

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE

FAKULTA STAVEBNÍ



HABILITAČNÍ PRÁCE

**Veličiny charakterizující sálavé vlastnosti
neprůteplivých stavebních materiálů**

Akreditovaný obor: Teorie stavebních konstrukcí a materiálů

Ing. Roman Vávra, Ph.D.

2006

OBSAH

1 Úvod.....	3
1.1 Vymezení problematiky řešené v habilitační práci	7
1.2 Členění habilitační práce	8
1.3 Prestižní publikace předcházející vypracování habilitační práce.....	9
2 Veličiny a definice.....	11
2.1 Základní definice [9]	11
2.2 Veličiny a definice vztažené k povrchům buď přijímajícím, propouštějícím nebo vysílajícím sálání [9]	12
2.3 Veličiny a definice vztažené k povrchům vysílajícím sálání [9]	14
2.4 Veličiny a definice vztažené k nepropustným a polopropustným povrchům vysílajícím sálání [9].....	17
3 Vztah materiálů k teplu sdílenému sáláním (elektromagnetickým zářením) a vedením	20
3.1.1 Teoretické základy záření tuhých těles	21
3.1.2 Druhy odrazů dopadající sálavé energie	22
3.1.3 Pohltivost sálání	22
3.1.4 Základní fyzikální zákony při sdílení tepla sáláním.....	22
3.1.5 Záření dokonale černého tělesa	24
3.1.6 Zákony při sdílení tepla sáláním	24
3.1.7 Záření skutečného tělesa	27
3.1.8 Záření plynů	29
3.2 Sdílení tepla sálání ve stavební tepelné technice	29
3.2.1 Sálavé vlastnosti povrchů stavebních konstrukcí.....	30
3.2.2 Tepelné sálání.....	30
3.2.3 Uplatnění sdílení tepla sáláním v tepelně technických výpočtech.....	31
3.2.4 Sálavé vlastnosti povrchů stavebních materiálů.....	31
3.2.5 Porovnání sálavých vlastností teoretických těles a reálných stavebních materiálů	32
3.2.6 Průteplivé a neprůteplivé stavební materiály	33
3.2.7 Vztah mezi emisivitou a pohltivostí.....	34
3.2.8 Zdroje dlouhovlnného a krátkovlnného tepelného záření.....	36
3.2.9 Vnitřní prostředí budov - interiérový model	36
3.2.10 Vnější prostředí budov - exteriérový model.....	38
3.3 Podobnost mezi sdílením tepla sáláním a vedením a jejich rozdíly.....	39
3.3.1 Fyzikální vyjádření podobnosti mezi šířením tepla vedením a šířením tepla sáláním	41
3.3.2 Rozdíly mezi šířením tepla vedením a šířením tepla sáláním	42
3.4 Sdílení tepla vedením - ustálený teplotní stav.....	42
3.4.1 Tepelný odpor konstrukce	43
3.4.2 Přestup tepla	45
3.4.3 Odpor konstrukce při prostupu tepla a součinitel prostupu tepla.....	47
3.4.4 Šíření tepla (sáláním a vedením) ve vzduchových mezerách	48
3.4.5 Experimentální stanovení sálavých veličin stavebních materiálů.....	52
4 Problematika struktury materiálů z hlediska atomové fyziky.....	56
4.1 Elektronové obaly atomů v pevných látek	58

4.2	Vlastnosti chemických prvků a jejich postavení v periodické soustavě	61
4.3	Chemická vazba	61
4.4	Spojitosť atomové struktury materiálu a elektromagnetického záření	62
4.5	Krystalová struktura látek	65
4.6	Krystalové mřížka	65
4.7	Vazbové síly v pevných látkách	66
4.8	Iontová vazba	66
4.9	Kovalentní vazba	66
4.10	Kovová vazba	67
4.11	Van der Waalsova vazba	67
4.12	Vodíková vazba	67
4.13	Vazebné typy pevných látek a jejich sálavé vlastnosti	68
5	Tepelné sálání a tepelná pohoda vnitřního prostředí	69
5.1	Globeteplota (t_g)	69
5.2	Teplota vnitřního vzduchu místnosti (t_v)	69
5.3	Účinná teplota povrchových ploch interiéru (t_p)	70
5.4	Rozdíly mezi povrchovou teplotou a teplotou vzduchu v místnosti	70
5.5	Výpočtová vnitřní teplota (t_i)	71
5.6	Měření tepelného sálání	71
6	Formulace problémů řešených v habilitační práci	73
EXPERIMENTÁLNÍ ČÁST HABILITAČNÍ PRÁCE		
(Z důvodu svého rozsahu je experimentální část uvedena samostatně)		
DISKUSNÍ A SOUHRNNÁ ČÁST HABILITAČNÍ PRÁCE		80
LITERATURA		90

1 Úvod

Předložená habilitační práce se zabývá veličinami charakterizujícími sálavé vlastnosti [1] neprůteplivých stavebních materiálů [2]. Tyto veličiny specifikují chování stavebních materiálů vůči teplu sdílenému elektromagnetickým zářením (sáláním, radiací) [3, 4] v okrajových podmínkách typických pro pozemní občanské stavby [5, 6]. Pro tyto okrajové podmínky je určující interval vlnových délek λ [μm] od 0,1 [μm] do 100 [μm] [5, 7], který je obvykle v odborné literatuře označován jako tepelné sálání [7, 9].

Problematikou vlastností stavebních materiálů specifikujících chování stavebních materiálů vůči teplu sdílenému tepelným sáláním se autor habilitační práce zabývá od roku 1996. Proto výsledky uvedené v habilitační práci navazují na předešlé výsledky experimentálních měření uskutečněné např. ve Fyzikálním ústavu Akademie Věd ČR (1998) [10], v Institutu pro testování a certifikaci, a.s. ve Zlíně (1998) [11], na Matematicko fyzikální fakultě Karlovy university (2002) [12], na Přírodovědecké fakultě Masarykovy university v Brně (2004) [13] či v Centru stavebního inženýrství, a.s. v Praze Hostivaři (1999). Uvedené výsledky experimentálních měření byly autorem publikovány v ČSN 73 0540-1/2004 Tepelná ochrana budov, Část 1: Terminologie [6], v ČSN 73 0540-3/2005 Tepelná ochrana budov, Část 3: Návrhové hodnoty veličin [5, 6], v odborné literatuře i na mezinárodních i českých konferencích.

Sálavými veličinami specifikujícími sálavé vlastnosti materiálů jsou konkrétně: směrová spektrální odrazivost (reflektance, reflexe) $\rho_{\Omega\lambda}$ [-]; směrová spektrální pohltivost (absorptance) $\alpha_{\Omega\lambda}$ [-]; směrová spektrální propustnost (transmitance) $\tau_{\Omega\lambda}$ [-] a směrová spektrální emisivita (zářivost) $\varepsilon_{\Omega\lambda}$ [-] [5, 9]. Vyjmenované veličiny umožňují porovnávat a hodnotit vlastnosti jednotlivých stavebních materiálů i stavebních výrobků z hlediska jejich chování vůči teplu sdílenému sáláním obdobně jako tomu je v případě veličin (součinitel tepelné vodivosti λ [$\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$] [5] a měrná tepelná kapacita c [$\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$] [5]), které převážně charakterizují chování materiálů vůči teplu sdílenému vedením.

Veličinami charakterizujícími sálavé vlastnosti neprůteplivých stavebních materiálů se habilitační práce zabývá z následujících hledisek: okrajových podmínek experimentálního stanovení sálavých veličin; měřicí přístrojové techniky umožňující experimentální stanovení a numerické vyhodnocení naměřených sálavých veličin; experimentálního stanovení vybraných sálavých veličin (směrových spektrálních odrazivostí $\rho_{\Omega\lambda}$ [-] a směrových spektrálních pohltivostí $\tau_{\Omega\lambda}$ [-]) [14, 15, 16]; experimentálního ověření možností dosažení úspor nákladů na vytápění obytných budov pomocí reflexních materiálů [17, 18, 19] a experimentálního ověření vlivu reflexních materiálů na tepelně technické parametry otopného tělesa a vnitřního prostředí [20, 21, 22].

Z hlediska důležitosti sálavých veličin stavebních materiálů je nutné uvést, že jejich velikosti se dosazují do tepelně technických výpočtů (tepelný odpor vzduchových mezer R [$\text{m}^2\cdot\text{K}\cdot\text{W}^{-1}$] [5, 23, 24], součinitel prostupu tepla U [$\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$] [5, 23, 24] obvodových konstrukcí, součinitel prostupu tepla U [$\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$] [5, 25] zasklení s plochými a paralelními povrchy, součinitel přestupu tepla h_i/h_e [$\text{W}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$] [5, 23, 26] a tepelný odpor konstrukcí R [$\text{m}^2\cdot\text{K}\cdot\text{W}^{-1}$] [5, 23, 26]), pomocí kterých se dimenzují (navrhují) a posuzují stavební konstrukce popř. stavební výrobky z hledisek požadavků uvedených v ČSN 73 0540-2 (Tepelná ochrana budov - Část 2: Požadavky (2005)) [27].

Vyjmenované normové požadavky konkretizují obecné stavebně technické legislativní požadavky vztahující se na navrhování i provádění stavebních konstrukcí. Tyto požadavky jsou

definovány prováděcí vyhláškou stavebního zákona (č. 50/1976 Sb. v platném znění [28]) č. 137/1997 Sb. o obecných technických požadavcích na výstavbu. Konkrétně § 15 Základní požadavky, odstavec 1, oddíl f) úspora energie a ochrana tepla [29]. Na území hlavního města Prahy jsou tepelně technické požadavky na občanské stavby také zakotveny ve vyhlášce hl.m. Prahy č. 26/1999 [30].

Před vydáním ČSN 73 0540-3/2005 Tepelná ochrana budov, Část 3: Návrhové hodnoty veličin [6] se velikosti sálavých veličin vybraných stavebních materiálů dosazované do tepelně technických výpočtů stavebních konstrukcí zadávaly pomocí tabulkových hodnot uvedených v ČSN 73 0540-3/1994 Tepelná ochrana budov, Část 3: Návrhové hodnoty veličin, 11/1994 [31].

Jelikož u uvedených tabulkových hodnot nebyly známy potřebné podrobnosti umožňující ověření správnosti a přesnosti jejich stanovení (tj. např.: okrajové podmínky jejich stanovení, měřící postupy jejich stanovení, detailní vlastnosti vybraných stavebních materiálů charakterizované tabulkovými hodnotami, citace literatury, z nichž tabulkové hodnoty byly převzaty), byl dán impuls nejen k ověření správnosti tabulkových hodnot obsažených v ČSN 73 0540-3 11/1994 [31], ale i k doplnění a novelizaci chybějících informací včetně rozšíření sálavých veličin na další materiály a stavební výrobky. Tomuto byly věnovány výzkumné úkoly vypsané Výzkumným ústavem pozemních staveb – Certifikační společnost, s.r.o. [14, 15, 16], jejichž vedoucím řešitelem byl mezi lety 2001-2005 autor této práce. Výsledky výzkumných úkolů jsou obsaženy v ČSN 73 0540-3/2005 Tepelná ochrana budov, Část 3: Návrhové hodnoty veličin [6] a ČSN 73 0540-1/2005 Tepelná ochrana budov, Část 1: Terminologie [5].

Stavební materiály, u nichž je znalost sálavých veličin zásadní, jsou především ty, které tvoří finální interiérové a exteriérové povrchové vrstvy stavebních obalových konstrukcí (stěnových, stropních, střešních) včetně vzduchových mezer a skladeb konstrukcí v rámci, kterých jsou použity reflexní materiály nebo reflexní tepelné izolace [31].

Podle chování stavebních materiálů, které tvoří povrchy stavebních konstrukcí, vůči teplu sdílenému sáláním se stavební materiály dělí na materiály neprůteplivé (atermní) a materiály průteplivé (diatermní). Průteplivost resp. neprůteplivost konkrétního materiálu vyjadřuje velikost jeho propustnosti $\tau_{\Omega\lambda}$ [-] vůči tepelnému sálání [32].

Habilitační práce je věnována především materiálům neprůteplivým, které při obvyklých aplikačních tloušťkách mají nulovou průteplivost ($\tau_{\Omega\lambda} = 0$ [-]). Mezi ně patří většina stavebních materiálů (omítky, beton, keramika, dřevo, kovy, nátěrové hmoty aj.) .

V interiérech staveb na tyto materiály dopadá teplo sdílené sáláním produkované v daném prostředí převažujícími zdroji sálání [33], jimiž jsou obvykle otopná tělesa s povrchovou termodynamickou teplotou $T \approx 340$ [K], jež sdílejí část svého topného výkonu sáláním resp. elektromagnetickým dlouhovlnným zářením [5].

V exteriérech staveb je převažujícím zdrojem sálání resp. krátkovlnného elektromagnetického záření slunce o povrchové termodynamické teplotě $T \approx 6000$ [K] [5]. Převážně dlouhovlnné záření oblohy [34], které se uplatňuje při zatažené obloze ve dne a v noci, se považuje za dlouhovlnné elektromagnetické záření a není předmětem této práce.

V souvislosti se sálavými vlastnostmi materiálů a s problematikou sdílení tepla sáláním nelze nezmínit nejčastěji citovanou knihou, které se detailně zabývá problematikou sdílení tepla sáláním z pohledu fyzikálního i materiálově inženýrského. Touto knihou je kniha Hottel, H.C., Sarofim A. F.: Radiative Transfer, McGraw-Hill Book, Company, New York, 1976 [4]. I když tuto knihu, jak z je z roku jejího vydání zřejmé, nelze považovat za knihu reflektující na současnou úroveň poznání, je do dnešní doby nejčastěji citovanou knihou v

odborných publikacích zabývajících se sdílením tepla sáláním. Jako příklad lze uvést bibliografii ČSN EN 12898 Sklo ve stavebnictví – Stanovení emisivity, 2002 [35].

Citovaná kniha se však sálavými veličinami materiálů resp. jejich velikostmi popř. způsoby jejich stanovení zabývá především z pohledu materiálů používaných ve strojírenských konstrukcích jakými jsou vysoké průmyslové pece (elektrické odporové pece, palivové pece). Souvisí to s tím, že oba autoři (Hottel, H.C. a Sarofim A. F.) působili na Massachusetts Institute of Technology a zabývali se především konstrukcemi a procesy spalování ve vysokých pecích.

Sálavé veličiny charakterizující vlastnosti uvedených materiálů, které jsou v citované knize uvedeny, odpovídají okrajovým podmínkám prostředí uvnitř průmyslových pecí tzn. okrajovým podmínkám nesrovnatelných s okrajovými podmínkami v interiérech a exteriérech staveb [5]. I když parametry okrajových podmínek, za kterých byly stanoveny velikosti sálavých veličin materiálů jsou nesrovnatelné s okrajovými podmínkami staveb, i přesto jsou často především výrobci reflexních materiálů a reflexních tepelných izolací nesprávně považovány za charakteristiky jimi vyráběných reflexních materiálů a reflexních tepelných izolací určených pro stavební aplikace. Tato skutečnost má negativní vliv na přesnost tepelně technických výpočtů charakterizujících vlastnosti stavebních konstrukcí v rámci, kterých jsou použity reflexní materiály.

Samozřejmě lze nalézt i nověji vydané zahraniční knihy zabývající se předmětnou problematikou, které jsou v textu habilitační práce citovány. Uvedenými knihami jsou např.:

- Modest, M. F.: Radiative Heat Transfer, McGraw-Hill, Inc., New York 2003 [1];
- Morris G. Davies.: Building Heat Transfer, John Wiley and Sons, Ltd., Chichester, West Sussex 2004 [2];
- Brewster, M. Q.: Thermal Radiative Transfer and Properties, John Wiley and Sons, New York, 1992 [3].

Ve všech výše citovaných knihách je zmíněna problematika sdílení tepla sáláním nejčastěji v obecné poloze bez detailního zaměření na sálavé veličiny či sálavé vlastnosti stavebních materiálů resp. materiálů reflexních a stavebních výrobků resp. reflexních tepelných izolací, kterými se detailně zabývá tato habilitační práce.

1.1 Vymezení problematiky řešené v habilitační práci

Habilitační práce se sálavými vlastnostmi neprůteplivých stavebních materiálů resp. sálavými veličinami, které tyto vlastnosti kvantifikují zabývá především z následujících hledisek:

- okrajových podmínek experimentálního stanovení sálavých veličin materiálů, které jsou určeny zejména termodynamickou povrchovou teplotou T [K] převažujících zdrojů tepelného sálání v interiérech a exteriérech pozemních občanských staveb (bytové domy, kancelářské budovy apod.);
- měřicí přístrojové techniky umožňující experimentální stanovení a numerické vyhodnocení sálavých vlastností materiálů pomocí jednočíslných (tabulkových) hodnot dosazovaných do tepelně technických výpočtů (tepelných odporů R [$\text{m}^2 \cdot \text{K} \cdot \text{W}^{-1}$], součinitelů prostupu tepla U [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$], součinitelů přestupu tepla h_i/h_e [$\text{W}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$];
- experimentálního stanovení směrových spektrálních reflektancí (odrazivostí) $\rho_{\Omega\lambda}$ [-], popř. směrových spektrálních transmitancí (propustností) $\tau_{\Omega\lambda}$ [-] vybraných stavebních materiálů (výsledky uvedeného experimentálního stanovení sálavých veličin, jejichž autorem je autor habilitační práce jsou mimo jiné uvedeny v ČSN 73 0540 Tepelná ochrana budov, Část 3: Návrhové hodnoty veličin, 11/2005 [6]);
- přínosu kovových fólií (reflexních materiálů) na zvýšení tepelně izolačních vlastností souvrství konkretizovaných ekvivalentním součinitelem tepelné vodivosti λ_{ev} [$\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$] [5] složeného z materiálů tepelně izolačních ($\lambda < 0,1$ [$\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$] [5]) a kovových fólií (popsaný stavební výrobek je prodáván pod názvem reflexní tepelné izolace);
- experimentální ověření vlivu reflexních materiálů tvořících interiérové povrchové úpravy stěnových a stropních konstrukcí na tepelně technické parametry otopného tělesa produkujícího část topného výkonu sáláním a na parametry vnitřního prostředí tj. na velikosti povrchových teplot, teplot vzduchu v referenčních bodech, na velikost výsledné teploty stanovené pomocí Vernon-Joklova teploměru;
- experimentálního ověření možností dosažení úspor nákladů na vytápění obytných budov pomocí aplikace reflexních materiálů tvořících interiérové povrchové úpravy stěn a stropů;
- přínosu kovových materiálů aplikovaných při výrobě pěnových plastů v podobě jemně mletého prášku na zvýšení tepelně izolačních vlastností pěnových plastů (EPS) konkretizovaných součinitelem tepelné vodivosti λ [$\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$];
- určení sálavých veličin nutných pro navrhování a posuzování stavebních konstrukcí, jejichž součástí jsou reflexní tepelné izolace a reflexní materiály.

1.2 Členění habilitační práce

Habilitační práce je tvořena ze tří částí, kterými jsou část teoretická, která je uvedena po úvodu a členění habilitační práce, část experimentální, které z důvodu svého rozsahu (173 číslovaných stran) je uvedena samostatně a část diskusní a souhrnná.

Teoretická část je členěna na oddíly nazvané: „Veličiny a definice“, „Vztah materiálů k teplu sdílenému sáláním (elektromagnetickým zářením) a vedením“, „Vztah mikrostruktury materiálů k jejich sálavým vlastnostem“, „Vliv tepelného sálání na tepelnou pohodu vnitřního prostředí“ a „Formulace problémů řešených v habilitační práci“.

Experimentální část je členěna na dvě kapitoly. První kapitolou experimentální části jsou „Výsledky experimentálního stanovení sálavých vlastností (směrových spektrálních reflexí $\rho_{\Omega\lambda}$ [-] a transmitancí $\tau_{\Omega\lambda}$ [-]) vybraných stavebních materiálů“. Druhá kapitola je nazvána „Ověření vlivu vybraných materiálů interiérových povrchových úprav (včetně materiálů reflexních) na tepelně technické parametry otopného tělesa a vnitřního prostředí“. Na konci experimentální části je uvedena použitá literatura.

Výsledky dosažené v rámci habilitační práce jsou obsaženy a diskutovány v diskusní a souhrnné části habilitační práce, za kterou je závěr a seznam citované literatury.

1.3 Prestižní publikace předcházející vypracování habilitační práce

Problematicke sálavých veličin stavebních materiálů se autor habilitační práce také věnoval v publikacích mezi lety 1997 až 2005, za prestižní publikace lze považovat:

ČSN 73 0540-3 2005 - Tepelná ochrana budov Část 3: Návrhové hodnoty veličin, 2005;

ČSN 73 0540-1 - Tepelná ochrana budov Část 1: Terminologie, 2004;

Výzkumný úkol - Experimentální stanovení sálavých vlastností stavebních materiálů tvořících povrchové úpravy interiérových stavebních konstrukcí včetně reflexních izolací a reflexních tepelně izolačních nátěrů pro potřeby navrhování a hodnocení stavebních konstrukcí (směrových spektrálních reflektancí, absorptancí a emisivit), VÚPS Certifikační spol., s.r.o. (2000-2005);

Výzkumný úkol - Experimentální stanovení sálavých vlastností stavebních materiálů tvořících povrchové úpravy exteriérových stavebních konstrukcí včetně reflexních tepelně izolačních nátěrů pro potřeby navrhování a hodnocení stavebních konstrukcí (směrových spektrálních reflektancí, absorptancí a emisivit), VÚPS Certifikační spol., s.r.o. (2000-2005);

Stavebné materiály, Jaga group, s.r.o., Bratislava 2005. ISBN 80-8076-014-4;

Stavební hmoty, Jaga group, s.r.o, Bratislava 2004. ISBN 80-8076-007-1;

Vlastnosti povrchových vrstev stavebních konstrukcí & sdílení tepla sáláním, Acta Mechanica Slovaca, Košice 2005, Vol.9, 177-182 (2005), ISSN 1335-2393;

36. Mezinárodní konference o nátěrových hmotách, Pardubice, „Sálavé vlastnosti povrchových vrstev stavebních konstrukcí“, sborník str. 451 – 457;

12. Mezinárodní konference Tepelná ochrana budov, Štrbské Pleso, „Sálavé vlastnosti reflexních materiálů“, sborník str. 159 – 162;

Izolační panel, In: Úřad průmyslového vlastnictví ČR, Osvědčení o zápisu užitého vzoru, číslo zápisu 9885, MPT E 04 B 1/80, 1/78, datum zápisu 14.4.2000, 2000

7. ročník mezinárodní konference Energy efficiency business week 2000, Praha Kongresové centrum, „Vliv tepelné odrazivosti povrchových úprav na tepelné ztráty“.

