] *Fyzikální vlastnosti vody*. Software Aspen HySYS[®], ver.3.1.

- [58] Engineering ToolBox, Tools and Basic Information for Design, Engineering and Construction of Technical Applications: *Ice – Thermal*. [online]. [cit. 2011-06-15]. Dostupné z www: <http://www.engineeringtoolbox.com/ice-thermal-properties-d_576.html>.
- [59] Engineering ToolBox, Tools and Basic Information for Design, Engineering and Construction of Technical Applications: *Water – Thermal Properties*. [online]. [cit. 2011-06-15]. Dostupné z www: <http://www.engineeringtoolbox.com/water-thermal-properties-d_162.html>.
- [60] BALDERAZ-LOPEZ, J. A.; MANDELIS, A.; GARCIA, J. A.; Measurements of the Thermal Diffusivity of Liquids with a Thermal-Wave Resonator Cavity. *Review of scientific Instruments*. 2000, vol. 71, no. 7, pp. 2933-2937. ISSN: 0034-6748.
- [61] ODAWARA, O.; OKADA, I.; KAWAMURA, K.; *Measurement of the Thermal Diffusivity of HTS* (a mixture of molten NaNO₃-KNO₃-NaNO₂; 7-44-49 mole %) by Optical Interferometry.

13 SEZNAM SYMBOLŮ

Symbol	Rozměr	Význam, vysvětlení
a_0, a_1, a_2		parabolické parametry pro tepelné vlastnosti
a	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$	tepelná difuzivita
a^*	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$	tepelná difuzivita v čase maxima
a_0	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$	tepelná difuzivita homogenního tělesa ($E = D$)
c	$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	měrná tepelná kapacita
c_p	$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	měrná tepelná kapacita při stálém tlaku
c_v	$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	měrná tepelná kapacita při stálém objemu
e		kvantum fyzikální veličiny
f_a, f_c		korekční faktory
f_a^*		koeficient charakterizující deformaci teplotního pole
h	m	tloušťka vzorku, resp. vzdálenost teplotního čidla od zdroje tepla
m_0, m_1, m_2		parabolické parametry pro vlhkostní vlastnosti
m	kg	hmotnost
$n(r)$		pokrytí prostoru (distribuce částic)
p	Pa	tlak
q	$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$	plošná hustota tepelného toku
q_0	$\text{W} \cdot \text{m}^{-3}$	výkon tepelného zdroje v objemové jednotce
q_1	$\text{W} \cdot \text{m}^{-1}$	výkon liniového tepelného zdroje
q_e	$\text{W} \cdot \text{m}^{-3}$	měrný příkon tepelného zdroje
q_m	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$	hustota hmotnostního toku
r	m	vzdálenost
s		kvalita tepelného zdroje pro tepelné vlastnosti
s		parametr sorpce povrchu pro vlhkostní vlastnosti
t	s	čas
t_0	s	šířka proudového pulzu
$t_{0,5}$	s	čas, který odpovídá poloviční hodnotě maximální teploty ΔT_{\max}
t_{\max}	s	doba maximálního oteplení způsobeného pulzním zdrojem tepla
w	$\text{J} \cdot \text{m}^{-3}$	hustota vyzařované energie
x, y, z	m	prostorové souřadnice
A	$\text{kg} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1/2}$	koeficient absorpce vody
D		fraktální dimenze
D_f	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$	difúzní koeficient
D_{TT}	m	průměr topného tělesa
D_{VZ}	m	průměr vzorku
E		topologická dimenze
$F(r)$		zaplněnost (pokrytí) prostoru
H	J	entalpie
H_d	$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$	plošná hustota toku dopadající energie
H_e	$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$	plošná hustota toku vyzářené energie – radiační excitance