TEORETICKÁ ČÁST

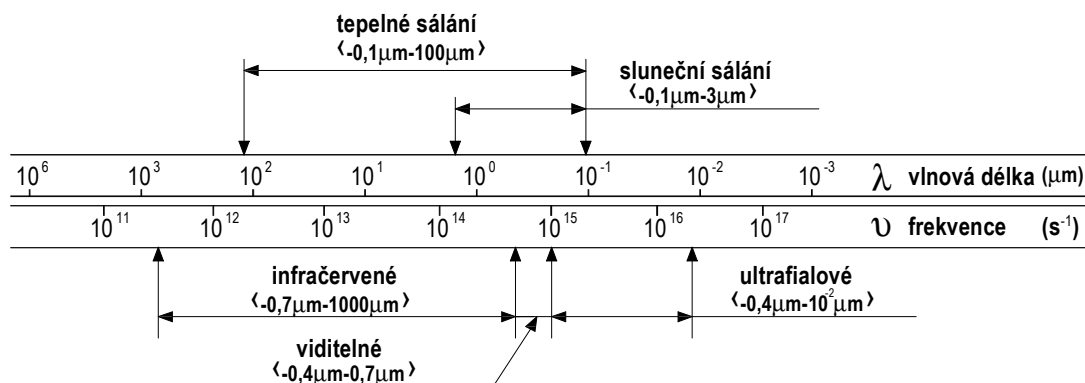
HABILITAČNÍ PRÁCE

2 Veličiny a definice

2.1 Základní definice [9]

Sálání: elektromagnetické záření vysílané z povrchu nepropustného tělesa nebo z vnitřku objemu polopropustného prostředí

Sálání je spojeno s teplotou sálajícího tělesa a jeho sálavými vlastnostmi. Z tepelného hlediska je rozhodující vlnová délka, která spadá do rozsahu mezi $0,1 \mu\text{m}$ a $100 \mu\text{m}$ (viz obr. 1).



Obr. č. 1: Spektrum elektromagnetických vln [9]

Šíření tepla sáláním: výměny energie mezi tělesy (navzájem oddělených) prostřednictvím elektromagnetických vln

Tyto výměny se mohou uskutečnit tehdy, když jsou tělesa navzájem oddělena vakuem nebo propustným nebo polopropustným prostředím. Pro hodnocení těchto výměn je nutno znát, jakým způsobem propustná a polopropustná tělesa vysílají a propouštějí sálání v závislosti na jejich vlastnostech, vzájemné poloze a teplotě..

Rozdělení fyzikálních pojmů spojených se sáláním

Fyzikální pojmy spojené se sáláním jsou rozděleny podle dvou kritérií:

- spektrálního rozdělení
- prostorového rozdělení (směrového) sálání.

Tyto fyzikální pojmy jsou:

celkový, jestliže jsou vztaženy k celému spektru sálání (toto označení může být považováno za samozřejmé);

spektrální nebo monochromatický, jestliže jsou vztaženy k spektrálnímu intervalu se střední vlnovou délkou λ ;

poloprostorový, jestliže jsou vztaženy ke všem směrům, ve kterých může povrchový prvek vysílat nebo přijímat sálání;

směrový, jestliže jsou vztaženy ke směrům šíření definovaných prostorovým úhlem v uvažovaném směru.

Rozdělení materiálů ve vztahu k šíření tepla sáláním

- **nepropustné prostředí:** prostředí, které nepropouští žádnou část dopadajícího sálání
K nepropustnému prostředí se mohou vztahovat povrchové jevy pohltivost, emisivita a odrazivost sálání.

- **polopropustné prostředí:** prostředí, ve kterém je dopadající sálání uvnitř materiálu postupně zeslabováno nebo rozptylováno nebo obojí.

V polopropustném prostředí jsou jevy pohltivost, rozptyl a emisivita sálání vztaženy k objemu.

Sálavé vlastnosti nepropustného nebo polopropustného prostředí jsou obecné funkcí spektrálního a směrového rozdělení dopadajícího sálání a teploty prostředí.

Pozn.: Tepelněizolační materiály jsou obecně polopropustná prostředí.

Reflexní materiál

Reflexní materiál je materiál s dlouhodobě vysokou směrovou spektrální odrazivostí, tvořící vnitřní nebo vnější povrch konstrukce, popř. povrch vzduchové vrstvy. Charakteristikou reflexních vlastností povrchů materiálů je směrová spektrální odrazivost.

V intervalu vlnových délek tepelného sálání dosahují významných reflexních vlastností kovové materiály. Příčinou významných reflexních vlastností je existence volných elektronů v atomových obalech kovů, které také způsobují, že kovy mají relativně vysoké hodnoty součinitelů tepelné vodivosti λ [$\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$] v porovnání s velikostmi součinitelů tepelných vodivosti nekovových materiálů [5].

Tepelně izolační materiál

Tepelně izolační materiál je výrazně omezující šíření tepla, vykazující charakteristickou hodnotu součinitele tepelné vodivosti max $0,1 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ při referenčních teplotních a vlhkostních podmínkách a daném stáří [5].

2.2 Veličiny a definice vztažené k povrchům bud' přijímajícím, propouštějícím nebo vysílajícím sálání [9]

Tepelný tok sáláním; sálavý tok Φ [W]: tepelný tok vysílaný, propouštěný nebo přijímaný systémem ve formě elektromagnetických vln

Pozn.: Je to poloprostorová veličina.

Intenzita I_Ω [W/sr]: podíl tepelného toku sáláním a prostorového úhlu v uvažovaném směru $\bar{\Delta}$ [9]:

$$I_\Omega = \frac{\partial \Phi}{\partial \Omega}$$

Měrná sálavost L_Ω [$\text{W}/(\text{m}^2\cdot\text{sr})$]: podíl tepelného toku sáláním a prostorového úhlu v uvažovaném směru $\bar{\Delta}$ a průmětu plochy kolmé k tomuto směru:

$$L_{\Omega} = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \Omega \partial (A \cos \Theta)}$$

Spektrální tepelný tok sáláním Φ_{λ} [W/m, W/ μm]: podíl tepelného toku sáláním a spektrálního intervalu se střední vlnovou délkou λ :

$$\Phi_{\lambda} = \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda}$$

Spektrální intenzita $I_{\Omega\lambda}$ [W/(sr.m), W/(sr. μm)]: podíl intenzity a spektrálního intervalu se střední vlnovou délkou:

$$I_{\Omega\lambda} = \frac{\partial I_{\Omega}}{\partial \lambda}$$

Spektrální měrná sálavost $L_{\Omega\lambda}$ [W/(m³.sr), W/(m².sr. μm)]: podíl měrné sálavosti a spektrálního intervalu se střední vlnovou délkou λ :

$$L_{\Omega\lambda} = \frac{\partial L_{\Omega}}{\partial \lambda}$$

Pozn.:

1. Ke každému spektrálnímu pojmu A_{λ} existuje odpovídající celkový pojem A , mezi nimiž platí vztah

$$A_{\lambda} = \frac{\partial A}{\partial \lambda} \quad \text{nebo} \quad A = \int_0^{\infty} A_{\lambda} d\lambda$$

Ke každému směrovému pojmu A_{Ω} existuje odpovídající poloprostorový pojem A , mezi nimiž platí vztah

$$A_{\Omega} = \frac{\partial A}{\partial \Omega} \quad \text{nebo} \quad A = \int_{\Omega=4\pi} A_{\Omega} d\Omega$$

a

$$A_{\Omega\lambda} = \frac{\partial^2 A}{\partial \Omega \partial \lambda} \quad \text{nebo} \quad A = \int_{\Omega=4\pi} \int_0^{\infty} A_{\Omega\lambda} d\lambda d\Omega$$

2. Měrná sálavost a spektrální měrná sálavost jsou orientované veličiny (vektory) definované v každém bodě prostoru, ve kterém sálání existuje, mimoto, jejich hodnoty jsou nezávislé na vlastní ploše použité k jejich definování. Zdroje s konstantním sáláním L_{Ω} se nazývají **izotropní** nebo **difúzní**. Intenzity jsou také orientované veličiny, jsou však závislé na ploše. Sálavé toky (celkové nebo spektrální) nejsou orientované veličiny a jsou závislé na ploše.

Vektor spektrální hustoty tepelného toku sáláním $\vec{q}_{r,\lambda}$ [W/(m². μm)]:

$$\vec{q}_{r,\lambda} = \int_{\Omega=4\pi} L_{\Omega\lambda} \vec{\Delta} d\Omega$$

Vektor hustoty tepelného toku sáláním \vec{q}_r [W/m³, W/m²]:

$$\bar{q}_r = \int_0^\infty \int_{\Omega=4\pi} L_{\Omega\lambda} \bar{\Delta} d\Omega d\lambda$$

Spektrální hustota tepelného toku sáláním (ve směru \vec{n}) $q_{r,\lambda n}$ [W/m^3 , $\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \mu\text{m})$]:

$$q_{r,\lambda n} = \vec{n} \cdot \bar{q}_{r,\lambda} = \int_{\Omega=4\pi} L_{\Omega\lambda} \bar{\Delta} \vec{n} d\Omega$$

Dopředná složka spektrální hustoty tepelného toku sáláním $q_{r,\lambda n}^+$ [W/m^3 , $\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \mu\text{m})$]:

$$q_{r,\lambda n}^+ = \vec{n} \cdot \bar{q}_{r,\lambda}^+ = \int_{\Omega=2\pi} L_{\Omega\lambda} \bar{\Delta} \vec{n} d\Omega$$

kde $\bar{\Delta} \vec{n} > 0$

Zpětná složka spektrální hustoty tepelného toku sáláním $q_{r,\lambda n}^-$ [W/m^3 , $\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \mu\text{m})$]:

$$q_{r,\lambda n}^- = \vec{n} \cdot \bar{q}_{r,\lambda}^- = \int_{\Omega=2\pi} L_{\Omega\lambda} \bar{\Delta} \vec{n} d\Omega$$

kde $\bar{\Delta} \vec{n} < 0$

Pozn.:

1. $q_{r,\lambda n}$ můžeme vyjádřit následujícím vztahem:

$$q_{r,\lambda n} = q_{r,\lambda n}^+ - q_{r,\lambda n}^-$$

2. Při společném a jednotném směru šíření tepla vedením a sáláním v uvažovaném směru \vec{n} , je

$$\bar{q}_n = \bar{q}_{sd,n} + \bar{q}_{r,n}$$

kde \bar{q}_n je hustota tepelného toku stanovena podle ČSN ISO 7345/1987 [36];

$\bar{q}_{cd,n}$ hustota tepelného toku vedením;

$\bar{q}_{r,n}$ vektor hustoty tepelného toku sáláním;

\bar{q}_n může být stanovena experimentálně metodou chráněné teplé desky nebo metodou měřidla tepelného toku.

2.3 Veličiny a definice vztahené k povrchům vysílajícím sálání [9]

Emise: proces, ve kterém je teplo (kmitáním molekul v plynech nebo kmitáním atomů v těleších atd.) přeměněno na elektromagnetické vlny.

Plošná sálavost M [W/m^2]: podíl tepelného toku sáláním vysílaného z povrchu a plochy vysílajícího povrchu:

$$M = \frac{\partial \Phi}{\partial A} = q_r^+ \text{ nebo } q_r^-$$

Pozn.: M je plošná hustota tepelného toku v každém bodě povrchu vysílajícího sálání. Je to celková poloprostorová veličina.

Spektrální plošná sálavost M_λ [W/m^3 , $\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \mu\text{m})$]: podíl tepelného toku sáláním vysílané-

ho z povrchu a plochy vysílajícího povrchu, se střední vlnovou délkou λ :

$$M_{\lambda} = \frac{\partial M}{\partial \lambda} = q_{r,\lambda}^{+} \text{ nebo } q_{r,\lambda}^{-}$$

Černé těleso (dokonalý zářič nebo Planckův zářič): černé těleso je těleso pohlcující všechno sálání na ně dopadající, tj. sálání všech vlnových délek, směrů a polarizací.

Při dané teplotě vysílá při každé vlnové délce maximum tepelné energie (maximum spektrální plošné sálavosti). Z tohoto důvodu a také proto, že jsou přesně definovány zákony jeho sálání, je sálání skutečných těles porovnáváno s tímto černým tělesem.

Pozn.: Pojmy vztahované k černému tělesu se označují horním indexem ($^{\circ}$).

Plošná sálavost černého tělesa M° [W/m^2]: je vyjádřena Stefanovým a Boltzmannovým zákonem:

$$M^{\circ} = \sigma T^4$$

kde σ je rovno $5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}^4)$;

T termodynamická teplota černého tělesa

Spektrální plošná sálavost černého tělesa M°_{λ} [W/m^3 , $\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \mu\text{m})$]: je vyjádřena Planckovým zákonem, který stanovuje M°_{λ} v závislosti na vlnové délce λ a termodynamické teplotě černého tělesa:

$$M^{\circ}_{\lambda} = \frac{C_1 \lambda^{-5}}{\exp(C_2 / \lambda T) - 1}$$

kde $C_1 = 2\pi^5 h c^2 / 15 = 3,741 \cdot 10^{16} \text{ W}/\text{m}^2$;

$C_2 = hc_0/k = 0,014 388 \text{ m} \cdot \text{K}$

h a k jsou Planckova konstanta a Boltzmannova konstanta, c_0 je rychlost elektromagnetických vln ve vakuu

Pro každou teplotu může být nakreslena křivka $M^{\circ}_{\lambda} = f(\lambda)$ s maximální hodnotou λ_m . λ_m je funkcí teploty, ale součin $\lambda_m \cdot T$ je konstantní (Wienův „zákon posuvu“):

$$\lambda_m \cdot T = 2,898 \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K}$$

M° a M°_{λ} jsou poloprostorové veličiny.

Emise černého tělesa je izotropní nebo difuzní, tj. L° a L°_{λ} jsou nezávislé na směru (Lambertův zákon).

Plošná sálavost a spektrální plošná sálavost černého tělesa jsou vyjádřeny vztahy:

$$L^{\circ} = \frac{M^{\circ}}{\pi}$$

$$L^{\circ}_{\lambda} = \frac{M^{\circ}_{\lambda}}{\pi}$$

Emise skutečných těles: hodnocení emisních vlastností skutečných materiálů se provádí ve vztahu k černému tělesu umístěnému ve stejných teplotních podmínkách.

Tyto vlastnosti závisí obecně na struktuře a druhu povrchu tělesa a mění se v závislosti na vlnové délce, směru emise a povrchové teplotě.

Směrová emisivita ϵ_{Ω} [-]: podíl měrné sálavosti, L_{Ω} , vysílané z uvažovaného povrchu a měrné sálavosti vysílané černým tělesem, L°_{Ω} , při stejné teplotě:

$$\epsilon_{\Omega} = \frac{L_{\Omega}}{L^{\circ}_{\Omega}}$$

Spektrální směrová emisivita $\epsilon_{\Omega\lambda}$ [-]: podíl spektrální měrné sálavosti, $L_{\Omega\lambda}$, vysílané z uvažovaného povrchu a spektrální měrné sálavosti vysílané černým tělesem $L^{\circ}_{\Omega\lambda}$, při stejné teplotě:

$$\epsilon_{\Omega\lambda} = \frac{L_{\Omega\lambda}}{L^{\circ}_{\Omega\lambda}}$$

Poloprostorová emisivita ϵ [-]: podíl poloprostorové plošné sálavosti, M , uvažovaného povrchu a poloprostorové plošné sálavosti černého tělesa, M° , při stejné teplotě:

$$\epsilon = \frac{M}{M^{\circ}}$$

Spektrální poloprostorová emisivita ϵ_{λ} [-]: podíl spektrální plošné sálavosti, M_{λ} , uvažovaného povrchu a spektrální plošné sálavosti černého tělesa, M°_{λ} , při stejné teplotě:

$$\epsilon_{\lambda} = \frac{M_{\lambda}}{M^{\circ}_{\lambda}}$$

Šedé těleso: tepelný zářič, jehož poloprostorová nebo směrová spektrální emisivita je nezávislá na vlnové délce:

$$\epsilon_{\lambda} = \epsilon, \epsilon_{\lambda\Omega} = \epsilon_{\Omega}$$

Těleso s izotropním sáláním: tepelný zářič, jehož celková nebo spektrální emisivita je nezávislá na směru:

$$\epsilon_{\Omega} = \epsilon, \epsilon_{\Omega\lambda} = \epsilon_{\lambda}$$

Šedé těleso s izotropním sáláním: tepelný zářič, jehož emisivita je nezávislá na vlnové délce a na směru:

$$\epsilon_{\lambda} = \epsilon_{\Omega\lambda} = \epsilon_{\Omega} = \epsilon$$

Tyto emisivity se mohou měnit v závislosti na teplotě: $\epsilon(T)$.

Pozn.: Ve výpočtech se obecně přijímá hypotéza šedých povrchů a izotropní emise, což znamená, že se emisivita považuje za nezávislou na vlnové délce a směru. V tomto případě se vyjadřují všechny různé emisivity jedním symbolem, ϵ .

2.4 Veličiny a definice vztážené k nepropustným a polopropustným povrchům vysílajícím sálání [9]

Jestliže sálavá energie o vlnové délce λ dopadá na povrch materiálu v uvažovaném směru $\vec{\Delta}$ uvnitř prostorového úhlu Ω

- část $\rho_{\Omega\lambda}$ z celkového dopadajícího sálání je odražena
- část $\alpha_{\Omega\lambda}$ je pohlcena uvnitř materiálu; a
- část $\tau_{\Omega\lambda}$ může být propuštěna.

Pro tyto tři veličiny $\rho_{\Omega\lambda}$, $\alpha_{\Omega\lambda}$, $\tau_{\Omega\lambda}$ platí vztah

$$\rho_{\Omega\lambda} + \alpha_{\Omega\lambda} + \tau_{\Omega\lambda} = 1$$

Podobné vztahy platí i pro spektrální směrové a celkové poloprostorové veličiny. Spektrální a celkové veličiny obsahují izotropní a dopadající sálání

$\alpha = 1$ pro černé těleso

$\tau = 0$ pro nepropustná tělesa

$\alpha = \alpha_\lambda$; $\rho = \rho_\lambda$; $\tau = \tau_\lambda$ pro šedá tělesa

$\alpha = \alpha_{\Omega\lambda}$; $\rho = \rho_{\Omega\lambda}$; $\tau = \tau_{\Omega\lambda}$ pro izotropní nebo difúzní šedá tělesa.

Pro sálání daného směru a dané vlnové délky platí ve všech případech Kirchhoffův zákon

$$\alpha_{\Omega\lambda}(T) = \varepsilon_{\Omega\lambda}(T)$$

který vyjadřuje rovnost spektrální směrové emisivity a pohltivosti pro každou vlnovou délku a pro každý směr šířícího se sálání vysílaného nebo přijímaného povrchem.

Kirchhoffův zákon platí také pro monochromatické poloprostorové veličiny:

$$\varepsilon_\lambda(T) = \alpha_\lambda(T)$$

avšak tento vztah nemá obecnou platnost týkající se vysílaného a pohlcovaného sálání tělesem. Tedy, není možné psát $\varepsilon = \alpha$, s výjimkou u šedých a černých těles a/nebo v případě, ve kterém je spektrální rozdělení dopadajícího sálání totožné se sáláním černého tělesa při stejné teplotě jako u uvažovaného povrchu.

Osálání E [W/m^2]: podíl tepelného toku sáláním dopadajícího na povrch a plocha tohoto povrchu:

$$E = \frac{\partial\Phi}{\partial A} = q_r^+ \text{ nebo } q_r^-$$

Pozn.: E je plošná hustota tepelného toku sáláním v každém bodě přijímajícího povrchu. Je to celková polopropustná veličina.

Spektrální osálání E_λ [W/m^3 , $\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \mu\text{m})$]: podíl osálání a spektrálního intervalu se střední vlnovou délkou λ :

$$E_\lambda = \frac{\partial E}{\partial \lambda} = q_{r,\lambda}^+ \text{ nebo } q_{r,\lambda}^-$$

Efektivní sálání J [W/m^2]: podíl tepelného toku sáláním vysílaného a odraženého nepropustným povrchem a plochy tohoto povrchu:

$$J = \frac{\partial \Phi}{\partial A} = q_r^+ \text{ nebo } q_r^-$$

Pozn.: J je plošná hustota tepelného toku sáláním v každém bodě nepropustného povrchu jako výsledek emise a odrazu povrchu.

Spektrální efektivní sálání J_λ [W/m^3 , $\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \mu\text{m})$]: podíl efektivního sálání a spektrálního intervalu se střední vlnovou délkou λ :

$$J_\lambda = \frac{\partial J}{\partial \lambda}$$

Pohltivost α [-]: podíl tepelného toku sáláním pohlceného povrchem, Φ_a , a dopadajícího tepelného toku sáláním, Φ_i :

$$\alpha = \frac{\Phi_a}{\Phi_i}$$

Odrazivost ρ [-]: podíl tepelného toku sáláním odraženého povrchem, Φ_r , a dopadajícího tepelného toku sáláním, Φ_i :

$$\rho = \frac{\Phi_r}{\Phi_i}$$

Propustnost τ [-]: podíl tepelného toku sáláním propuštěného povrchem, Φ_t , a dopadajícího tepelného toku sáláním, Φ_i :

$$\tau = \frac{\Phi_t}{\Phi_i}$$

Spektrální pohltivost α_λ [-]: podíl spektrálního tepelného toku sáláním pohlceného povrchem, $\Phi_{\lambda a}$, a dopadajícího spektrálního tepelného toku sáláním za předpokladu, že dopadající sálání je izotropní:

$$\alpha_\lambda = \frac{\Phi_{\lambda a}}{\Phi_{\lambda i}}$$

Spektrální odrazivost ρ_λ [-]: podíl spektrálního tepelného toku sáláním odraženého povrchem, $\Phi_{\lambda r}$, a dopadajícího spektrálního tepelného toku sáláním za předpokladu, že dopadající sálání je izotropní:

$$\rho_\lambda = \frac{\Phi_{\lambda r}}{\Phi_{\lambda i}}$$

Spektrální propustnost τ_λ [-]: podíl spektrálního tepelného toku sáláním propuštěného povrchem, $\Phi_{\lambda t}$, a dopadajícího spektrálního tepelného toku sáláním za předpokladu, že dopadající sálání je izotropní:

$$\tau_\lambda = \frac{\Phi_{\lambda t}}{\Phi_{\lambda i}}$$

Směrová spektrální pohltivost $\alpha_{\Omega\lambda}$ [-]: podíl spektrální měrné sálavosti pohlcené povrchem, $L_{\Omega\lambda a}$, a dopadající směrové spektrální měrné sálavosti, $L_{\Omega\lambda i}$:

$$\alpha_{\Omega\lambda} = \frac{\Phi_{\Omega\lambda a}}{\Phi_{\Omega\lambda i}}$$

Směrová spektrální odrazivost $\rho_{\Omega\lambda}$ [-]: podíl spektrální měrné sálavosti odražené povrchem ve směru Ω' , $L_{\Omega'\lambda r}$ a dopadající směrové spektrální měrné sálavosti, $L_{\Omega\lambda i}$:

$$\rho_{\Omega\lambda} = \frac{\Phi_{\Omega'\lambda r}}{\Phi_{\Omega\lambda i}}$$

Pozn.: Odraz může být buď difúzní, nebo zrcadlový.

Směrová spektrální propustnost $\tau_{\Omega\lambda}$ [-]: podíl spektrální měrné sálavosti propuštěné povrchem ve směru Ω' , $L_{\Omega'\lambda t}$ a dopadající směrové spektrální měrné sálavosti, $L_{\Omega\lambda i}$:

$$\tau_{\Omega\lambda} = \frac{\Phi_{\Omega'\lambda t}}{\Phi_{\Omega\lambda i}}$$

3 Vztah materiálů k teple sdílenému sáláním (elektromagnetickým zářením) a vedením

Zahřívá-li se tuhé těleso (stavební materiál) v okrajových podmínkách typických pro stavební aplikace vysílá jeho povrch elektromagnetické záření především v intervalu vlnových délek λ [μm] od 0,1 [μm] do 100 [μm]. Takto charakterizované elektromagnetické záření jak již bylo v úvodu uvedeno se obvykle označuje jako tepelné záření (sálání).

Kvantitativní popis atomových a molekulárních mechanismů, jimiž vzniká záření, udává kvantová fyzika a tato problematika je rozebrána v první kapitole teoretické části. Kvalitativní popis je následující: Dodá-li se tuhé látce energie, dostanou se některé její molekuly nebo atomy do „excitovaného stavu“. Atomy a molekuly mají tendenci vrátit se samovolně do stavu nižší energie. Když k tomu dojde, je vysílána energie ve tvaru elektromagnetického záření. Protože může vysílané záření pocházet ze změn elektronového, vibračního a rotačního stavu atomů a molekul, bude záření rozloženo v určitém rozsahu vlnových délek [1, 3, 37].

Ve skutečnosti představuje tepelné záření jenom malou část celého spektra elektromagnetického záření tak jak je zřejmé z obr. č.1, na obr. č. 2 (viz. ČSN EN ISO 9288 [9]) je znázornění jednotlivých druhů záření s hrubým vyznačením mechanismů, jimiž záření vzniká. Různé druhy záření se od sebe odlišují rozsahem vlnových délek, který zahrnují. Ve vakuu se všechny tyto formy zářivé energie šíří rychlostí světla c . Vlnová délka λ charakterizující elektromagnetickou vlnu souvisí s její frekvencí podle rovnice

$$\lambda = \frac{c}{\nu}$$

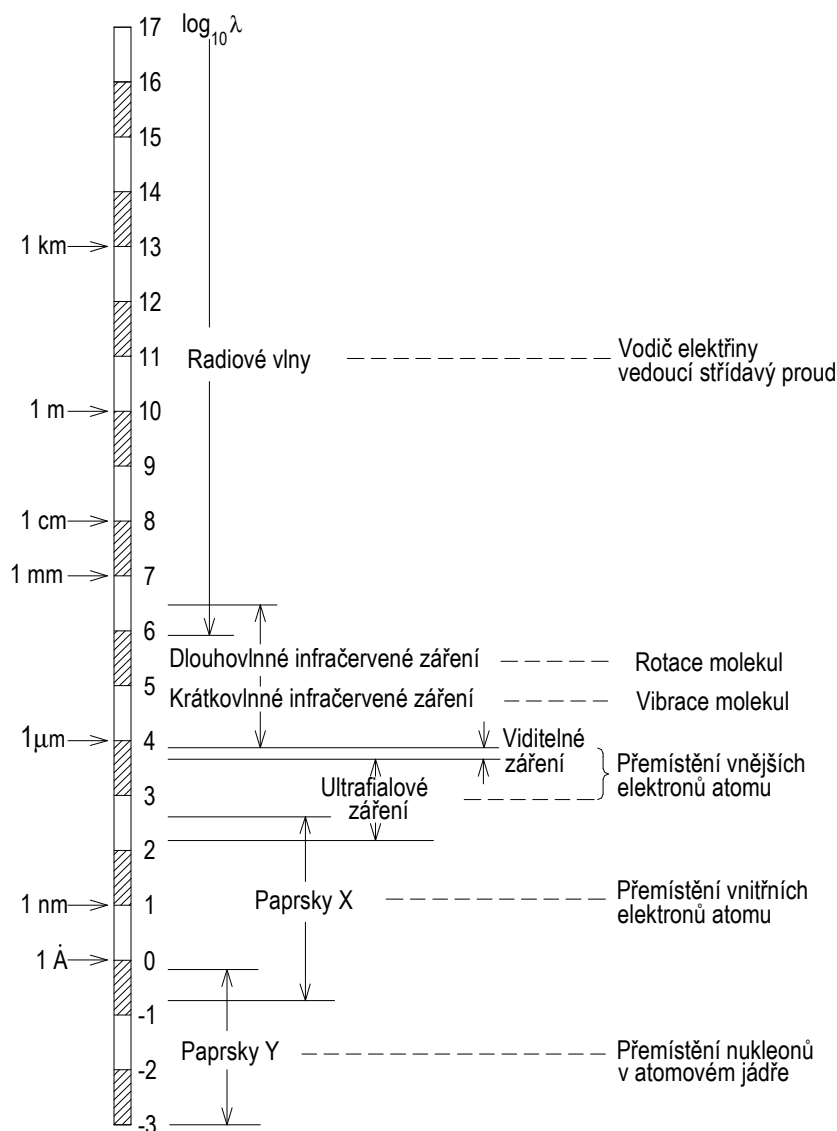
kde c má hodnotu $2,9979 \cdot 10^8 \text{ m s}^{-1}$. Ve viditelné části spektra souvisí rozličné vlnové délky s „barvou“ světla [38, 40].

Pro stavebně fyzikální účely je výhodné považovat elektromagnetické záření za korpuskulární. Pak se spojuje s elektromagnetickou vlnou o frekvenci ν pojem foton (viz. kapitola první). Je zřejmé, že při snižování vlnové délky elektromagnetického záření vzrůstá energie odpovídajících fotonů. Tento fakt souhlasí s představami rozličných mechanismů, jimiž vzniká záření. Například, když molekula snižuje svou rychlost rotace, uvolní se menší množství energie; odpovídající záření je obecně v infračervené oblasti. Naproti tomu se uvolňují velká množství energie, když přechází atomové jádro z vyšší hladiny energie na nižší; odpovídající záření tu je buď γ - záření nebo paprsky X [39, 40].

Uvedená tvrzení také zdůvodňují to, že energie záření vysílaná ze zahříváných těles bude směřovat ke kratším vlnovým délkám (vyšší energie fotonů), když poroste teplota tělesa.

Zatím bylo zmiňováno jen vysílání energie záření nebo fotonů, přechází-li molekulární nebo atomový systém z vyšší hladiny energie na nižší. Opačný proces pohlcování nastane, když dodáním energie záření přejde molekulový nebo atomový systém z nižší hladiny energie na hladinu vyšší. Tento proces nastává, když energie záření dopadne na tuhý povrch a zvýší jeho teplotu, což ve stavební praxi je nejobvyklejší způsob, při němž se lze setkat s tepelným sáláním (v interiérech obytných budov). Zdrojem tepelného dlouhovlnného sálání je zde otopné těleso a plochami, na něž sálání dopadá jsou všechny interiérové plochy [4].

V případě exteriérů je situace zcela odlišná ať ve vztahu k tepelně technickým charakteristikám zdrojů sálání (dlouhovlnného - např. oblohy, krátkovlnného - slunce), tak ve vztahu k vlastnostem přijímacích ploch, na které sálání dopadá [4].



Obr. č. 2: Spektrum elektromagnetického záření [41]

Přibližné znázornění mechanismů vzniku jednotlivých (z pohledu velikosti vlnových délek) druhů elektromagnetického záření včetně typických intervalů vlnových délek λ [μm]

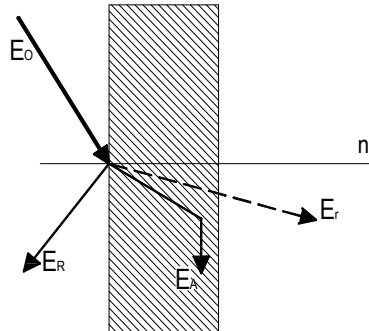
3.1.1 Teoretické základy záření tuhých těles

Nevodiče a polovodiče, oxidy kovů s drsným povrchem a kapaliny vyzařují a pohlcují zářivou energii v souvislém emisním spektru v celém rozsahu vlnových délek od 0 do ∞ . Toto záření se bez ohledu na optický význam nazývá záření šedé. Elektrické vodiče a kovy s lesklým povrchem vyzařují energii s různou intenzitou a v různých od sebe oddělených pásmech vlnových délek. Toto záření se nazývá selektivní. Intenzita záření závisí na teplotě, délce vlny a jakosti povrchu tělesa. Drsné povrchy vykazují nižší hodnoty emisivity než povrchy hlazené a lesklé [1, 42].

Tuhá tělesa mají velkou schopnost vyzařovat a pohlcovat zářivou energii a v důsledku toho se zářivá energie pohlcuje v tenké povrchové vrstvě. Tloušťka této vrstvy je u těles s malou tepelnou vodivostí asi 1 mm a u dobrých vodičů tepla je jen asi 0,001 mm [42]. U materiálů, které částečně propouštějí dopadající zářivou energii, je zářivá energie pohlcována celým ob-

jemem tělesa, jak je tomu např. u skla.

Dopadající zářivá energie může být tělesem jednak odražena, jednak propuštěna a jednak pohlcena. Odrazivost (reflexe) tělesa je schopnost tělesa odrazet na svém povrchu dopadající záření zpět do prostoru [41, 42].



Obr. č. 3: Rozdělení toku sálavé energie dopadajícího na povrch konstrukce [43]

3.1.2 Druhy odrazů dopadající sálavé energie

Při zrcadlovém odrazu se dopadající svazek rovnoběžných paprsků odrazí od povrchu tělesa opět jako svazek rovnoběžných paprsků, přičemž úhel odrazu se rovná úhlu dopadu.

Při difúzním odrazu se svazek rovnoběžných paprsků po odrazu rozprostře do celého poloprostoru [4].

Propustnost tělesa je schopnost tělesa propouštět beze změny dopadající záření. Podle propustnosti tepelného záření se rozlišují tělesa průteplivá (diatermální) a neprůteplivá (atermní) [6].

3.1.3 Pohltivost sálání

Pohltivost tělesa (absorbce) je schopnost tělesa pohlcovat dopadající zářivou energii. Pohltivost a propustnost tělesa závisí na délce vlny dopadajícího záření, na charakteru, hmotnosti a tloušťce tělesa ve směru dopadajícího záření. Tabulové sklo je propustné pro tepelné (infračervené) a viditelné záření a velmi málo propouští záření ultrafialové [1, 2, 3].

3.1.4 Základní fyzikální zákony při sdílení tepla sáláním

Monochromatický nebo spektrální zářivý tok E_λ vyjadřuje energii vyzářenou v úzkém vlnovém rozsahu λ a $d\lambda$. Integrální zářivý tok E vyjadřuje energii vyzářenou ve všech vlnových délkách od 0 do ∞ [42].

Hustota integrálního zářivého toku e je energie vyzářená jednotkovou plochou v jednotce času

$$e = \frac{E}{S} \text{ [W.m}^{-2}\text{]}.$$

Spektrální intenzita záření I_λ vyjadřuje změnu hustoty spektrálního zářivého toku e_λ vyvolanou změnou vlnové délky $d\lambda$

$$I_{\lambda} = \frac{d_{e\lambda}}{d_{\lambda}} [W.m^{-3}].$$

Z předešlých dvou rovnic plyne vztah pro integrální zářivý tok E

$$E = S \int_0^{\infty} I_{\lambda} d\lambda [W].$$

Zákon zachování energie pro záření vyjadřuje vztah mezi integrálním zářivým tokem E_s dopadajícím na plochu tělesa S a tokem E_a tělesem pohlceným, tokem E_r tělesem odraženým a tokem E_d tělesem prošlým

$$E_s = E_a + E_r + E_d [W]$$

nebo v bezrozměrném tvaru

$$1 = a + r + d.$$

Z dvou výše uvedených rovnic plynou vztahy pro povrchovou pohltivost a, povrchovou odrazivost r a propustnost tělesa d

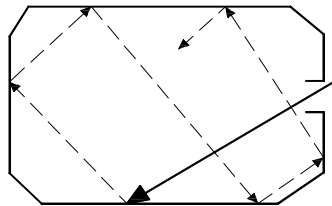
$$a = \frac{E_a}{E_s}, \quad r = \frac{E_r}{E_s}, \quad d = \frac{E_d}{E_s}.$$

Z tří výše uvedených rovnic se obdrží definiční rovnice dokonalých (ideálních) těles z hlediska záření [2,3, 42].

Těleso dokonale černé pohlcuje veškerou dopadající zářivou energii, tj. $a = 1$ a $r = d = 0$.

Těleso dokonale zrcadlové odráží všechnu dopadající zářivou energii, tj. $d = 1$ a $r = a = 0$.

Většina skutečných těles dopadající zářivou energii jednak pohlcuje a jednak odráží, tj. $d = 0$ a $a + r = 1$.



Obr. č. 4: Model dokonale černého tělesa [44]

Efektivní zářivý tok E_{ef} je součet integrálního zářivého toku tělesa E a odraženého zářivého toku E_r .

$$E_{ef} = E + E_r = E + (1 - a) E_s [W].$$

Výsledný zářivý tok E_v je rozdíl na těleso dopadajícího integrálního zářivého toku E_s a efektivního zářivého toku E_{ef}

$$E_v = E_s - E_{ef} = E_a - E [W].$$

Číselná hodnota výsledného zářivého toku E_v charakterizuje nestacionární a stacionární tepelný děj z hlediska záření. Je-li $E_v >$ nebo < 0 , jedná se o tepelně neustálený děj a teplota tělesa v čase roste ($E_v > 0$) nebo klesá ($E_v < 0$) tak dlouho, až výsledný zářivý tok $E_v = 0$. Pak se jedná z hlediska záření o tepelně ustálený stav a těleso v každém okamžiku pohlcuje ze svého okolí právě tolik zářivé energie E_a , kolik ji samo do prostoru vyzáří ($E_a = E$) [7].

3.1.5 Záření dokonale černého tělesa

Dokonale černé těleso pohlcuje veškerou dopadající zářivou energii a jeho pohltivost a má hodnotu $a = 1$. Teoreticky představuje dokonale černé těleso plocha otvoru ve stěně, rozdělující neohraničený poloprostor na dva poloprostory. V důsledku neohraničenosti poloprostoru je veškerá zářivá energie prošlá otvorem pohlcena poloprostorem.

Skutečný model dokonale černého tělesa představuje plocha otvoru do dutiny s konečným objemem. Skutečný model se blíží modelu teoretickému tím více, čím má poměr plochy otvoru a plochy povrchu dutiny menší hodnotu a čím má dutina větší hodnotu povrchové pohltivosti [2, 7].

3.1.6 Zákony při sdílení tepla sáláním

Planckův vyzařovací zákon vyjadřuje závislost spektrální intenzity záření dokonale černého tělesa $I_{\lambda\tilde{e}}$ na délce vlny λ [m] a termodynamické teplotě T [K]

$$I_{\lambda\tilde{e}} = K_1 \left[\lambda^5 \left(e^{\frac{K_2}{\lambda T}} - 1 \right) \right]^{-1} \quad [W.m^{-3}].$$

První a druhou Planckovu konstantu K_1 a K_2 vyjadřují rovnice

$$K_1 = 2\pi c^2 h = 3,741\,2746 \cdot 10^{-16} \quad [Wm^2]$$

$$K_2 = \frac{ch}{k} = 1,4388013 \cdot 10^{-2} \quad [m.K]$$

kde $c = 2,997929 \cdot 10^8 \text{ m.s}^{-1}$ je rychlost světla ve vakuu,

$h = 6,625\,17 \cdot 10^{-34} \text{ J.s}$ Planckova univerzální konstanta,

$k = 1,380\,44 \cdot 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$ Boltzmanova konstanta.

Grafické znázornění Planckova zákona vyjadřuje pro každou izotermu T průběh spektrální intenzity záření $I_{\lambda\tilde{e}}$ v závislosti na vlnových délkách λ . Plocha pod izotermou T omezená pořadnicemi λ a $\lambda + d\lambda$ vyjadřuje graficky hustotu spektrálního zářivého toku dokonale černého tělesa

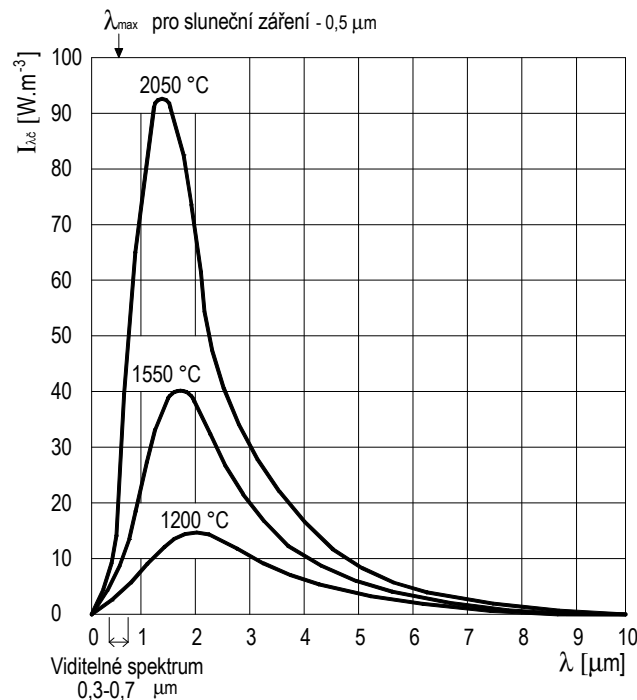
$$d e_{\lambda\tilde{e}} = I_{\lambda} d\lambda \quad [Wm^{-2}] \quad [1, 3, 7].$$

Planckův vyzařovací zákon zahrnuje dva starší vztahy s přibližnou platností v užším vlnovém rozsahu. Pro malé hodnoty součinu λT , tj. pro záření v oblasti krátkých vlnových délek, se

může v rovnici $I_{\lambda\varepsilon} = K_1 \left[\lambda^5 \left(e^{\frac{K_2}{\lambda T}} - 1 \right) \right]^{-1} [\text{W.m}^{-3}]$ zanedbat jednička vůči exponenciální funkci

a obdrží se Wienův vztah

$$I_{\lambda\varepsilon} = \frac{K_1}{\lambda^5} e^{-\frac{K_2}{\lambda T}} [\text{W.m}^{-3}]$$



Obr. č. 5: Grafické vyjádření Planckova zákona [42]

Rozvine-li se v rovnici $I_{\lambda\varepsilon} = K_1 \left[\lambda^5 \left(e^{\frac{K_2}{\lambda T}} - 1 \right) \right]^{-1} [\text{W.m}^{-3}]$ exponenciální funkci v řadu a pone-

chá-li se pro velké hodnoty součinu λT v platnosti jen prvé dva členy, tj.

$$e^{\frac{K_2}{\lambda T}} = 1 + \frac{K_2}{\lambda T}$$

přejde Planckův vyzařovací zákon v rovnici Rayleighovu-Jeansovu [1, 42] ve tvaru

$$I_{\lambda\varepsilon} = \frac{K_1 T}{K_2 \lambda^4} [\text{W.m}^{-3}]$$

Tato poslední rovnice je použitelná pouze pro záření v oblasti dlouhých vln. Z grafického vyjádření Planckova zákona je patrné, že spektrální intenzita záření $I_{\lambda\varepsilon}$ dosahuje maxima při určité délce vlny λ m, která závisí pouze na termodynamické teplotě T . Derivuje-li se rovnici

$$I_{\lambda\varepsilon} = K_1 \left[\lambda^5 \left(e^{\frac{K_2}{\lambda T}} - 1 \right) \right]^{-1} [\text{W.m}^{-3}], \text{ plyne pro } d I_{\lambda\varepsilon} / d \lambda = 0 \text{ po úpravě vztah}$$

$$e^{\frac{-K_2}{\lambda_m T}} + \frac{K_2}{\lambda_m T} - 1 = 0.$$

Řešením poslední rovnice se dostane $\frac{K_2}{\lambda_m T} = 4,965114$. Z této rovnice se obdrží po dosazení

číselné hodnoty konstanty K_2 z rovnice $K_2 = \frac{ch}{k} = 1,4388013 \cdot 10^{-2}$ [m.K] Wienův posouvací zákon ve tvaru $\lambda T = 2,897 8213 \cdot 10^{-3}$ [m. K] [42].