Symbol	Rozměr	Význam, vysvětlení
I	A	elektrický proud
K		fraktální míra
L	J.kg ⁻¹	latentní teplo
$N(\varepsilon)$		počet objektů o velikosti ε
P	W	elektrický příkon
Q	J	teplo
$Q(r)$		množství fyzikální veličiny
\dot{Q}	W	tepelný tok
R	Ω	elektrický odpor
R		parametr odvedení vlhkosti z materiálu během sorpčního procesu, respektive ztráty pro tepelné a vlhkostní vlastnosti
R_{Pt}	Ω	elektrický odpor platinového odporu
S	m ²	plocha
S		sorptivita materiálu pro vlhkostní vlastnosti
S		element plochy
$S(r)$		pokrytí plochy fraktálním objektem
T	K	termodynamická teplota
T_0	K	teplota v čase $t = 0$
T_{max}	K	maximální teplota
T_o	K	teplota okolí
T_s	K	teplota soustavy
T_{tek}	K	teplota tekutiny v dostatečné vzdálenosti od stěny
T_w	K	povrchová teplota stěny
U	J	vnitřní energie
U_{Pt}	V	napětí platinového odporu
U_s	V	napětí na zdroji tepla
V	m ³	objem
W_e	W.m ⁻²	radiace vyzářená (emitovaná excitance)
W_r	W.m ⁻²	radiace odražená
W_t	W.m ⁻²	radiace prošlá
α	W.m ⁻² .K ⁻¹	součinitel přestupu tepla
ε		velikost měřítka
ϕ_d	W	dopadající výkon
ϕ_e	W	zářivý tok (vyzářený výkon)
κ	m ² .s ⁻¹	vlhkostní difuzivita
λ	W.m ⁻¹ .K ⁻¹	tepelná vodivost
ρ	kg.m ⁻³	hustota
ρ_w	kg.m ⁻³	hustota vody
$\rho(r)$		hustota fraktální fyzikální veličiny
Δ		Laplaceův operátor
ΔM	kg	rozdíl hmotnosti

Symbol	Rozměr	Význam, vysvětlení
ΔT		divergence gradientu teploty $\frac{\delta^2 T}{\partial x^2} + \frac{\delta^2 T}{\partial y^2} + \frac{\delta^2 T}{\partial z^2}$
ΔT_{\max}	K	hodnota maxima teplotní reakce na tepelný pulz
ΔT_r	K	rozdíl teplot $T_r - T_0$
ΔU_t	V	rozdíl napětí na termočlánku

Matematické a fyzikální konstanty

Symbol	Rozměr	Význam, vysvětlení
c	$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	rychlost světla ($3,0 \cdot 10^8$)
$\exp(x)$		základ přirozených logaritmů (2,71828) umocněn na x
k		konstanta úměrná příslušné fyzikální konstantě
k_B	$\text{J}\cdot\text{K}^{-1}$	Boltzmannova konstanta ($1,38 \cdot 10^{-23}$)
T_{0K}	K	273,15
γ		Eulerova konstanta (0,5772157)
\hbar	$\text{J}\cdot\text{s}$	modifikovaná Planckova konstanta ($1,054 \cdot 10^{-34}$)
κ	$\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	Poissonova konstanta, poměr mezi měrnou tepelnou kapacitou při stálém tlaku a měrnou tepelnou kapacitou při stálém objemu
π		Ludolfovo číslo (3,14159)
σ	$\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-4}$	Stefan-Boltzmannova konstanta ($5,67 \cdot 10^{-8}$)

14 PŘEHLED PUBLIKACÍ A AKTIVIT

2010

ZMEŠKAL, O.; POLCER, J.; HŘEBENOVÁ, L.; ŠTEFKOVÁ, P. Determination of Thermal and Moisture Parameters from the Transient Responses. In *Thermophysics 2010*. Brno: FCH VUT v Brně, 2010. s. 338-343. ISBN: 978-80-214-4166- 8.

ZMEŠKAL, O.; HŘEBENOVÁ, L.; ŠTEFKOVÁ, P. A New Differential Method for the Evaluation of Step Wise and Pulse Transient Measurements. In *ATPC 2010*. CD. Beijing, Čína: University of Science and Technology, 2010. s. 1-7.