Wienův posouvací zákon platí i pro skutečná tělesa, která vyzařují energii v souvislém emisním spektru v celém rozsahu vlnových délek od 0 do ∞ , tj. která se vyznačují šedým zářením. Je-li známa z naměřeného maxima intenzity záření příslušná délka vlny λ_m , může se z rovnice $\frac{K_2}{\lambda_m T} = 4,965114$ určit povrchová teplota zářícího tělesa. Tak pro sluneční záření

bylo zjištěno maximum intenzity záření při délce vlny $\lambda_m = 0,48 \cdot 10^{-6}$ m a pro tuto hodnotu plyne z rovnice $\frac{K_2}{\lambda_m T} = 4,965114$ povrchová teplota slunce $T = 6 037,13$ K [1, 3, 42].

Maximum intenzity záření dokonale černého tělesa $I_{m\check{c}}$ je dáno Planckovým vyzařovacím zákonem

$$I_{m\check{z}} = K_1 \left[\lambda_m^5 \left(e^{\frac{K_2}{\lambda_m T}} - 1 \right) \right] [\text{W} \cdot \text{m}^{-3}].$$

Dosadí-li se do předešlé rovnice číselné hodnoty z rovnic lze obdržet závislost maximální hodnoty intenzity záření dokonale černého tělesa $I_{m\check{c}}$ na termodynamické teplotě T
 $I_{m\check{c}} = 1,286 41 \cdot 10^{-5} T^5$ [W. m⁻³]

Z těchto rovnic lze pak obdržet např. pro $T = 1000$ K hodnoty

$$\lambda_m = 2,897 \cdot 10^{-6} \text{ m a } I_{m\check{c}} = 1,286 \cdot 10^{10} [\text{W} \cdot \text{m}^{-3}].$$

Zákon Stefanův a Boltzmannův vyjadřuje hustotu integrálního zářivého toku $e_{\check{c}}$ dokonale černého tělesa

$$e_{\check{c}} = \int_0^{\infty} I_{\lambda\check{c}} d\lambda = \sigma T^4 [\text{Wm}^{-2}].$$

Z této rovnice se obdrží pro Stefanovu a Boltzmannovu konstantu σ vztah

$$\sigma = \frac{\pi^4 K_1}{15 K_2^4} = 5,669236 \cdot 10^{-8} [\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}].$$

Pro technické výpočty se upravuje rovnice $e_{\check{c}} = \int_0^{\infty} I_{\lambda\check{c}} d\lambda = \sigma T^4$ [Wm⁻²] do tvaru

$$e_{\check{c}} = c_{\check{c}} \left(\frac{T}{100} \right)^4 [\text{W} \cdot \text{m}^{-2}],$$

kde konstanta záření dokonale černého tělesa je dána vztahem.

$$c_{\check{c}} = 10^{8\sigma} = \text{cca } 5,67 [\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \text{K}^{-4}].$$

Protože většina skutečných tuhých těles září v souvislém emisním spektru v celém rozsahu vlnových délek stejně jako dokonale černé těleso, platí zákon Stefanův a Boltzmannův i pro šedé záření skutečných tuhých těles s tím, že spektrální intenzita záření skutečných těles I^λ má ve všech vlnových délkách nižší hodnotu.

Poměrné snížení hustoty integrálního zářivého toku skutečného tělesa e vůči hodnotě e_ζ dokonale černého tělesa při stejné termodynamické teplotě T je zářivost skutečného tělesa, která se zjišťuje experimentálně ze vztahu

$$\varepsilon = \frac{e}{e_\zeta} < 1.$$

Hustota zářivého toku skutečného tělesa se určí s použitím rovnice

$$e_\zeta = 10^{8\sigma} = \text{cca } 5,67 \text{ [Wm}^{-2}\text{K}^{-4}\text{]} \text{ ze vztahu}$$

$$e = \varepsilon \cdot c_\zeta \left(\frac{T}{100} \right)^4 \text{ [W} \cdot \text{m}^{-2}\text{]},$$

kde se konstanta záření dokonale černého tělesa dosadí z rovnice

$$c_\zeta = 10^{8\sigma} = \text{cca } 5,67 \text{ [Wm}^{-2}\text{K}^{-4}\text{]}$$

a zářivost ε z příslušných tabulek.

Z rovnosti stěnou pohlcené hustoty integrálního zářivého toku dokonale černého tělesa a hustoty tepelného toku vedením stěnou plyne Starkovo kritérium (viz podobnost mezi sdílením tepla sáláním a vedením) [41, 42].

3.1.7 Záření skutečného tělesa

Za tepelně ustáleného stavu, tj. při časově stálé teplotě tělesa, je výsledný zářivý tok tělesa $E_v = 0$ a z rovnice $E_v = E_s - E_{ef} = E_a - E$ [W] plyne $e_a = e$. Je-li skutečné těleso vystaveno záření dokonale černého tělesa při stejné termodynamické teplotě T obou těles, může se tepelně ustálený stav každého skutečného tělesa vyjádřit rovnicí

$$e_\zeta = \frac{e}{a} = \sigma T^4 \text{ [W} \cdot \text{m}^{-2}\text{]}$$

která vyjadřuje Kirchhoffův zákon, podle něhož má poměr hustoty zářivého toku e a povrchové pohltivosti a všech skutečných těles, vyznačujících se šedým zářením, stejnou hodnotu,

která je funkcí termodynamické teploty tělesa T . Z rovnic $\varepsilon = \frac{e}{e_\zeta} < 1$ a plyne

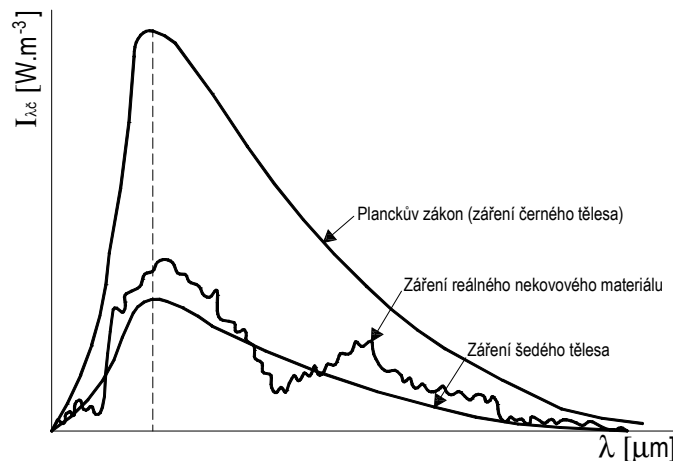
$$e_\zeta = \frac{e}{a} = \sigma T^4 \text{ [W} \cdot \text{m}^{-2}\text{]} \text{ číselná rovnost povrchové pohltivosti a zářivosti } e \text{ skutečného tělesa,}$$

tj. $a = e$. Vyjádří-li se pak hustota integrálního zářivého toku skutečného tělesa je dána vztahem

$$e = c \left(\frac{T}{100} \right)^4 \text{ [W} \cdot \text{m}^{-2}\text{]}$$

a dosadí-li se hustoty integrálních zářivých toků e_ζ a e z již uvedených rovnic obdržíme se použitím vztahu $a = e$ výpočtová rovnice pro součinitel záření skutečného tělesa

$$c = a c_\zeta = e c_\zeta \text{ [W m}^{-2} \text{ K}^{-4}\text{]}$$



Obr. č. 6: Modelové srovnání záření tělesa černého, šedého a skutečného [38]

Tyto rovnice platí jak pro integrální, tak pro spektrální záření skutečného tělesa a plynou z nich vzájemné vztahy veličin a_λ , ε_λ , e_λ a $e_{\lambda\varphi}$. Číselné hodnoty veličin $\varepsilon_\lambda = a_\lambda$ a $a = \varepsilon$ jsou pro různé materiály uvedeny v příslušných tabulkách [38, 42].

Září-li plošný zářič dS do poloprostoru ve směru, který svírá s normálou k ploše zářiče úhel φ , je zářivý tok dE ve směru úhlu φ úměrný kosinu úhlu φ (Lambertův kosinový zákon), tj.

$$dE_\varphi = dE_n \cos \varphi = e_n \cos \varphi dS,$$

kde dE_n je zářivý tok ve směru normály k ploše zářiče dS . Vyzařuje-li plošný zdroj dS při difúzním záření do polospféry zářivý tok dE , je zářivý tok dE_d ve směru normály π -krát menší (Lambertův směrový zákon), tj.

$$dE_n = dE / \pi.$$

Po integraci s použitím rovnic $e = c \left(\frac{T}{100} \right)^4$ a $c = a c_\varepsilon = e c_\varepsilon$ se obdrží

$$E_n = \frac{\varepsilon}{\pi} c \left(\frac{T}{100} \right)^4 = \varepsilon_n c \left(\frac{T}{100} \right)^4 \quad [\text{W.m}^{-2}] \quad [7].$$

Z této rovnice plyne vztah mezi zářivostí ε_n ve směru normály k ploše zářiče a difúzní zářivostí do poloprostoru ε .

$$\varepsilon_n = \frac{\varepsilon}{\pi}$$

Číselné hodnoty zářivostí ε a ε_n pro různé materiály jsou v příslušných tabulkách.

Analogicky k poslednímu vztahu se obdrží po integraci rovnice $dE_\varphi = dE_n \cos \varphi = e_n \cos \varphi$

dS a s použitím rovnice $e = c \left(\frac{T}{100} \right)^4$ [W.m⁻²] a rovnice $c = a c_\varepsilon = e c_\varepsilon$ [W.m⁻²..K⁻⁴] vztah

mezi směrovou zářivostí ε_φ a zářivostí ve směru normály ε_n

$$\varepsilon_\varphi = \varepsilon_n \cos \varphi.$$

Tato poslední rovnice platí pouze přibližně, a to jen pro nevodiče a vodiče s hrubým oxidovaným povrchem. U kovů s neoxidovaným povrchem má směrová zářivost ε_φ pro úhly φ v rozsahu $0^\circ < \varphi < 40^\circ$ stálou hodnotu $\varepsilon_\varphi = \varepsilon_n$. Pro úhly $\varphi > 40^\circ$ roste hodnota ε_φ s rostoucím úhlem φ . Pro tělesa s velmi drsným povrchem nezávisí směrová zářivost ε_φ podstatně na úhlu φ . Experimentálně zjištěné číselné hodnoty směrové zářivosti ε_φ , vynesené v závislosti na úhlu φ v polárních souřadnicích, jsou pro vybrané elektrické vodiče a nevodiče v odborné literatuře [39, 42].

3.1.8 Záření plynů

Plyny jednoatomové a plyny dvouatomové, jejichž molekuly tvoří stejnorodé atomy H_2 , N_2 , O_2 a suchý vzduch nemají volné elektrony a jsou vůči záření inertní, tj. nezáří a dopadající zářivou energii nepohlcují, ale propouštějí beze změny a jsou pro tepelné záření ditermální. Většina technicky důležitých plynů a par (např. vodní pára H_2O) vyzařuje a pohlcuje tepelné záření s různou intenzitou a v určitých vlnových délkách a od sebe oddělených vlnových pásmech a představuje selektivní zářiče [4].

3.2 Sdílení tepla sálání ve stavební tepelné technice

V následujícím textu jsou uvedeny základní souhrnné informace týkající se problematiky sdílení tepla sáláním z hlediska jejich využití v rámci stavební tepelné techniky.

Návrhové hodnoty veličin stavebních materiálů a výrobků [5]

Tepelnými vlastnostmi stavebních materiálů, výrobků, výplní otvorů, zdíva a vzduchových vrstev, které významně přispívají ke stabilní tepelné ochraně budovy, jsou podle typu výrobku:

- a) součinitel tepelné vodivosti / tepelný odpor / součinitel prostupu tepla, nebo jejich ekvivalentní hodnoty;
- b) závislost součinitele tepelné vodivosti na vlhkosti, určená např. regresní rovnicí pro stanovení charakteristické / návrhové hodnoty;
- c) závislost součinitele tepelné vodivosti na určujících vlastnostech, určená např. regresní rovnicí nebo tabulkou, pro nepřímé zkoušení;
- d) vlhkostní součinitel materiálu;
- e) měrná tepelná kapacita;
- f) teplotní vodivost;
- g) součinitel tepelné roztažnosti;
- h) vnitřní a vnější spektrální směrová pohltivost a spektrální směrová odrazivost slunečního záření v případě, že povrchová úprava stavebního výrobku může být vnitřním nebo vnějším povrchem;

3.2.1 Sálavé vlastnosti povrchů stavebních konstrukcí

Návrhové hodnoty sálavých vlastností jsou: směrová spektrální pohltivost (absorptance) $\alpha_{\Omega\lambda,si}$ [-], směrová spektrální odrazivost (reflektance) $\rho_{\Omega\lambda,si}$ [-], směrová spektrální propustnost ($\Omega_{\lambda,si}$) a směrová spektrální emisivita ($\varepsilon_{\Omega\lambda,si}$) vnitřních přijímacích povrchů neprůteplivých materiálů, pro okrajové podmínky vnitřního prostředí budov, kde zdrojem tepelného sálání (převážně dlouhovlnného) jsou obvykle otopná tělesa [5, 14].

Návrhové hodnoty sálavých vlastností vnitřních povrchů se stanoví jako střední hodnota naměřených hodnot v intervalu vlnových délek vnitřního prostředí. Stanovuje se pro střední povrchovou termodynamickou teplotu podle střední teploty zdroje záření. Měření se provádí spektrometrem s příslušenstvím pro zrcadlový nebo difúzní odraz podle povahy materiálu [5, 14].

Návrhové hodnoty sálavých vlastností tj. směrová spektrální pohltivost (absorptance) $\alpha_{\Omega\lambda,se}$ [-], směrová spektrální odrazivost (reflektance) $\rho_{\Omega\lambda,se}$ [-] a směrová spektrální emisivita $\varepsilon_{\Omega\lambda,se}$ [-] vnějších přijímacích povrchů neprůteplivých materiálů pro okrajové podmínky vnějšího prostředí, kde zdrojem krátkovlnného záření je slunce [5, 14].

Návrhové hodnoty sálavých vlastností vnějších povrchů se stanoví jako střední hodnota naměřených hodnot v intervalu vlnových délek vnějšího prostředí. Stanovuje se pro střední povrchovou termodynamickou teplotu podle střední teploty zdroje sálání. Měření je prováděno spektrometrem s příslušenstvím pro zrcadlový nebo difúzní odraz podle povahy materiálu [5, 14].

Směrová spektrální emisivita neprůteplivých materiálů je číselně rovna směrové spektrální pohltivosti, tedy platí:

$$\varepsilon_{\Omega\lambda} = \alpha_{\Omega\lambda} [5, 14].$$

3.2.2 Tepelné sálání

Tepelné sálání je podintervalem elektromagnetického záření a bývá také označováno jako tepelné záření nebo tepelné elektromagnetické záření. Interval, ve kterém se považuje elektromagnetické záření za tepelné sálání, spadá do vlnových délek od 0,1 μm a 100 μm (dle ČSN EN ISO 9288 [9]). Každý materiál/konstrukce svým povrchem jednak vyzařuje elektromagnetické záření včetně tepelného sálání a současně toto záření vyzářené okolními materiály/konstrukcemi svým povrchem pohlcuje a mění v teplo.

Tepelné sálání je především spojeno se střední termodynamickou teplotou sálajícího tělesa (zdroje sálání), sálavými vlastnostmi jeho povrchu (odrazivostí, pohltivostí, propustností a emisivitou) i povrchů, na které sálání od zdroje sálání dopadá.

Pozn.:

1. Vznik elektromagnetického záření souvisí s mikrostrukturou materiálů.
2. Elektromagnetické záření se šíří prostorem neobsahujícím žádnou hmotu rychlostí světla $c = 2,998 \cdot 10^8 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Charakteristikami elektromagnetického záření včetně jeho podintervalů jsou vlnová délka λ [μm] a kmitočet ν [s^{-1}]. Vztah mezi vlnovou délkou λ [μm], kmitočtem ν [s^{-1}] a rychlostí šíření světla c [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$] je dán rovnicí $\lambda = c \cdot \nu^{-1}$ [μm]

Tab. č. 1: Intervaly elektromagnetického záření včetně anglických ekvivalentů jejich názvů a zkratk [5, 14]

INTERVALY ELEKTROMAGNETICKÉHO ZÁŘENÍ	ANGLICKÝ EKVIVALENT OZNAČENÍ INTERVALŮ ELMAG. ZÁŘENÍ	VLNOVÁ DÉLKA λ [μm]
Infračervené (<i>dlouhovlnné, krátkovlnné</i>)	(Infra Red, (IR))	<1000 μm - 0,7 μm >
Viditelné	(Visible, (VIS))	<0,7 μm - 0,4 μm >
Ultrafialové	(Ultra Violet, (UV))	<0,01 μm - 0,4 μm >
Tepelné	(Heat radiation)	<100 μm - 0,1 μm >
Sluneční	(Radiation of Sun)	<3 μm - 0,1 μm >

3.2.3 Uplatnění sdílení tepla sáláním v tepelně technických výpočtech

Chování stavebních materiálů resp. jejich povrchů z hlediska sdílení tepla sáláním charakterizují sálavé vlastnosti (odrazivost $\rho_{\Omega\lambda}$ [-], pohltivost $\alpha_{\Omega\lambda}$ [-], propustnost $\tau_{\Omega\lambda}$ [-] a emisivita $\varepsilon_{\Omega\lambda}$ [-].

Tabulkové hodnoty uvedených sálavých vlastností se uplatňují v tepelné technice především při výpočtech součinitelů prostupů tepla U [$\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$], součinitelů přestupu tepla h_i/h_e [$\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$], tepelných odporů konstrukcí R [$\text{m}^2 \text{K W}^{-1}$] a tepelných odporů vzduchových mezer R [$\text{m}^2 \text{K W}^{-1}$].

Pozn.:

Indexy u jednotlivých sálavých vlastností vyjadřují závislost sálavých vlastností na úhlu dopadu (index Ω) a vlnové délce (index λ).

3.2.4 Sálavé vlastnosti povrchů stavebních materiálů

Sálavými vlastnosti povrchů stavebních materiálů jsou:

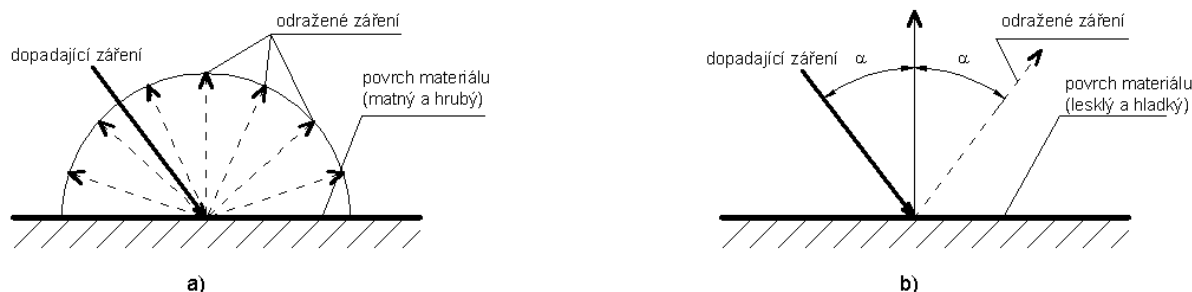
- směrová spektrální odrazivost (reflektance, reflexe) $\rho_{\Omega\lambda}$ [-]
- směrová spektrální pohltivost (absorptance) $\alpha_{\Omega\lambda}$ [-]
- směrová spektrální propustnost (transmitance) $\tau_{\Omega\lambda}$ [-]
- směrová spektrální emisivita (zářivost) $\varepsilon_{\Omega\lambda}$ [-]

V technické praxi se lze setkat i s pojmy transreflektance, transabsorptance nebo transmitance. Uvedené pojmy se vztahují k především k povrchovým úpravám o relativně malé tloušťce, kterými je část dopadajícího záření propuštěna a dále je odražena resp. pohlcena materiálem, na kterém je aplikována zmíněná povrchová úprava. V praxi se např. transreflektance uplatní tehdy, když vrstva nátěrového systému má menší tloušťku než cca 0,1 mm.

3.2.5 Porovnání sálavých vlastností teoretických těles a reálných stavebních materiálů

Pro porovnání sálavých vlastností teoretických těles a reálných stavebních materiálů resp. povrchů stavebních konstrukcí je nutné uvést následující definice [42, 50]:

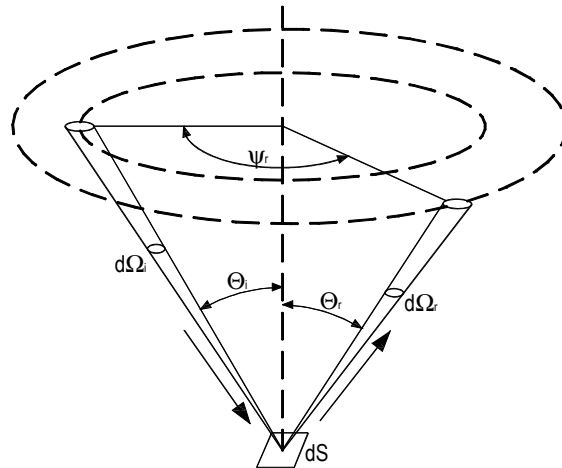
- černé těleso pohlcuje veškeré dopadající elektromagnetické záření všech vlnových délek a platí, že $\alpha = 1$ [-], $\rho = 0$ [-], $\tau = 0$ [-];
- bílé (zrcadlové) těleso odráží veškeré dopadající elektromagnetické záření všech vlnových délek a platí, že $\rho = 1$ [-], $\alpha = 0$ [-], $\tau = 0$ [-]. K tomuto teoretickému tělesu jsou z hlediska reálných stavebních materiálů principiálně nejbližší reflexní materiály lesklé hladké povrchy kovů, jejichž $\rho < 1$ [-];
- propustné těleso propouští dopadající elektromagnetické záření všech vlnových délek a platí, že $\tau = 1$ [-], $\rho = 1$ [-], $\alpha = 0$ [-]. K tomuto teoretickému tělesu jsou z hlediska reálných stavebních materiálů principiálně nejbližší materiály průteplivé (suchý vzduch, inertní plyny, sklo apod.), které nejsou propustné v celém rozsahu vlnových délek např. sklo je převážně propustné v rozsahu vlnových délek viditelného záření viz tab. č. 1. Pro průteplivé materiály platí, že $\tau < 1$ [-];
- materiály vyzařující a pohlcující šedé záření, mezi ně patří nekovové materiály, kovy s povrchem pokrytým korozi, kapaliny. Pro ně platí, že $\alpha > 0$ [-], $\rho > 0$ [-]. Uvedená materiály odrážejí dopadající záření difúzně (reflektují difúzně);
- materiály vyzařující a pohlcující selektivní záření, mezi ně patří kovy s lesklým hladkým povrchem. Tyto materiály odrážejí dopadající záření zrcadlově (reflektují zrcadlově - specularně).



Obr. č. 7: Znázornění zrcadlového a difúzního odrazu elektromagnetického záření a) odraz zrcadlový od hladkého a lesklého povrchu kovu b) odraz difúzní od hrubého matného povrchu kovu a ostatních stavebních materiálů [5];

Pozn.:

Sálavé vlastnosti materiálů se zrcadlovou a difúzní odrazivostí mají obdobnou technickou interpretaci, ale jsou vzájemně číselně neporovnatelné.



Obr. č. 8: Difúzní odraz [4]

3.2.6 Průteplivé a neprůteplivé stavební materiály

Podle chování stavebních materiálů resp. povrchů stavebních materiálů vůči teple sdílenému sáláním se stavební materiály dělí na materiály průteplivé (diatermní) a materiály neprůteplivé (atermní) [5, 6];

Průteplivost resp. neprůteplivost konkrétního materiálu vyjadřuje velikost propustnosti $\tau_{\Omega\lambda}$ [-]. Propustnost většiny stavebních materiálů (pevných a neprůsvitných látek jako např. beton, keramika, dřevo, kovy, nátěry), používaných v obvyklých tloušťkách, je rovna nule a proto jsou tyto materiály označovány jako neprůteplivé.

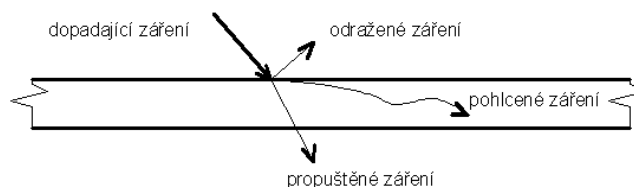
Pro sálavé vlastnosti neprůteplivých materiálů, které se také označují jako materiály šedé materiály platí:

$$\alpha_{\Omega\lambda} + \rho_{\Omega\lambda} = 1, \text{ tzn. že } \tau_{\Omega\lambda} = 0$$

Průteplivými (diatermními) materiály jsou suchý vzduch, voda, sklo, některé druhy pěnových plastů, apod.

Pro sálavé vlastnosti průteplivých materiálů platí:

$$\alpha_{\Omega\lambda} + \rho_{\Omega\lambda} + \tau_{\Omega\lambda} = 1$$



Obr. č. 9: Ilustrativní znázornění rozdělení dopadajícího paprsku tepelného sálání na povrch materiálu. V případě, kdy dopadne paprsek tepelného sálání na povrch průteplivého materiálu dojde k jeho rozdělení na část odraženou, pohlcenou a propuštěnou a proto platí, že $\rho_{\Omega\lambda} > 0$ [-], $\alpha_{\Omega\lambda} > 0$ [-] a $\tau_{\Omega\lambda} > 0$ [-]. V případě, kdy dopadne paprsek tepelného sálání na povrch neprů-

teplivého materiálu dojde k jeho rozdělení pouze na část odraženou, pohlcenou (množství propuštěného sálání je rovno 0 a platí, že $\tau_{\Omega\lambda} = 0$ [-]) [5].

3.2.7 Vztah mezi emisivitou a pohltivostí

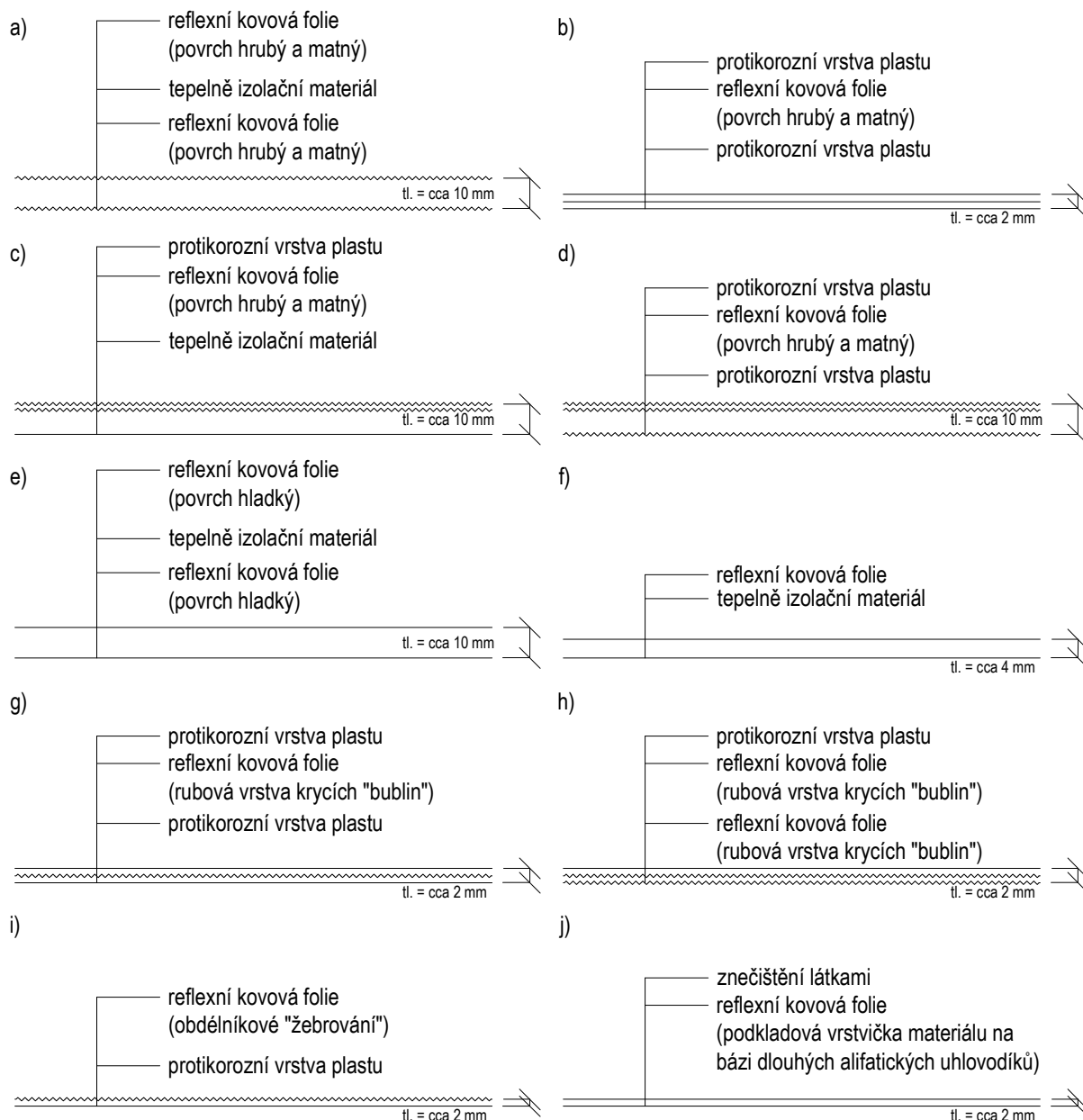
Spektrální směrová emisivita $\varepsilon_{\Omega\lambda}$ [-] vyjadřuje poměrné snížení hustoty integrálního zářivého toku $I_{\lambda\varepsilon}$ [$\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$] šedého tělesa $\varepsilon_{\Omega\lambda,\text{si}}$ popř. $\varepsilon_{\Omega\lambda,\text{se}}$ oproti hodnotě $\varepsilon_{\varepsilon,\Omega\lambda}$ černého tělesa při shodných okrajových podmínkách. Platí, že:

$$\int_0^{\infty} I_{\lambda\varepsilon} d\lambda = c_{\varepsilon} \left(\frac{T}{100} \right)^4 [\text{W}\cdot\text{m}^{-2}],$$

kde $c_{\varepsilon} = 5,67$ [$\text{W}/(\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^4)$] je konstanta záření černého tělesa. Dále platí, že

$$\varepsilon_{\varepsilon,\Omega\lambda} = \frac{\varepsilon_{\varepsilon,\Omega\lambda}}{5,67} < 1 [49, 50];$$

Pro elektromagnetické záření dopadající v daném směru a dané vlnové délky platí níže uvedený vztah mezi spektrální směrovou emisivitou vysílaného sálání a spektrální směrovou pohltivostí přijímaného povrchem materiálu při stejných okrajových podmínkách vztah: $\varepsilon_{\Omega\lambda} = \alpha_{\Omega\lambda}$ [5, 6];



Obr. č. 10: Materiálové složení reflexních izolací

a) dvě reflexní kovové fólie, mezi kterými je vrstva tepelně izolačního materiálu b) reflexní kovová fólie na lící i rubové straně opatřena protikorozní vrstvou plastu c) reflexní kovová fólie na lící straně opatřena protikorozní vrstvou plastu a na rubové straně s vrstvou tepelně izolačního materiálu d) dvě reflexní kovové fólie, na jejichž vnějším povrchu je ochranná protikorozní vrstva plastu, mezi kterými je vrstva tepelně izolačního materiálu

Pozn.:

1. Reflexních materiálů se využívá k dosažení nízkých hodnot součinitelů prostupu tepla za sklení U [$Wm^{-2}K^{-1}$].
2. Velikost odrazivosti reflexních materiálů není v čase konstantní a klesá s přítomností oxidačních produktů na povrchu kovů. Protikorozní vrstvy plastů aplikované na povrchy kovů snižují velikost odrazivosti reflexních materiálů

3.2.8 Zdroje dlouhovlnného a krátkovlnného tepelného záření

Rozložení převažujících vlnových délek tepelného sálání závisí především na velikosti termodynamické teploty T [K] zdroje sálání, na jeho konstrukci (např. u otopných těles) a na mikrostruktuře materiálů tvořících povrchy konstrukcí [5, 1, 4];

Limitní termodynamickou teplotou T [K] pro posuzování zdrojů tepelného sálání je $T = 800$ [K] dle převažujících vlnových délek vysílaného tepelného sálání. Zdroje s teplotou nižší než 800 K jsou považovány za zdroje převážně dlouhovlnného tepelného sálání, sem patří např. otopná tělesa (desková, ...). Zdroje s teplotou vyšší než 800 K jsou považovány za zdroje převážně krátkovlnného tepelného sálání, sem patří slunce a elektrické a plynové zářiče.

Zdrojem převážně dlouhovlnného tepelného sálání v interiérech obytných budov jsou obvykle otopná tělesa (desková, článková apod.).

Zdrojem převážně krátkovlnného tepelného sálání v exteriérech obytných budov je slunce, v exteriérech se také uplatňuje převážně dlouhovlnné záření oblohy.

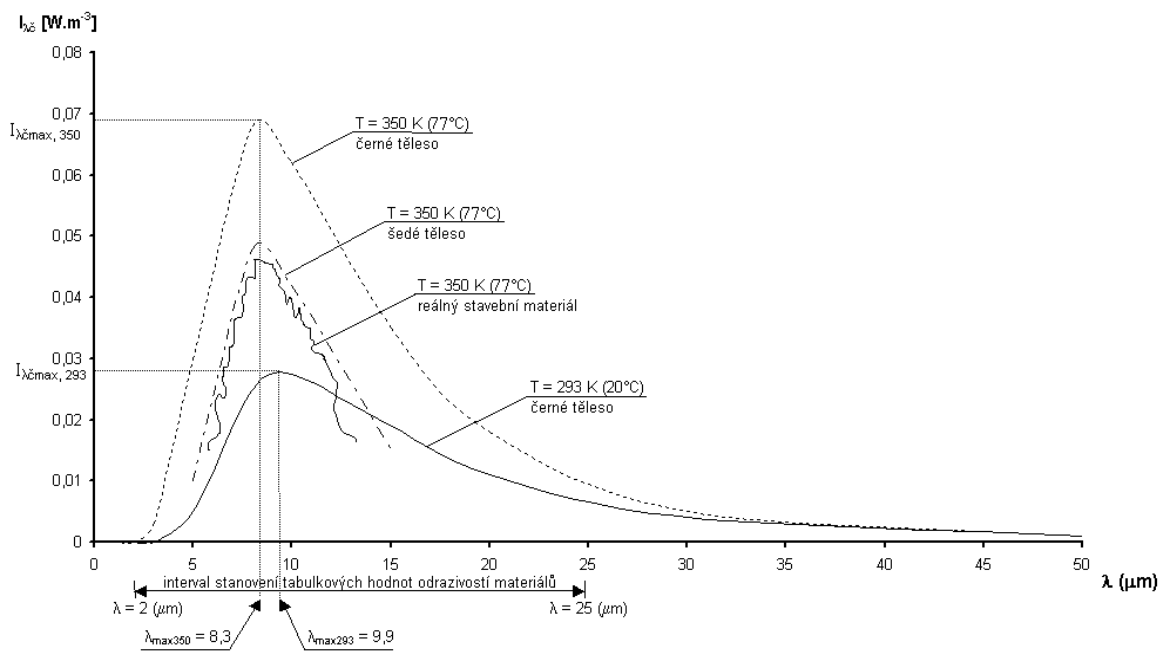
Pozn.:

1. Čím vyšší je termodynamická teplota T [K] zářiče, tím větší část vyzářené energie je v intervalu kratších vlnových délek a naopak při nízkých teplotách zářičího tělesa je větší část vyzářené energie v intervalu dlouhých vlnových délek.
2. Zvláštním případem záření je záření rovnovážné neboli záření černého tělesa, pro které jsou odvozeny základní zákony a rovnice sálání tj. Planckův zákon, rovnice Rayleigh-Jeansova, Wienovy zákony apod.

3.2.9 Vnitřní prostředí budov - interiérový model

Povrchy stavebních konstrukcí přijímací tepelné sálání obklopují zdroje sálání, zdroj tepla ve vnitřním prostředí.

Závislost spektrální intenzity záření $I_{\lambda\epsilon}$ [W/m^3] ideálně černého tělesa o termodynamické teplotě 350 K, zdroj sálání např. otopné těleso na vlnové délce tepelného záření λ [μm] uvádí obr. č. 11.



Obr. č. 11: Závislost spektrální intenzity záření $I_{\lambda, \check{c}}$ [W/m^3] ideálně černého tělesa na vlnové délce tepelného záření λ [μm] pro danou střední teplotu vnitřního zdroje záření [5, 14];

Spektrální intenzita sálání reálného povrchu stavebního materiálu je ve všech vlnových délkách nižší než spektrální intenzita ideálně černého tělesa. Je zřejmé, že nejvýznamnější je interval vlnových délek od cca 5 [μm] do 20 [μm]. Uvedené skutečnosti musí být proto zohledněny při stanovení sálavých vlastností povrchů stavebních materiálů.

Pozn.:

1. Za zdroj dlouhovlnného záření se považuje také obloha.
2. Okrajové podmínky použité při stanovení tabulkových hodnot sálavých vlastností materiálu pro vnitřní prostředí budov - interiérový model. Spektrometry měly s děliče paprsků KBr a KBr a CaF_2 , detektory DTGS a InGaAs. Použité nástavce na spektrometry byly 10Spec, 30 spec, EzDiff.

Tab. č. 2: Přibližné podíly tepelného výkonu sdíleného vybranými otopnými tělesy sáláním včetně jejich maximálních povrchových teplot [45]

OTOPNÉ TĚLESO	SPECIFIKACE OTOPNÉHO TĚLESA	PODÍL TEPELNÉHO VÝKONU SÁLÁNÍM
Článekové se svislými články	hloubka menší než 110 mm	0,30
	hloubka větší než 110 mm	0,25
Článekové s vodorovnými články	hloubka menší než 110 mm	0,27
	hloubka větší než 110 mm	0,25
Deskové jednoduché	bez rozšířené plochy	0,50
Deskové jednoduché s 1 pásem rozšířené plochy	rozteč žeber menší než 25 mm	0,35
	rozteč žeber větší než 25 mm	0,35
Deskové jednoduché s 2 pásem rozšířené plochy	rozteč žeber menší než 25 mm	0,25
	rozteč žeber větší než 25 mm	0,25
Deskové zdvojené bez rozšířené plochy		0,35
Deskové s 3 nebo více deskami	bez rozšířené plochy	0,20
Konvektory bez skříně	rozteč žeber od 2,5 mm do 4 mm	0,05
	rozteč žeber větší než 4 mm	0,05
Konvektory se skříní	rozteč žeber od 2,5 mm do 4 mm	0,00
	rozteč žeber větší než 4 mm	0,00

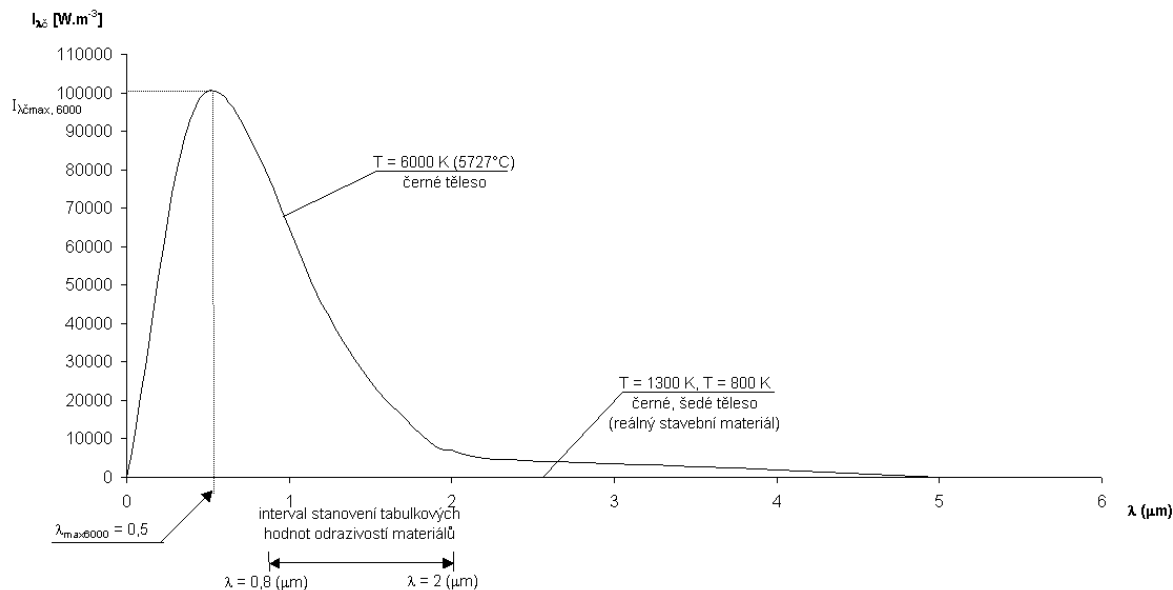
Pozn.:

1. Maximální povrchové teploty otopných těles jsou cca 350 K (72 °C)
2. Sálavé otopné plochy (infračervené elektrické zářiče a plynové zářiče a) mají povrchovou teplotu od 950 do 600 °C a jejich podíl tepelného výkonu sdíleného sáláním je roven přibližně 1.

3.2.10 Vnější prostředí budov - exteriérový model

Povrchy stavebních konstrukcí jsou obklopeny sluncem - zdrojem převážně krátkovlnného.

Závislost spektrální intenzity záření $I_{\lambda c}$ [W/m³] ideálně černého tělesa o termodynamické teplotě cca 6000 K, rovné termodynamické teplotě slunce na vlnové délce slunečního tepelného záření λ [μm] uvádí obr. č. 12.



Obr. č. 12: Závislost spektrální intenzity záření $I_{\lambda,c}$ [W/m^2] ideálně černého tělesa o dané střední teplotě a vlnové délce λ [μm] [5, 14]

Je zřejmé, že energeticky nejvýznamnější je interval vlnových délek je od cca 0,8 [μm] do 3 [μm].

Pozn.:

1. Okrajové podmínky použité při stanovení tabulkových hodnot sálavých vlastností materiálu pro vnitřní prostředí budov – interiérový model - spektrometry s děliči paprsků CaF_2 , detektory InGaAs , použitý nástavec – infračerná sféra.
2. Činitel odrazu přímého slunečního záření podle ČSN EN 410 se výpočtově stanovuje jako střední hodnota v intervalu vlnových délek od 0,3 [μm] do 2,5 [μm], činitel normálového odrazu R_n podle ČSN EN 673+A1 se stanovuje pro interval vlnových délek od 5,5 [μm] do 50 [μm].

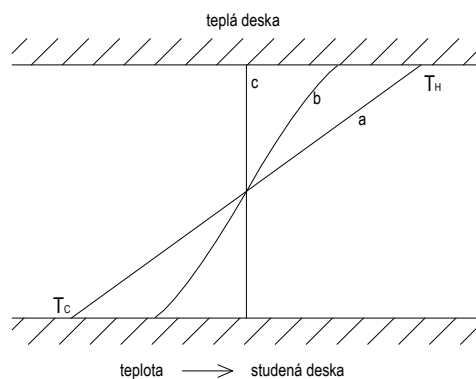
3.3 Podobnost mezi sdílením tepla sáláním a vedením a jejich rozdíly

Problematiku vlastností tepelně izolačních materiálů lze v zásadě řešit ze dvou možných hledisek. Prvním je stavebně fyzikální hledisko obvykle řešených tepelně izolačních vlastností materiálů (např. velikost součinitel tepelné vodivosti, velikost tepelného odporu ap.), ve kterém se uplatňuje především sdílení tepla vedením. Druhým hlediskem, které není dosud dostatečně v souvislosti s tepelnými izolacemi řešeno je hledisko sdílení tepla zářením [4, 7].