2009

ZMEŠKAL, O.; HŘEBENOVÁ, L.; ŠTEFKOVÁ, P. Use of step wise and pulse transient methods for the photovoltaic cells laminating films thermal properties study. In *Thermophysics 2009*. first. Brno: FCH VUT v Brně, 2009. s. 200-2007. ISBN: 978-80-214-3986- 3.

ZMEŠKAL, O.; VALA, M.; WEITER, M.; ŠTEFKOVÁ, P. Fractal-cantorian geometry of space- time. *Chaos, Solitons & Fractals*, 2009, roč. 42, č. 3, s. 1878-1892. ISSN: 0960- 0779.

ZMEŠKAL, O.; ŠTEFKOVÁ, P.; HŘEBENOVÁ, L.; BAŘINKA, R. Pulse Transient Method as a Tool for the Study of Thermal Properties of Solar Cell Laminating Films. *INTERNATIONAL JOURNAL OF THERMOPHYSICS*, 2009, roč. 30, č. 6, s. 1891-1901. ISSN: 0195- 928X.

ZMEŠKAL, O.; HŘEBENOVÁ, L.; ŠTEFKOVÁ, P. *The use of step wise and pulse transient methods for the study of photovoltaic cells laminating films properties*. Thermophysics 2009 - book of abstracts. first. Brno: FCH VUT v Brně, 2009. s. 27 (s.)ISBN: 978-80-214-3970- 2.

2008

ZMEŠKAL, O.; ŠTEFKOVÁ, P.; HŘEBENOVÁ, L.; BAŘINKA, R. *Studium tepelných vlastností laminačních fólií fotovoltaických článků*. Sborník příspěvků. ČFVK. Brno: Czech Re Agency, 2008. s. 1-4. ISBN: 978-80-254-3528-1.

ZMEŠKAL, O.; ŠTEFKOVÁ, P.; HŘEBENOVÁ, L.; BAŘINKA, R. *Pulse Transient Method as a Tool for the Study of Thermal Properties of Solar Cell Laminating Films*. 18th European Conference on Thermophysical Properties. ECTP 2008. Pau, France: University Pau, France, 2008. s. 344 (1 s.).

ZMEŠKAL, O.; ŠTEFKOVÁ, P.; VALA, M.; WEITER, M. Study of thermal properties of solar cell laminating films by pulse transient method. In *Thermophysics 2008*. Kočovice: STU Bratislava, 2008. s. 163-168. ISBN: 978-80-227-2968- 0.

2007

ŠTEFKOVÁ, P.; ZMEŠKAL, O. Investigation of heat transport in PMMA used as standard reference material measured by pulse transient method. In *sborník příspěvků VII. pracovního setkání fyzikálních chemiků a elektrochemiků*. Brno: Masarykova univerzita, 2007. s. 121-122. ISBN: 978-80-210-4235-3.

2006

ZMEŠKAL, O.; ŠTEFKOVÁ, P.; VALA, M.; WEITER, M. Pulse transient method used for analysis of temperature modulated space charge limited currents. In *Thermophysics 2006*. Kočovce: STU Bratislava, 2006. s. 1 (1 s.). ISBN: 80-227-2536-6.

ŠTEFKOVÁ, P.; ZMEŠKAL, O. Thermophysical parameters of perspex determined from the temperature responses measured by pulse transient method. In *Thermophysics 2005*. Kočovce: SAV, 2006. s. 56-65. ISBN: 80-969434-2-1.

ŠTEFKOVÁ, P.; ZMEŠKAL, O.; CAPOUŠEK, R. Study of Thermal Field in Composite Materials. In *Complexus Mundi*. WS. London: World Scientific, 2006. s. 217-224. ISBN: 981-256-666-X.