Vedení tepla představuje přenos energie pohybem molekul, tedy přenos, který je v podstatě závislý na gradientu teplot. Naopak intenzita tepelného záření je závislá na určité mocnině teploty, jejíž exponent se při monochromatickém záření mění od hodnoty jedna při vysokých teplotách, anebo při dlouhých vlnových délkách, až do hodnoty nekonečno při nízkých teplotách nebo krátkých vlnových délkách. Pro celkové záření dokonale černého tělesa má tento exponent hodnotu čtyři [4].

Některé další rozdíly v obou druzích šíření tepla vyplývají z kvalitativního porovnání jednoho

z geometricky nejjednodušších systémů, tj. z porovnání sdílení tepla mezi dvěma nekonečnými vodorovnými rovnoběžnými deskami o vyrovnané, avšak vzájemně různé teplotě. Přitom se uvažuje, že horní deska je teplejší.



Obr. č. 13: Průběh teploty a rozdělení hustoty [4]

Průběh teploty a rozdělení hustoty zářivého toku v plynu (suchý vzduch) mezi dvěma izotermickými deskami pro tlaky odpovídající poměru střední volné dráhy molekul ke vzdálenosti $\ll 1$ (křivka a) $\cong 1$ (křivka b) a $\gg 1$ (křivka c)

Nejdříve je sledováno vedení tepla vrstvou čírého plynu při atmosférickém tlaku. Teplota plynu mezi deskami se mění lineárně se vzdáleností, tj. od teploty teplé desky do teploty studené desky (obr. č. 13, křivka a), bez zřetelných diskontinuit na obou stranách. Hustota tepelného toku z teplé desky do studené je přímo úměrná rozdílu teplot mezi oběma deskami, v podstatě bez zřetele na příslušnou absolutní teplotní hladinu, a nepřímo úměrná vzdálenosti desek. Při snižování tlaku plynu až do určité hranice jsou změny jak tepelného toku, tak i průběhu teplot zanedbatelné; pokles počtu molekul, které se zúčastní přenosu tepla, je kompenzován zvětším jejich střední volné dráhy [7, 37, 38].

Jestliže se však střední volná dráha s dalším snižováním tlaku plynu dále zvětšuje, až je řádově stejná jako vzdálenost mezi deskami, průběh lokální teploty (definované jako teplota malého tělesa v rovnováze s lokálním pohybem molekul) již není lineární se vzdáleností ve směru kolmém na desky. Molekuly nacházející se v určité vzdálenosti od střední roviny jsou bombardovány dalšími molekulami, které přicházejí z různých vzdáleností shora a zespodu, přičemž v blízkosti stěn převládá pohyb molekul v jednom směru. Průběh teplotního profilu se nyní mění z lineárního, v prostoru střední roviny mezi deskami, na zakřivený. V blízkosti obou povrchů a na rozhraní obou fází se objevuje teplotní skok (obr. č. 13, křivka b).

Jestliže tlak ještě dále klesá a délka střední volné dráhy molekul se stává porovnatelnou se vzdáleností obou desek, některé z molekul opouštějících teplý povrch téměř anebo skutečně dosáhnou chladného povrchu dříve, než dojde k jejich srážce s jinými molekulami. Tok tepla se v tomto případě podstatně snižuje a teplota ve všech rovinách mezi deskami je závislá na všech dalších teplotách nacházejících se kdekoli v daném systému. Konečně, jestliže tlak klesne na tak nízkou hodnotu, že molekuly opouštějící jednotlivé povrchy bezpečně dosáhnou protilehlých povrchů bez předchozích srážek, teplota plynu se ustálí na hodnotě odpovídající průměru z teplot obou hraničních desek (křivka c).

Tímto postupem byl superponován na tok tepla vedením tok tepla zářením, který není závislý na přítomnosti plynu a na vzdálenosti obou desek, ale pouze na vlastnostech povrchu desek a jejich teplotách. Radiační teplota prostoru, tj. teplota indikovaná čidlem, jež nezaznamenává

přítomnost pohybu molekul plynu, tedy nezávisí na vzdálenosti od stěn [4].

Uvažuje-li se, že prostor mezi deskami je vyplněn zářivým a pohlcujícím plynem a absolutní teplota systému je tak vysoká, že lze vedení tepla v porovnání se zářením zanedbat pak přímá výměna tepla zářením mezi deskami je v tomto případě snižována pohltivostí plynu a naopak zvyšována jeho zářivostí. Ačkoliv každá tenká vrstva plynu září stejně na obě strany, není tato vrstva z obou stran sousedními vrstvami stejně ozařována a ani nepohlcuje záření z obou stran stejně. Tato vrstva tedy přispívá ke zvýšení výsledného toku tepla zářením mezi teplým a studeným povrchem desek tehdy, jestliže záření plynu je větší než jeho zeslabovací účinek na přímý přenos tepla zářením mezi oběma povrchy [4].

Proces přenosu tepla vrstvou plynu ukazuje na značnou podobnost s vedením tepla: střední volná dráha fotonů závisí na účinném průřezu molekul při dané frekvenci; molekuly si udržují radiační rovnováhu zpětným vyzařováním. Existuje-li gradient hustoty zářivého toku, dochází v plynu k difúzi fotonů. Velikost střední volné dráhy je však zcela odlišná od případu, kdy dochází k vedení tepla; je porovnatelná se vzdáleností desek spíše za atmosférického tlaku než za tlaku několika málo μPa [4, 46].

Rozdělení teplot při rovnovážném stavu záření mezi deskami za atmosférického tlaku je tedy podobné jako rozdělení teplot při vedení tepla za velmi nízkých tlaků plynu, kdy dochází k teplotnímu skoku na rozhraní tuhé a plynné fáze, přičemž teplota v libovolném místě závisí na všech ostatních teplotách systému (obr. 13, křivka b, při změně T_C na T_H). Tok kteroukoliv rovinou tedy závisí na celém teplotním poli systému, které je určeno řešením integrální rovnice nebo jejího matematického ekvivalentu, řešením soustavy simultánních rovnic vyjadřujících rovnováhu záření pro každou vrstvu plynu - v limitě nekonečné soustavy rovnic.

Zvýší-li se tlak zářivého plynu na hodnotu, která sice závisí na vzdálenosti desek, ale je obvykle mnoho MPa i pro vzdálenost desek přibližně 0,3 m, je střední volná dráha fotonů malá v porovnání se vzdáleností desek. Za těchto podmínek se zmenšuje teplotní skok u stěny, průběh gradientu hustoty tepelného toku je lineární vyjma blízkosti stěn a energie procházející plynem ve formě záření, kde je úměrná tomuto gradientu [4, 7].

Přenos zářením s výjimkou rozhraní obou fází, lze nyní posuzovat jako proces difúze, porovnatelný s vedením tepla. A konečně, když je-li tlak plynu dostatečně vysoký, že diskontinuity v průběhu teplot u stěn se stávají méně výrazné (obr. 13, křivka a) a podobnost s obyčejným vedením tepla je tím zřejmější.

3.3.1 Fyzikální vyjádření podobnosti mezi šířením tepla vedením a šířením tepla sáláním

Z rovnosti stěnou pohlcené hustoty integrálního zářivého toku dokonale černého tělesa

$$e_{\epsilon} = \int_0^{\infty} I_{\lambda\epsilon} d\lambda = \sigma T^4 \text{ [Wm}^{-2}\text{]} \text{ a hustoty tepelného toku vedením stěnou } q = (T_{S1} - T_{S2}) \left(\frac{\delta}{\lambda} \right)^{-1}$$

[Wm⁻²], tj. $\sigma T^4 = \lambda_s \frac{\Delta T}{l}$ [Wm⁻²], plyne Starkovo kritérium vyjadřující podobnost sdílení tep-

la zářením a vedením stěnou $S_r - \frac{l\sigma T^3}{\lambda_s}$ [42].

Starkovo kritérium je kritériem okrajové podobnosti při sdílení tepla zářením a vedením stěnou a je obdobou Biotova kritéria (viz. $B_i - \frac{\alpha l}{\lambda_s}$), které vyjadřuje podobnost hustoty tepelného toku konvekcí tekutiny a kondukcí stěny [42].

3.3.2 Rozdíly mezi šířením tepla vedením a šířením tepla sáláním

Tedy jak vedení, tak záření vrstvou pohlcujícího média mají své režimy difúze, sdílení a účinku na vzdálenost vyžadující matematické zpracování, které přechází od užití diferenciální rovnice k rovnici integrální. Význačným a nejdůležitějším rozdílem však je, že pro vedení tepla v plynech použití diferenciální rovnice vyhovuje až do velmi nízkých tlaků nebo velmi malých rozměrů daného systému, zatímco pro záření v plynech je nutno použít integrální rovnice při atmosférickém tlaku i u relativně velkých systémů [42].

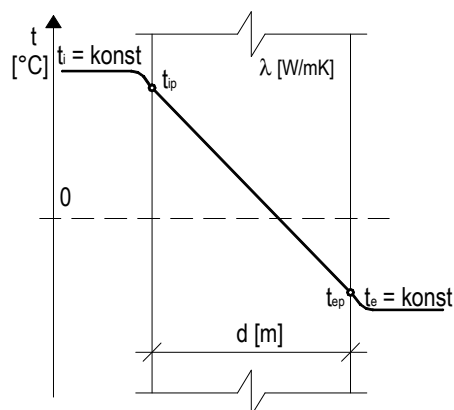
Druhým rozdílem je, že při vedení tepla vektor tepelného toku je v každém bodě závislý při obvyklých tlacích a rozměrech pouze na lokálních vlastnostech a lokálním gradientu teplot, zatímco při záření je vektor tepelného toku závislý na rozdělení intenzity záření v celém prostoru okolo sledovaného bodu. Tyto rozdíly a další, které vzniknou při sledování geometricky složitějších systémů než jsou rovnoběžné desky, se kombinují, takže záření vyžaduje zcela jiný matematický přístup než vedení tepla a konvekce. Dochází-li k interakci mezi oběma mechanismy přenosu tepla, lze říci, že matematický přístup vhodný pro záření může obsáhnout vedení tepla a konvekci, avšak přístup vhodný pro vedení tepla a konvekci nemůže dokonale obsáhnout záření [41, 42].

3.4 Sdílení tepla vedením - ustálený teplotní stav

Ustálený teplotní stav je zjednodušující předpoklad používaný při tepelně technických výpočtech. V tomto případě stavební konstrukce odděluje dvě prostředí s různými konstantními teplotami. Tepelný tok se šíří od vyšší teploty k nižší teplotě. Uvažuje-li se dále jednorozměrné teplotní pole, potom jsou teploty v jednotlivých bodech konstrukce určeny jen jejich polohou $t = f(x)$. Hustota tepelného toku, která přejde přes konstrukci, je přímo úměrná rozdílu teplot vzduchu a dále závisí na tepelně technických vlastnostech konstrukce [43].

Ve stavební tepelné technice se používá tohoto označování teplot (obr. č. 14):

- t_i - teplota vnitřního vzduchu,
- t_e - teplota venkovního vzduchu,
- t_{ip} - vnitřní povrchová teplota konstrukce,
- t_{ep} - venkovní povrchová teplota konstrukce.



Obr. č. 14: Schématické znázornění teplot na obou stranách konstrukce [43, 47]

Předpokládá-li se zimní období ($t_i > t_e$), tepelný tok se šíří z interiéru do exteriéru. Na obr. č.

14 je vidět, že teploty na povrchu nejsou stejné jako teplota přilehlého vzduchu. Na vnitřním povrchu platí $t_{ip} < t_i$. Na venkovním povrchu platí $t_{ep} > t_e$.

3.4.1 Tepelný odpor konstrukce

V ustáleném teplotním stavu při jednorozměrném šíření tepla se používá Fourierova diferenciální rovnice v následujícím tvaru [43, 47]. Pro hustotu tepelného toku platí

$$q = -\lambda \frac{dt}{dx}.$$

Pro teploty rovnice neustáleného vedení tepla (viz. druhý Fourierův zákon

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2}) \text{ má tvar } \frac{d^2 t}{dx^2} = 0$$

Okrajové podmínky podle obr. č. 15 jsou

- pro $x = 0$ je $t = t_p$
- pro $x = d$ je $t = t_{ep}$.

V intervalu $0 < x < d$ se uvažuje podmínka $\lambda = \text{konst.}$ Prvním integrováním rovnice

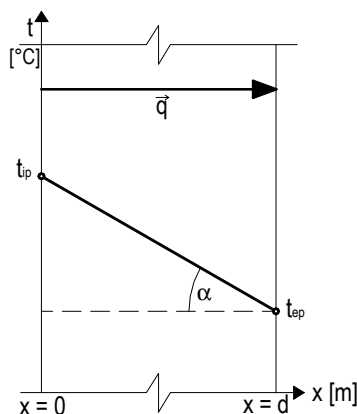
$$\left(\frac{d^2 t}{dx^2} = 0\right) \text{ se dostane } \frac{dt}{dx} = C_1.$$

Po druhé integraci je

$$t = C_1 x + C_2.$$

Dosazením podmínky (pro $x = 0$ je $t = t_p$) do rovnice ($t = C_1 x + C_2$) se dostane $C_2 = t_p$.

Dosazením podmínky (pro $x = d$ je $t = t_{ep}$) do rovnice ($t = C_1 x + C_2$) se dostane $t_{ep} = C_1 d + t_p$.



Obr. č. 15: Okrajové podmínky pro jednovrstvou konstrukci [43]

Pro integrační konstantu C_1 se potom dostane vztah

$$C_1 = -\frac{t_{ip} - t_{ep}}{d}.$$

Když se konstanty C_1 a C_2 dosadí do vztahu ($t = C_1 x + C_2$), získá se vztah

$$t = t_{ip} - \frac{t_{ip} - t_{ep}}{d} x.$$

Tato rovnice vyjadřuje teplotu ve vrstvě lineární funkcí souřadnice x . Je vidět, že rovnice představuje rovnici přímky se směrnici

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{t_{ip} - t_{ep}}{d}.$$

Pro hustotu tepelného toku dosažením do vztahu ($q = -\lambda \frac{dt}{dx}$) a derivováním

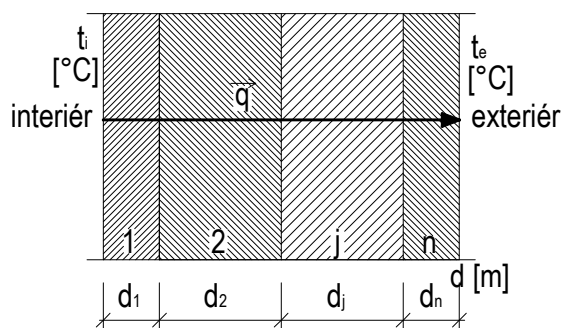
$$(t = t_{ip} - \frac{t_{ip} - t_{ep}}{d} x) \text{ se získá } q = -\lambda \frac{dt}{dx} = \lambda \frac{t_{ip} - t_{ep}}{d} = \frac{t_{ip} - t_{ep}}{\frac{d}{\lambda}} = \frac{t_{ip} - t_{ep}}{R}$$

Hustota tepelného toku šířícího se jednovrstvou konstrukcí v ustáleném teplotním stavu je přímo úměrná rozdílu teplot na vnitřním a vnějším povrchu konstrukce a nepřímo úměrná tepelnému odporu konstrukce $R = \frac{d}{\lambda}$ [m^2KW^{-1}].

Dále je užíván pojem plošné tepelné vodivosti Λ , někdy nazývaný také tepelná propustnost konstrukce (tloušťky materiálu). Její fyzikální rozměr je $\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$. Představuje hodnotu výrazu

$$\Lambda = \frac{\lambda}{d} = \frac{1}{R}.$$

Tepelný odpor vícevrstevných konstrukcí se stanoví za předpokladu, že vrstvy různých látek dokonale přiléhají a jsou kolmé na směr tepelného toku (viz obr. č. 16).



Obr. č. 16: Vícevrstvá konstrukce při jednorozměrném vedení tepla [43, 44]

Obvykle se používá označování vrstev konstrukce ve směru tepelného toku v zimním období, tedy z vnitřku směrem ven.

Tepelný odpor se určí součtem tepelných odporů jednotlivých vrstev

$$R = \sum_{j=1}^n R_j = R_1 + R_2 + \dots + R_n$$

tento vztah lze také napsat jako

$$R = \sum_{j=1}^n \frac{d_j}{\lambda_j} = \frac{d_1}{\lambda_1} + \frac{d_2}{\lambda_2} + \dots + \frac{d_n}{\lambda_n}$$

kde d_j jsou tloušťky jednotlivých vrstev [m], λ_j jsou součinitelé tepelné vodivosti materiálů vrstev [$\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$].

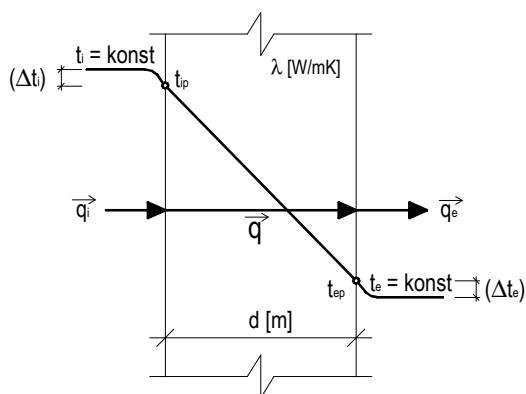
Z uvedeného textu vyplývá, že tepelný odpor vícevrstvé konstrukce se určí ze součtu tepelných odporů vrstev a nezávisí na tom, jak jsou vrstvy jednotlivých látek za sebou uloženy, protože jejich výsledný odpor je vždy stejný. Každá konstrukce však má, kromě tepelně izolačních vlastností, splňovat i jiné požadavky (např. má akumulovat teplo, nemá v ní kondenzovat vodní pára a pod.), zmíněné vlastnosti závisí na pořadí vrstev v konstrukci [26][27].

Tepelný odpor je veličina, která se zabezpečuje požadovanou tepelnou ochranou stavebních konstrukcí stěn, střech a podlah. Tato hodnota se v našich i zahraničních technických normách požaduje jako limitní hodnota, která se může v technické normě, směrnici pro projektování požadovat jako:

- závazná hodnota R_n ,
- doporučená hodnota R_n .

3.4.2 Přestup tepla

Výměna tepla mezi povrchem konstrukce a okolním vzduchem se nazývá přestup tepla. K přestupu tepla dochází, když jsou vytvořeny teplotní podmínky pro šíření tepla. K přestupu tepla nedochází, když jsou teploty vzduchu a povrchu konstrukce vyrovnané.



Obr. č. 17: Přestup tepla na vnitřní a vnější straně [24, 43, 47]

Na vnitřní straně konstrukce vzniká:

1. Proudění vzduchu, když ve vyšších polohách je vzduch teplejší než v nižších polohách chladnější.
2. Sálání jako důsledek výměny tepla dané konstrukce se všemi ostatními konstrukcemi místnosti.

Na venkovní straně konstrukce vzniká:

1. Proudění vzduchu obvykle podél konstrukce vlivem větru.
2. Sálání mezi daným povrchem konstrukce s oblohou, okolo stojícími budovami a terénem.

Výměna tepla mezi povrchem konstrukce a okolním vzduchem je charakterizována součinitelem přestupu tepla h . Podle toho, na kterém povrchu se tato výměna realizuje, rozeznáváme součinitel přestupu tepla na vnitřní straně konstrukce h_i a součinitel přestupu tepla na venkovní straně konstrukce h_e [11][26][27] [31].

Součinitel přestupu tepla je definovaný podílem hustoty tepelného toku a rozdílu teplot mezi povrchem konstrukce a okolním vzduchem

$$h_i = \frac{q}{(\Delta t)_i} = \frac{q}{t_i - t_{ip}}$$

$$h_e = \frac{q}{(\Delta t)_{ei}} = \frac{q}{t_{ep} - t_{ie}}$$

Součinitel přestupu tepla udává hustotu tepelného toku, která přestupuje ze vzduchu do konstrukce (nebo z konstrukce do vzduchu) při jednotkovém rozdílu teplot mezi vzduchem a konstrukcí. Udává se v jednotkách $W.m.K^{-1}$.

Obrácená hodnota součinitele přestupu tepla je odpor při přestupu tepla

$$R_i = \frac{1}{h_i}$$

$$R_e = \frac{1}{h_e}$$

kde R_i - odpor při přestupu tepla na vnitřní straně konstrukce [m^2KW^{-1}],

R_e - odpor při přestupu tepla na venkovní straně konstrukce [m^2KW^{-1}].

Tepelný tok z vnitřního prostředí místnosti přestupuje na vnitřní povrch dané konstrukce místnosti sáláním a prouděním. Proto se může součinitel přestupu tepla vyjádřit jako součet dvou veličin:

- součinitel přestupu tepla sáláním h_s ,
- součinitel přestupu tepla konvekcí h_k .

Součinitel přestupu tepla na vnitřní straně konstrukce h_i je daný součtem součinitele přestupu tepla při proudění h_k a součinitele přestupu tepla při sálání h_s . Přičemž na vnitřní straně konstrukce (místnosti) se obvykle uvažuje volné proudění. Při sálání na daném povrchu se uvažují výměny tepla sáláním se všemi ostatními konstrukcemi místnosti

$$h_i = h_{ik} + h_{is} = h_{ik} + \sum_{i=i}^n C_{i,j} \varphi_{i,j} \beta_{i,j}$$

kde $C_{i,j}$ je součinitel vzájemného sálání mezi plochou s indexem i a plochou s indexem j [Wm^2K^{-4}],

n - počet konstrukcí místnosti,

$\varphi_{i,j}$ - poměr sálání [-],

$\beta_{i,j}$ - teplotní součinitel [K^3],

$h_{i,k}$ - součinitel přestupu tepla při proudění na vnitřní straně [$Wm^{-2}K^{-1}$],

$h_{i,s}$ - součinitel přestupu tepla při sálání na vnitřní straně [$Wm^{-2}K^{-1}$].

Součinitel přestupu tepla na venkovní straně konstrukce h_e je daný součtem součinitele přestupu tepla při proudění $h_{e,k}$ a součinitele přestupu tepla při sálání $h_{e,s}$. Na venkovní straně konstrukce se předpokládá vynucené proudění (proudění vzduchu vyvolané větrem). Při sálání se zohledňuje zářivý tok mezi povrchem konstrukce a oblohou, okolo stojícími budovami a terénem

$$h_{i,k} = h_{e,k} + h_{e,s}$$

Na sálání při šíření tepelného toku z vnitřního prostředí na vnitřní povrch konstrukce připadá přibližně 53% z celého součinitele h_i , a na sálání při šíření tepelného toku z venkovního povrchu konstrukce do venkovního prostředí jen asi 14% součinitele h_e . Hodnota h_i je asi 3-krát

menší než hodnota součinitele h_e a v důsledku působení větru na venkovním povrchu konstrukce [5, 42, 47].

Hodnoty součinitelů přestupu tepla závisí na:

- teplotě vzduchu a teploty povrchu konstrukce,
- drsnosti povrchu,
- pohltivosti záření (emisivitě) povrchu konstrukce,
- rychlosti a směru proudění vzduchu,
- směru tepelného toku.

Je zřejmé, že hodnoty součinitelů přestupu tepla jsou proměnnými hodnoty. Při praktických výpočtech posuzování stavebních konstrukcí se používají určité standardizované konstantní hodnoty charakteristické pro určité typické situace [43].

3.4.3 Odpor konstrukce při prostupu tepla a součinitel prostupu tepla

Když se teplo šíří z vnitřního prostředí skrz konstrukci do venkovního prostředí, můžeme se pro hustotu tepelného toku napsat rovnici rovnováhy tepelných toků

$$q_i = q = q_e$$

Vyjádřením jednotlivých tepelných toků se dostane

$$q_i = h_i (t_i - t_{ip}) = \frac{t_i - t_{ip}}{R_i}$$

$$q = \frac{\lambda}{d} (t_{i,p} - t_{e,p}) = \frac{t_{ip} - t_{eip}}{R_i}$$

$$q_e = h_e (t_{e,p} - t_e) = \frac{t_{ep} - t_e}{R_e}$$

Sčítáním tří výše uvedených výrazů se dostane vztah

$$t_i - t_e = q (R_i + R + R_e) = q R_0.$$

Veličina R_0 se nazývá odpor konstrukce při prostupu tepla. Určuje se ze vztahu

$$R_0 = R_i + R + R_e.$$

Když je konstrukce vícevrstvá vztah ($R_0 = R_i + R + R_e$) má tvar

$$R_0 = R_i + \sum_{j=1}^n R_j + R_e.$$

Převrácená hodnota odporu konstrukce při prostupu tepla je součinitel prostupu tepla

$$U = \frac{1}{R_0} = \frac{1}{R_i + R + R_e}.$$

Když známe teploty na obou stranách konstrukce, hodnotu odporu při prostupu tepla R_0 , případně hodnotu součinitele prostupu tepla U , můžeme určit hodnotu tepelného toku šířícího se skrz konstrukci

$$q = \frac{t_i - t_e}{R_0} = U \cdot (t_i - t_e)$$

Pro tepelný tok šířící se konstrukcí máme

$$Q = U S (t_i - t_e)$$

Pro součinitel prostupu tepla máme vyjádření

$$U = \frac{Q}{S(t_i - t_e)}$$

kde S - plocha konstrukce [m^2],

Q - tepelný tok [W],

U - součinitel prostupu tepla [$W m^{-2} K^{-1}$].

Součinitel prostupu tepla udává tepelný tok šířící se z vnitřního prostředí do prostředí venkovního skrz $1 m^2$ konstrukce při jednotkovém rozdíle teplot vnitřního a venkovního vzduchu. Součinitel prostupu tepla je důležitá veličina pro stanovení tepelných ztrát budov [11] [42, 47].

Výše uvedená definice součinitele prostupu tepla uvažuje tepelný tok, který byl vyvolaný jen rozdílem teplot vzduchu na obou stranách konstrukce.

3.4.4 Šíření tepla (sáláním a vedením) ve vzduchových mezerách

Skutečnost, že vzduch má malý součinitel tepelné vodivosti je využíván ve stavebních konstrukcích se vzduchovými vrstvami. Vzduchové vrstvy se často používají v současných stavebních konstrukcích stěn, střech, stropů a oken. V konstrukcích oken se uplatňují ještě účinněji plynové výplně na báze inertních plynů [43, 47].

Šíření tepla v uzavřených vzduchových vrstvách je jiný proces než šíření tepla v tuhých látkách. Na rozdíl od tepelného odpor tuhých látek je odvozen z procesu vedení tepla, tepelný odpor uzavřených vzduchových vrstev zahrnuje také procesy šíření tepla prouděním a sáláním. Na obr. č. 18 je znázorněná vertikální uzavřená vzduchová vrstva tloušťky d_{vv} . Při různé teplotě povrchů vrstvy ($t_1 > t_2$) se šíří tepelný tok rozdílně. Výsledná hustota tepelného toku skrz uzavřenou vzduchovou vrstvu je daná součtem

$$q = q_v + q_k + q_s ,$$

kde q_v je hustota tepelného toku způsobená vedením tepla [$W m^{-2}$],

q_k je hustota tepelného toku způsobená prouděním [$W m^{-2}$],

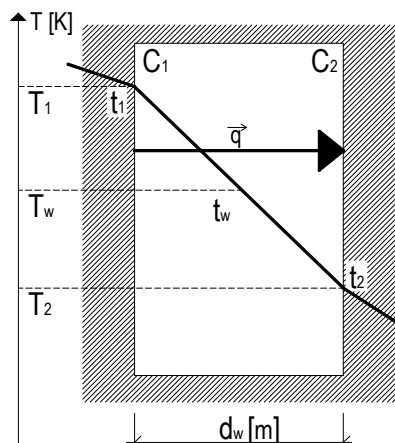
q_s je hustota tepelného toku způsobená sáláním [$W m^{-2}$].

Hustota tepelného toku způsobená vedením se vyjádří vztahem

$$q = \frac{\lambda_{vv}}{d_{vv}}(t_1 - t_2)$$

kde λ_{vv} - je součinitel tepelné vodivosti nehybného vzduchu [$W m^{-1} K^{-1}$],

d_{vv} - tloušťka vzduchové mezery [m].



Obr. č. 18: Určení tepelného toku v uzavřené vzduchové vrstvě [43]

Když je teplota povrchů vzduchové mezery různá, vzduch na teplejší straně se ohřívá a stoupá nahoru, na chladnější straně se vzduch ochlazuje a klesá dolů. Takto dochází k cirkulaci vzduchu a k výměně tepla přirozeným prouděním. Hustota tepelného toku vyvolaná konvekcí se vyjadřuje vztahem

$$q_k = h_k(t_1 - t_2) = \frac{h_k}{2}(t_1 - t_2)$$

kde $t_{VV} = (t_1 + t_2)/2$,

h_k - součinitel přestupu tepla při proudění [$\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$].

Součinitel h_k nemá konstantní hodnotu. Jeho velikost se mění v závislosti na tloušťce vzduchové mezery, rozdílu teplot na površích vzduchové mezery a také na umístění vzduchové vrstvy v konstrukci. V úzkých vzduchových vrstvách při velmi malých teplotních rozdílech na površích může nastat situace, že $h_k = 0$. Zvětšováním tloušťky vzduchové mezery a zvyšováním teplotního rozdílu naopak vzduch proudí intenzivněji a hodnota h_k roste [43, 48].

Hustota tepelného toku způsobená sáláním se určuje pomocí vztahu

$$q_s = h_s(t_1 - t_2)$$

v kterém h_s je součinitel přestupu tepla sáláním. Tento součinitel se určí podle vztahu

$$h_s = C_{vS} \beta \varphi_{1,2}$$

Ze vztahu ($q_s = h_s(t_1 - t_2)$) je vidět, že množství tepla, které se šíří sáláním, nezávisí na tloušťce vzduchové mezery, ale závisí na velikosti součinitelů sálání povrchových vrstev a také na povrchových teplotách vzduchové mezery. Při určování hodnoty h_s je nutné určit teplotní součinitel β podle vztahu

$$\beta = \frac{\left(\frac{T_1}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_2}{100}\right)^4}{t_1 - t_2}$$

Vztah ($q = q_v + q_k + q_s$) můžeme také vyjádřit jako

$$q = \left(\frac{\lambda_{vV}}{d_{vV}} + \frac{h_k}{2} + h_s\right) \cdot (t_1 - t_2) = \frac{\lambda_{vV} + 0,5d_{vV}h_k + d_{vV}h_s}{d_{vV}}(t_1 - t_2)$$

Hodnota v čitateli se nazývá ekvivalentní součinitel tepelné vodivosti uzavřené vzduchové mezery

$$\lambda_{ekv} = \lambda_{vv} + 0,5 d_{vv} h_k + d_{vv} h_s$$

Potom se může určit tepelný odpor uzavřené vzduchové vrstvy analogicky stejným vztahem jako pro výpočet tepelného odporu vrstvy z pevných materiálů [43, 44].

$$R_{vv} = \frac{d_{vv}}{\lambda_{ekv}}$$

kde R_{vv} je tepelný odpor uzavřené vzduchové mezery [m^2KW^{-1}],

λ_{ekv} - ekvivalentní hodnota součinitele tepelné vodivosti [$Wm^{-1}K^{-1}$].

Ekvivalentní hodnota součinitele tepelné vodivosti λ_{ekv} zohledňuje vedení tepla, konvekci a sálání. Z uvedeného textu je zřejmé, že na určení tepelného odporu uzavřených vzduchových mezer je třeba znát součinitel tepelné vodivosti vzduchu a součinitel přestupu tepla při proudění a sálání. Na přesné určení těchto veličin třeba znát teplotu vzduchu ve vzduchové mezeře a povrchové teploty stěn vzduchové vrstvy. Na přesnější určení a kvantifikaci procesů šíření tepla vedením a konvekcí se využívá teorie podobnosti a podobnostní čísla. Pro uzavřené vzduchové vrstvy se určuje

$$Pr = \frac{v}{a} \quad \text{Prandtlovo číslo}$$

$$Gr = \frac{g \Delta T d_{vv}^3}{v^2 T_{vv}} \quad \text{Grashofovo číslo}$$

kde v je kinematická viskozita vzduchu nebo plynu [m^2s^{-1}],

$g = 9,81 m.s^{-2}$ gravitační zrychlení,

$\Delta T = T_1 - T_2$ - rozdíl povrchových teplot na vzduchové mezeře [K],

T_{vv} - teplota vzduchu (plynu) [K],

a - teplotní vodivost vzduchu (plynu) [m^2s^{-1}] [14] [26].

Nusseltovo číslo se používá na bezrozměrné vyjádření součinitele přestupu tepla. Pro uzavřené vzduchové a plynové vrstvy se vyjadřuje ve tvaru závislosti

$$Nu = C (Gr Pr)$$

kde součinitel „C“ a „n“ se určuje z příslušných tabulek a to v závislosti na poloze uzavřené vzduchové vrstvy a na směru tepelného toku. Tyto součinitele se získali experimentálně. Určují kritéria za jakých podmínek ve vzduchové vrstvě dochází, případně nedochází ke konvekci. Konvekce nenastává tehdy, když Nusseltovo číslo má hodnotu $Nu < 1$. V numerických výpočtech se potom v tomto případě dosazuje $Nu = 1$. Stav kdy nedochází ke konvekci lze také vyjádřit pomocí součinu $Gr.Pr$. Konvekce ve vzduchové vrstvě nastává když $Nu > 1$.

Tepelný odpor uzavřené vzduchové (plynové) vrstvy se určuje pomocí tepelné propustnosti. Tato se vyjadřuje pomocí tepelné propustnosti způsobené vedením, prouděním a potom sáláním ve tvaru

$$\frac{1}{R_{vv}} = \Lambda_{vv} = \Lambda_{k+v} + \Lambda_s$$

kde Λ_{k+v} je tepelná propustnost vedením a prouděním [$Wm^{-2}K^{-1}$],

Λ_s - tepelná propustnost sáláním [$\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$].

Tepelná propustnost vzduchové (plynové) vrstvy způsobená sáláním se číselně rovná hodnotě součinitele přestupu tepla při sálání

$$\Lambda_s = h_s = C_{vs} \beta$$

kde C_{vs} je součinitel vzájemného sálání pro dvě rovnoběžné plochy,

β - teplotní součinitel

Je-li $Nu < 1$, což nastává například při vertikální vzduchové (plynové) mezeře, když je $Gr.Pr < 6780$ potom při šíření tepla je jen vedení tepla a sálání. Tepelná propustnost vzduchové (plynové) vrstvy se vyjádří vztahem

$$\Lambda_{vv} = \frac{\lambda_{vv}}{d_{vv}} + h_s \quad [43].$$

Je-li $Nu > 1$, což nastává například při vertikální vzduchové (plynové) vrstvě, když je $Gr.Pr > 6780$, potom při šíření tepla je vedení tepla, proudění a sálání. Tepelná propustnost vzduchové (plynové) vrstvy se vyjádří vztahem

$$\Lambda_{vv} = \frac{\lambda_{vv}}{d_{vv}} Nu + h_s$$

Čtyři výše uvedené vztahy umožňují vyčíslit tepelný odpor uzavřené vzduchové (plynové) vrstvy jako funkci

- tloušťky vrstvy,
- součinitele tepelné vodivosti vzduchu (plynu),
- součinitele přestupu tepla při sálání, který závisí na:
 1. pohltivosti sálání povrchů,
 2. teplotním součiniteli,
- Nusseltova čísla při kvantifikování proudění,
- polohy vzduchové vrstvy a směru tepelného toku.

Pro praktické výpočty tepelných odporů stavebních konstrukcí se používají tepelné odpory vypočítané pro určité typické vlastnosti povrchů. Většina povrchů nekovových stavebních materiálů má emisivitu $\varepsilon \cong 0,9$ [42, 49, 50]. To umožňuje v ČSN 73 0542 [51] uvádět tepelné odpory uzavřených vzduchových mezer jako funkci tloušťky a polohy vzduchové vrstvy. Z této závislosti je vidět, že nyní je výhodné zvyšovat tloušťku vzduchových mezer nad 4 cm. Dalším zvyšováním tloušťky vzduchu se tepelný odpor prakticky nemění. Široké vzduchové mezery je výhodnější vyplňovat tepelně izolačním materiálem [43].

Aby se zvýšila tepelně izolační schopnost vzduchových (plynových) vrstev je možné jejich povrch upravit materiálem s nízkou emisivitou (pohltivostí) sálání. Tento princip se uplatňuje při tepelně izolačních dvojsklech, příp. trojsklech. Aplikace lesklých např. hliníkových fólií na některé povrch uzavřené vzduchové vrstvy v konstrukci sníží tepelný tok sáláním, a tak dojde ke zvýšení tepelného odporu uzavřené vzduchové vrstvy. Takovéto úpravy se prakticky v současné době nevyrábějí a tepelně izolační schopnost se zabezpečuje tepelně izolačními materiály na bázi polystyrenu apod..

Tepelný odpor horizontální vzduchové mezery při směru tepelného toku nahoru je menší než při směru tepelného toku dolů. V horizontální vrstvě, ve které směřuje tepelný tok dolů, je snížená konvekce, což je důvodem snížené hodnoty tepelného odporu.

K návrhu vzduchových mezer je nutné respektovat:

- z tepelně technického hlediska jsou výhodné tloušťky vrstev do 4 cm,
- výhodnější je navrhovat více tenčích vzduchových vrstev než jednu širší,
- výhodnější je umísťovat vzduchové vrstvy u venkovního povrchu konstrukce, čímž se zvýší tepelná setrvačnost a zmenší se šíření tepla sáláním ve vzduchové vrstvě, protože teplota jejího povrchu je nižší,
- z pohledu využití reflexních materiálů umístěných na površích vzduchových mezer jsou výhodné vzduchové mezery uzavřené.

3.4.5 Experimentální stanovení sálavých veličin stavebních materiálů

V případě experimentálního stanovení sálavých veličin stavebních materiálů je možné využít infračervenou spektroskopii. Při infračervené spektroskopii se měří absorpce elektromagnetického záření v oblasti $12500 - 100 \text{ cm}^{-1}$, která vyvolává změny rotačně-vibračních energetických stavů molekul. Infračervenou oblast dělíme na oblast blízkou ($12500 - 5000 \text{ cm}^{-1}$), střední ($5000 - 500 \text{ cm}^{-1}$) a vzdálenou ($500 - 100 \text{ cm}^{-1}$). Touto technikou se měří rotačně-vibrační spektra, nejčastěji ve střední infračervené oblasti. Místo "konvenční" infračervené spektroskopie s disperzními spektrofotometry se stále častěji používá citlivější, přesnější a rychlejší infračervené spektroskopie s Fourierovou transformací, FTIR spektroskopie. Vedle měření ve střední infračervené oblasti se rozšiřují i aplikace FTIR spektroskopie v blízké a ve vzdálené IČ oblasti [52, 52].

Tab. č. 3: Přehled metod molekulové spektroskopie a oblastí elektromagnetického záření [52]

Oblast záření	vlnová				typ excitace	spektrální metoda
	délka [μm]	vlnčet [cm ⁻¹]	frekvence [Hz]	energie [eV]		
blízká ultrafialová	0,2	$5 \cdot 10^4$	$1,5 \cdot 10^{15}$	6,2	přechody	Absorpční a luminiscenční spektroskopie
viditelná	0,4	$2,5 \cdot 10^4$	$7,5 \cdot 10^{14}$	3,1	vnějších (valenčních) elektronů	
	0,8	$1,2 \cdot 10^4$	$3,7 \cdot 10^{14}$	1,5		
blízká infračervená	2	$5 \cdot 10^3$	$1,5 \cdot 10^{14}$	0,6	vibrace (a rotace) molekul	Infračervená (a Ramanova) spektroskopie
střední infračervená	20	500	$1,5 \cdot 10^{13}$	$6 \cdot 10^2$		
vzdálená infračervená	100	100	10^{12}	10^{-2}	rotace mo- lekul	Mikrovlnná spektroskopie
mikrovlnná	10^4	1	10^{10}	10^{-4}		

* - změny orientace spinů ve vnějším vloženém magnetickém poli

Infračervená spektroskopie s Fourierovou transformací (FTIR spektroskopie)

FTIR spektrometry, t.j. infračervené spektrometry s Fourierovou transformací nemají monochromátor a k rozlišení záření o různých vlnových délkách používají principu Michelsonova interferometru.

Infračervené záření ze zdroje se na děliči paprsků - polopropustném zrcadle rozděluje na dva svazky, z nichž jeden se odráží od pevného zrcadla a po zpětném průchodu polopropustným zrcadlem prochází kyvetou se vzorkem a dopadá na detektor infračerveného záření. Druhý svazek prochází polopropustným zrcadlem, odrazí se od pohyblivého zrcadla a po následujícím odrazu od polopropustného zrcadla prochází spolu s prvním svazkem kyvetovým prostorem a rekombinovaný svazek polychromatického záření všech vlnových délek v infračervené spektrální oblasti dopadá na detektor. Pohyblivé zrcadlo se pohybuje konstantní rychlostí u a s časovou změnou jeho polohy se mění i délka optické dráhy svazku paprsků, který se od něj odráží. Je-li délka optické dráhy prošlého a odraženého svazku paprsků stejná, nebo je-li mezi optickými drahami obou svazků posun rovný celistvému násobku N vlnové délky λ , $2u \cdot t = N \cdot \lambda$, dojde k maximálnímu zesílení intenzity záření interferencí obou svazků paprsků (konstruktivní rekombinace). Naopak, jsou-li optické dráhy obou svazků paprsků vzájemně fázově posunuty o lichý násobek poloviny vlnové délky, $2u \cdot t = (N + 1/2) \cdot \lambda$, interference intenzitu záření rekombinovaného svazku paprsků maximálně zeslabí. Velikost zesílení či zeslabení intenzity záření interferencí paprsků závisí jednak na poloze pohyblivého zrcadla, t.j. na času t , jednak na vlnové délce infračerveného záření λ . Detektor převede zářivý tok na elektrický signál, jehož intenzita osciluje s frekvencí $f_\nu = 2u \times \tilde{\nu} = 2u / \lambda$ pro každou vlnovou délku λ polychromatického záření a jeho časový průběh je pro paprsek každé vlnové délky kosinovou funkcí polohy zrcadla. Závislost signálu detektoru na času představuje tzv. interferogram a jeho frekvence f_ν leží v audiofrekvenční oblasti. Pro polychromatické infračervené záření, které se používá při měření FTIR spekter, je časová závislost signálu detektoru - tzv. multiplexní interferogram - součtem interferencí pro monochromatické záření všech vlnových délek. Po průchodu infračerveného záření vzorkem jsou zeslabeny intenzity paprsků pro vlnové délky, při nichž vzorek záření selektivně absorbuje [51, 53].

Multiplexní interferogram tedy obsahuje veškeré spektrální informace, nelze jej však jednoduše interpretovat. Proto je třeba převést časovou závislost signálu na závislost frekvenční, která je analogií spektrogramů, získaných při měření disperzními přístroji. Mezi intenzitou záření, vyjádřenou jako funkce dráhového rozdílu skládaných paprsků, $I(\delta)$ a intenzitou jako funkcí vlnočtu infračerveného záření $I(\tilde{\nu})$ platí vztah, vyjádřený kosinovou Fourierovou transformací [51, 53].:

$$I(\delta) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} I(\tilde{\nu}) \cos(2\pi\delta\tilde{\nu}) d\tilde{\nu}$$

Infračervené spektrum z interferogramu je možno získat pomocí počítače inverzní transformací:

$$I(\tilde{\nu}) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} I(\delta) \cos(2\pi\tilde{\nu}\delta) d\delta$$

Přístroje pro FTIR spektroskopii založené na principu Michelsonova interferometru pracují

zpravidla v jednopaprskovém uspořádání a spektrogram vzorku po Fourierově transformaci se automaticky koriguje na absorpci "pozadí" či kvety s rozpouštědlem bez vzorku, která se měří v nezávislém předchozím experimentu a uloží se v paměti počítače [52, 54].