ŠTEFKOVÁ, P.; ZMEŠKAL, O. *Thermophysical parameters of perspex determined from the temperature responses measured by pulse transient method*. Thermophysics 2006. Nezařazené články. Kočovce: STU Bratislava, 2006. s. 1 (1 s.). ISBN: 80-227-2536-6.

ŠTEFKOVÁ, P.; ZMEŠKAL, O. Fractal Analysis Used in data Evaluation of Homogenous Material Measured by Pulse Transient Method. In *22nd European Symposium on Applied thermodynamics*. Elsinore, Denmark: IVC-SEP, 2006. s. 442-446. ISBN: 87-91435-39-0.

2005

ZMEŠKAL, O.; ŠTEFKOVÁ, P. Fractal analysis utilization for data evaluation measured by transient method. In *17th European Conference on Thermophysical Properties*. 1. Bratislava: Slovak Academy of Science, 2005. s. 140 (1 s.). ISBN: 80-8050-874-7.

ŠTEFKOVÁ, P.; ZMEŠKAL, O. Study of Thermal Diffusivity in Heat-Insulating Materials. *Chemické listy*, 2005, roč. 99, č. S, s. s624 (2 s.)ISSN: 0009-2770.

ŠTEFKOVÁ, P.; ZMEŠKAL, O.; CAPOUŠEK, R. Study of thermal properties differences between homogeneous and heterogeneous material. In *Thermophysics 2005. Nezařazené články*. Kočovce: SAV, 2005. s. 75-84. ISBN: 80-969434-2-1.

2004

ZMEŠKAL, O.; ŠTEFKOVÁ, P. Study of Thermal Properties of Porous Materials. In *Thermophysics 2004*. 1. Kočovce: Slovak Academy of Science, 2004. s. 66-71. ISBN: 80-969371-8-9.

2003 ZMEŠKAL, O.; BUCHNÍČEK, M.; ŠTEFKOVÁ, P.; CAPOUŠEK, R. Thermal Properties of Fractal Structure Materials. In *Thermophysics 2003*. Kočovce: 2003. s. 84-88. ISBN: 80-969190-1-6.

Aktivní účast na odborných seminářích a školeních:

- 21 – 23. 06. 2005 IV. Letná škola termickej analýzy a kalorimetrie, Bratislava, Slovakia

Odborné aktivity:

2006 – Řešení financovaného projektu FRVŠ 2239/2006/G1 Měření tepelných vlastností látek – úloha do Praktika z fyziky, zahájení: 01.01.2006, ukončení: 31.12.2006

- modernizace experimentálního zařízení pro měření termofyzikálních parametrů materiálů – vytvoření nové úlohy do Praktika z fyziky: Podklad k přednášce a návod do praktického cvičení (<https://www.vutbr.cz/elearning/course/view.php?id=57590>) a její realizace
- inovace předmětu Fyzika III: teoretická přednáška Tepelná vodivost materiálů
- stanovení konkrétních hodnot jednotlivých termofyzikálních parametrů u materiálů používaných v různých inženýrských oblastech (především ve stavebnictví a strojírenství)
- konfrontace získaných výsledků a prezentace výsledků ve formě akceptovatelné pro přijetí příspěvků na konferencích

2005/2006 – konzultantka diplomové práce Ing. Radka Capouška: *Studium tepelných vlastností tepelně izolačních materiálů.*

Pedagogická činnost:

- 2006/2007 – Letní semestr: Cvičení z fyzikální chemie II: 2 vyučovací hodiny / týden
- 2006/2007 – Zimní semestr: Cvičení z fyziky III: 2 vyuč. hodiny / týden (příprava výuky)
- 2005/2006 – Letní semestr: Praktikum z obrazového inženýrství: 2 vyuč. hodiny / týden
- 2005/2006 – Letní semestr: Cvičení z fyzikální chemie II: 4 vyučovací hodiny / týden
- 2004/2005 – Letní semestr: Cvičení z fyzikální chemie II: 5 vyučovacích hodin / týden