Michelsonův interferometr umožňuje měřit v blízké, střední i vzdálené infračervené oblasti (ve vzdálené IČ oblasti se někdy používá i lamelový mřížkový interferometr). Jako zdroj záření se ve vzdálené infračervené oblasti nejčastěji používá vysokotlaká rtuťová výbojka, ve střední Globar, v blízké infračervené a viditelné oblasti wolframová nebo wolfram-halogenová žárovka.

Technika snímání spekter - reflexní techniky

Technika vícenásobného vnitřního zeslabeného odrazu (ATR - Attenuated Total Reflectance) využívá průchodu paprsků infračerveného záření optickou destičkou s vícenásobným vnitřním odrazem. Destička (hranol) je zhotovena z materiálu s vysokým indexem lomu (KRS 5, germanium či ZnS) a jedna, případně obě její plochy jsou přiloženy k měřenému tuhému vzorku. Stěny destičky (hranolu) jsou seříznuty tak, že záření po průchodu hranolem dopadá na měřený vzorek pod úhlem větším, než je mezní (kritický) úhel $\theta_c = 1/\sin(n_2/n_1)$ (n_1 je index lomu hranolu, n_2 vzorku). Za těchto podmínek se veškeré záření odrazí od povrchu vzorku zpět do hranolu, s výjimkou složek, absorbovaných vzorkem. Celý postup se několikrát opakuje, takže infračervené záření, vycházející z hranolu, je zeslabeno v těch oblastech vlnočtů, kde vzorek absorbuje. Při absorpci se uplatní povrchová vrstva vzorku o tloušťce 0,25 - 4 μm . Vzhledem k tomu, že tato tloušťka do jisté míry závisí na vlnové délce záření, jsou poměry intenzit pásů v ATR spektrech poněkud odlišné proti spektrům, získaným při transmisním měření. Pro získání kvalitního spektra je velmi důležité, aby byl dokonalý kontakt mezi hranolem a vzorkem; technika ATR je tedy vhodná pro měření hladkých tuhých povrchů, případně povrchů kapalin [55, 56].

Technika difúzního odrazu (DRIFT - Diffuse Reflectance Infrared Fourier Transform Spectroscopy) využívá složky infračerveného záření, která vstupuje do tuhého vzorku a po několikanásobném lomu a odrazu uvnitř tuhých částíček vychází ze vzorku jako rozptýlené záření, v němž jsou oslabeny složky v oblasti vlnočtů, kde vzorek absorbuje. Na rozdíl od spekter, získaných transmitančními a ATR technikami, se intenzita absorbovaného záření při DRIFT technice nevyjadřuje v jednotkách absorpance či transmitance, ale v tzv. Kubelkových-Munkových jednotkách R:

$$R = \frac{(1 - R_\infty)^2}{2R_\infty} = \frac{2,303\varepsilon \times c}{s}$$

kde R_∞ je absolutní odraz, definovaný jako $R_\infty = J/I_0$;

J je celkový zářivý tok, odražený od povrchu, na nějž dopadl zářivý tok intenzity I_0 ,

ε je molární absorpční koeficient,

c je koncentrace absorbující látky ve vzorku,

s je koeficient rozptylu.

Protože obvykle nelze měřit absolutní odraz vzorku, používáme relativní odraz R_∞ , vztažený k referenčnímu standardu (např. KBr): $R_\infty' = R_\infty(\text{vzorek})/R_\infty(\text{standard})$. Kvantitativní měření je založeno na lineární závislosti mezi R a c. V praxi jsou spektra získaná touto technikou často zkrácena podílem záření totálně odraženého od vnějšího povrchu vzorku [52].

Technika snímání spekter - FTIR mikrotechniky, infračervená mikroskopie

Citlivost FTIR spektroskopie umožňuje měřit infračervená spektra i velmi malých ploch na povrchu vzorku, na něž je vhodným systémem zrcadel svazek infračervených paprsků zaostrěn. K tomuto účelu se používá mikroskopu, který umožňuje soustředit infračervený paprsek pomocí zrcadlového objektivu přímo na proměřovaný předmět, např. na vzorek textilního vlákna umístěný ve štěrbině zvláštního držáku. Lze využít jak transmisních, tak reflexních technik měření [52, 53].

Absorpční spektroskopie v blízké infračervené oblasti (near infrared, NIR)

V blízké infračervené oblasti mezi $4000 - 10000 \text{ cm}^{-1}$ se jen zřídka uplatní absorpce vlivem přechodů elektronů. Většinou zde pozorujeme projevy vyšších harmonických frekvencí základních vibrací ze střední infračervené oblasti. Absorpce při vyšších harmonických frekvencích jsou mnohem slabší než absorpce základních vibrací - největší intenzity mají pro valenční vibrace vazeb C-H, N-H a O-H. Tuto nevýhodu však lze kompenzovat použitím kyvet s delší optickou dráhou než ve střední infračervené oblasti – řádově v mm až v cm. Velmi důležitou praktickou výhodou je možnost použití křemene jako materiálu pro kyvety a další optické prvky, neboť křemen je v blízké infračervené oblasti zcela propustný. Další výhodou je možnost použití vody jako rozpouštědla a malé nároky na úpravu vzorků před měřením. Větší nároky na citlivost měření vyžadují použití FTIR spektrometrů pro tuto oblast. Jako děliče paprsků se zpravidla používá křemen nebo krystalu CaF_2 povlečeného křemíkem či Fe_2O_3 , zdrojem záření je wolfram-halogenová žárovka a záření se deteguje fotovodivostním InSb detektorem, chlazeným kapalným dusíkem, nebo MCT detektorem. V této oblasti lze snadno použít reflexních technik měření (DRIFT) pro tuhé vzorky [52, 56].

4 Problematika struktury materiálů z hlediska atomové fyziky

Každý běžně používaný stavební materiál je tvořen směsí látek, jejichž kvalitativní i kvantitativní vlastnosti určují vlastnosti materiálu jako celku. Je-li třeba objasnit zmíněné vlastnosti, kterými jsou v případě toho textu habilitační práce sálové vlastnosti, musí se nejprve najít a pojmenovat jejich strukturní zdroje.

Každá látka se skládá z molekul tvořených atomy. Každý atom je dále složen z atomového jádra a elektronového obalu. Atomové jádro je tvořeno protony a neutrony; obě tyto částice mají téměř stejnou hmotnost, asi 2000krát větší než je hmotnost elektronu [7, 37]. Proton je nabitý kladně, elektron záporně a neutron nemá elektrický náboj; absolutní hodnota nábojů protonu a elektronu je přesně stejná, tj. $e = 1,602\ 189\ 2 \cdot 10^{-19}$ C. Náboj jádra je tedy určen počtem protonů - atomovým (protonovým) číslem Z . Hmotnost jádra je určena počtem protonů a neutronů.

Jádro a elektrony na sebe vzájemně působí prakticky jen elektromagnetickými silami, a proto vše, co je nutné vědět o jádru, pro výpočet stavby jeho elektronového obalu, je elektrický náboj jádra, jeho magnetický moment a jeho hmotnost. Přitom magnetický moment jádra působí na elektrony asi desetimiliónkrát slaběji než elektrostatická přitažlivost [7].

Je zřejmé, že pro chování elektronového obalu atomu je nejdůležitější vlastností jádra jeho náboj, tedy jeho atomové číslo. Navenek jsou pak podstatnými vlastnostmi atomu právě vlastnosti jeho elektronového obalu [7].

Vlastnosti atomového obalu přímo ovlivňují:

- (a) vzájemné působení mezi atomy, tj. způsoby vázání atomů v molekuly nebo krystaly,
- (b) které atomy s kterými, za jakých okrajových podmínek (teplot, tlaků) vytvoří látky pevné, kapalné, tuhé a i jaké typy krystalů vytvoří a jaké budou mít tyto krystaly další vlastnosti (např. mechanické) [37],
- (c) elektromagnetické záření atomů v infračervené, viditelné a ultrafialové oblasti spektra, tj. elektronové obaly atomu určují, které látky budou průhledné, které budou pohlcovat světlo, které ho budou odrážet jako vyleštěné kovové plochy, jakou budou mít různé látky barvu [37],
- (c) elektrické a magnetické vlastnosti látek: jejich elektrickou vodivost (ale i tepelnou vodivost, která s elektrickou souvisí), jejich permitivitu i permeabilitu a také to, bude-li látka feromagnetická nebo ne [37].

Elektrony tvořící obal atomu se chovají jako vlnění, jehož radiální složka má v centru atomu nejmenší fázovou rychlost, odtud směrem ven se fázová rychlost i vlnová délka radiální složky zvětšují a na obvodu atomu nabývají nekonečně veliké hodnoty. Zde dochází k odrazu vln, který zabraňuje jejich rozptýlení po prostoru a způsobuje, že se v atomu ustaví stav stojatého vlnění, při němž připadají na dráhy vln celistvé počty vlnových délek. Tyto počty vlnových délek na uzavřených drahách udávají kvantová čísla, která se získají řešením Schödingerovy vlnové rovnice [39],

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} U(x) \varphi,$$

kde i je imaginární jednotka i , která splňuje rovnici $i^2 = -1$,

\hbar je rovno podílu h (konstanta úměrnosti mezi velikostí kvanta a frekvencí modu) ku 2π ,

ψ je vlnová funkce a $\frac{\partial \psi}{\partial t}$ a $\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2}$ jsou její operátory a $U(x)\psi$ je potenciální energie.

Elektrony tvořící obal atomu jsou tedy charakterizovány několika kvantovými čísly [39, 40], která mohou být různá a mohou se vzájemně kombinovat.

Elektrony, jakožto stojaté vlnění v uzavřeném prostoru, mohou existovat jen s určitými odstupňovanými kmitočty, pak také jejich energie, poněvadž je úměrná kmitočtu, může nabývat jen určitých odstupňovaných kvantových hodnot. Každý elektron nese jedno energetické kvantum. Možné stavy elementárního vlnění se nazývají kvantovými stavy.

Příčinou kvantování není to, že by se energie nedala bez omezení dělit na libovolně malé dávky, ale skutečnost, že stojaté vlnění může v uzavřené oblasti existovat jen ve stavech, ve kterých na danou dráhu vln připadá celistvý počet vlnových délek. Tyto počty vlnových délek, které v daném kvantovém stavu připadají na celou rozkmitanou oblast, jsou právě kvantová čísla.

Kromě toho mohou existovat vířivé formy vlnění, kdy změny stavu jsou vektory stojící kolmo k rovině proložené paprskem, a tato rovina se otáčí kolem paprsku doprava nebo doleva. Zde není k dosažení stacionárního stavu zapotřebí celistvého kvantového čísla; stačí, když na plný kruh vyjde půlvlna nebo celistvý počet půlvln. Přísluší mu proto kvantové číslo odstupňované nikoli po celých jednotkách, ale po půlkách. Toto kvantové číslo dostalo název spin [7, 38]. Spin může mít kladné nebo záporné znaménko, podle smyslu otáčení (pravotočivý - levotočivý).

Změny kvantových stavů elektronů lze způsobit působením vnějšího okolí (např. ve formě elektromagnetického vlnění) na elektrony. Při zmíněném působení dochází k jejich excitace či deexcitace [7] elektronů v rámci kvantových stavů.

Energie elektronu vázaného k protonu je záporná, nulová hladina energie odpovídá stavu, v němž se elektron právě může vzdálit od jádra libovolně daleko. Takové odtržení elektronu od zbytku atomu se nazývá ionizace; nejmenší energie potřebná na ionizaci atomu v základním stavu, se nazývá ionizační energie nebo také ionizační potenciál. Po odtržení záporného elektronu zůstane kladně nabitý zbytek atomu - iont.

Orbital [7] je stacionární stav (kvantový stav, jehož vlnová funkce se s časem mění sinusově) jednoho elektronu v atomu bez ohledu na spin; stacionární stav elektronu v jednoelektronovém vodíkovém atomu se tedy určí zadáním jeho orbitalu a spinu s . Ve víceelektronových atomech je rozdíl mezi orbitalem a stavem atomu výraznější.

V každém systému (atom, molekula) existuje stav základní (stav bez vlivu vnějšího působení, stav s nejnižší energií). Stavy s vyšší energií se nazývají vzbuzené (excitované) [7].

Stavy se zápornou energií se nazývají vázané [1]. Vlnová funkce takových stavů je nenulová jen v blízkosti jádra (ve vzdálenosti 0,1 nm = 10^{-10} m už rychle klesá k nule), elektron tedy zůstává u jádra. Stavy elektronu s kladnou energií se nazývají volné [7]: jsou to stavy elektronu, který prolétá kolem protonu, ale má dostatek energie k tomu, aby se od něj opět vzdálil. Zatímco energie vázaných stavů jsou kvantované, energie volných stavů může být libovolná (kladná). To platí obecně: každý atom má jednak stavy volné, jednak vázané. Energie vázaných stavů může nabývat jen určitých hodnot, jejich spektrum je diskrétní. Energie volných stavů naproti tomu kvantovaná není, spektrum je spojité [7, 40].

Stav jednoho izolovaného elektronu se popisuje vlnovou funkcí, která závisí na souřadnicích z a na spinové proměnné s_z . Stav dvou izolovaných elektronů, které se navzájem neovlivňovaly a neovlivňují, je popisován dvěma takovými „jedno-elektronovými“ vlnovými funkcemi.

Jako výsledek výpočtů vlnových funkcí dostaneme pro každý elektron určitý orbital, který bude mít určitá kvantová čísla l a m [7].

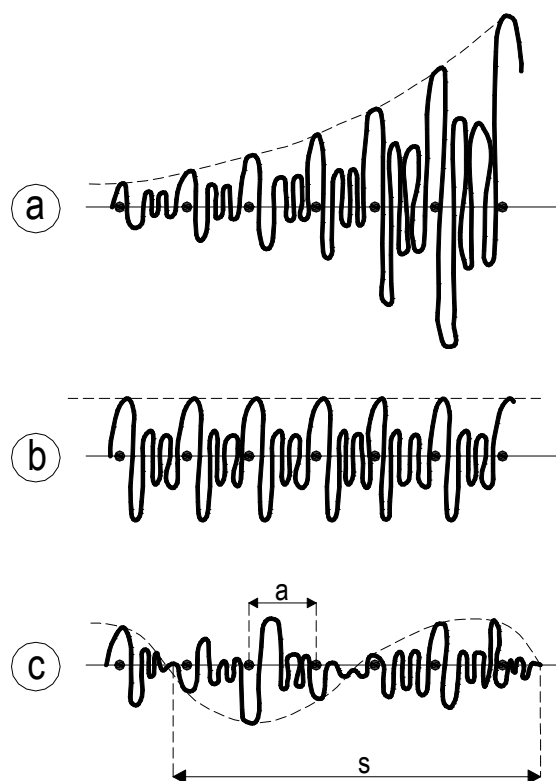
Podle velikosti momentu hybnosti, $l = 0, 1, 2, 3, 4, 5, \dots$ se tyto orbitaly označují symboly $s, p, d, f, g, h \dots$ takto vypočítané orbitaly jsou jiné než u atomu vodíku a liší se od atomu k ato-

mu. Přesto se pro ně užívá označení odvozené z označení vodíkových orbitalů. Sdruží-li se všechny orbitály lišící se jen svým natočením v prostoru (tedy se stejnou energií a stejným l , ale s různým kvantovým číslem m) do skupin nazývají se slupkami [6]. Potom se všechny slupky se stejným l seřadí podle vzrůstající energie a očíslovají se počínaje číslem $l + 1$. Tak pro $l = 0$ jsou slupky $1s, 2s, 3s, \dots$; pro $l = 1$ slupky $2p, 3p, 4p, \dots$; pro $l = 2$ slupky $3d, 4d, \dots$. Označí-li se toto pořadové číslo symbolem n , je každý orbital určen čísly n, l, m , přičemž $l \leq m \leq l$ stejně jako u atomu vodíku. Slupka n, l obsahuje $2l + 1$ orbitalů a proto $2(2l + 1)$ jednoelektronových stavů [39].

4.1 Elektronové obaly atomů v pevných látek

Většinu vlastností atomů a molekul určuje to, jaké jsou v nich možné stavy elektronů: jaké tyto stavy mají energie a jak je rozložena jejich vlnová funkce. To vše se zjistí řešením Schrödingerovy rovnice.

V atomu jsou vlastní frekvence kmitů (a tedy u atomu i možné energie - energetické hladiny) určeny okrajovými podmínkami. V atomu nejsou dovoleny takové módy [6], které by ve velké vzdálenosti od jádra nechaly vlnovou funkci neomezeně vzrůstat. Stejně tak v krystalu: možné frekvence vlnové funkce, a tím i možné energie elektronů, jsou omezeny požadavkem, aby vlnová funkce byla po celém krystalu zhruba stejně velká. To se dá nejnázorněji znázornit pomocí obálky - takové křivky, jaká je na obr. 19 nakreslena čárkovaně. Vlnová funkce je přípustná (splňuje okrajové podmínky), když je obálka přímkou (obr. 19 b) nebo sinusovkou (obr. 19 c), a nepřípustná tehdy, když obálka narůstá jako exponenciální funkce (obr. 19 a).

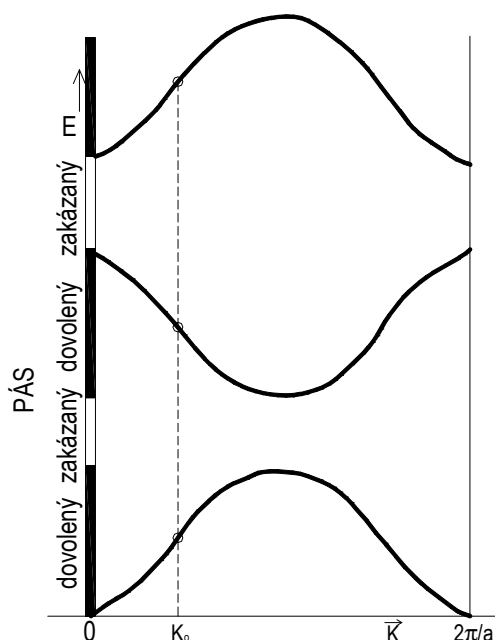


Obr. č. 19: Obálky vlnové funkce [39]

Z vlnové délky a této obálky (obr. 19 c) se určí její vlnové číslo K obvyklým vztahem $K = 2\pi/\Lambda$

(ve speciálním případě přímky, jako na obr. 19 b, je $K = 0$). Z vlnočtů K obálky se pak určí krystalová hybnost ($P = \hbar K$) elektronu v periodickém poli krystalu, analogicky k tomu, jak se u volného elektronu určí jeho hybnost ($p = \hbar k$) z vlnočtu k jeho vlnové funkce. Stejně jako hybnost i kvazihybnost [5] je třírozměrný vektor; zde se mluví pro jednoduchost o její složce v jednom směru. Elektron v krystalu není volná částice a určitou hodnotu hybnosti mít nemůže; jeho vlnová funkce není sinusovkou (obr. 19 b, c), je vždy superpozicí sinusovek. Naproti tomu určitou hodnotu kvazihybnosti elektron v krystalu vždycky má. Je důležité, že kvazihybnost nemůže být libovolně velká, neboť vlnová délka obálky nemůže být kratší než vzdálenost dvou sousedních uzlů mřížky a ; je tedy $\Lambda \geq a$ a $K = 2\pi / \Lambda \leq 2\pi / a$ [39].

Protože průběh obálky neurčuje průběh vlnové funkce úplně, existují různé stavy elektronu s různou energií, avšak se stejnou kvazihybností. Vynese-li si tedy závislost energie elektronu na jeho kvazihybnosti do grafu, bude složen z více křivek (obr. 20). Jak je vidět, spektrum dovolených energií elektronů v krystalu už není čárové jako v atomu, ale pásové: pásy dovolených energií jsou odděleny pásy zakázaných energií. Právě pásová struktura spektra pevných látek způsobuje rozdíly mezi kovy a izolátory, mezi průhlednými a neprůhlednými krystaly, určuje vlastnosti polovodičů ap.



Obr. č. 20: Zakázané a dovolené pásy energií [39]

Existuje více stavů s různou energií, ale stejnou kvazihybností, např. energie tří nejnižších stavů s kvazihybností K_0 jsou označeny tečkou. Mění-li se kvazihybnost, mění se i možné energie a při jejich zobrazení se dostane právě takováto skupina křivek, z nich je zřejmé, že existují hodnoty energie, kterým nepřísluší žádný stav (pásy zakázaných energií) a naopak ty, kterým určitý stav (pásy dovolených energií) přísluší.

Vlastnosti pevných látek související s obsazením jejich energetických pásů:

(a) Kovy mají jeden pás zaplněn z poloviny, další popřípadě zcela (obr. 21). Tak tomu je především u alkalických kovů, dále u mědi a tzv. ušlechtilých kovů, zlata, stříbra a platiny; ty všechny by v osamělém atomu měly jeden valenční elektron v orbitalu s . Páso, který je zaplněn jen zčásti, se říká vodivostní pás a elektronům v něm vodivostní elektrony. Dodá-li se jim

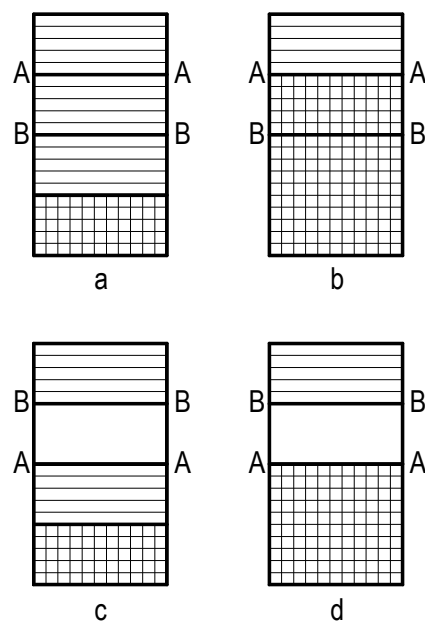
jakkoliv malé množství energie, mohou ho přijmout; tj. např. postaví-li se celý krystal do elektrického pole, začnou se vodivostní elektrony pohybovat z důvodu vodivosti kovů. Tyto elektrony ztrácejí energii a hybnost srážkami s nečistotami a nepravidelnostmi v krystalu.

Jiný způsob, jak elektrony mohou nabýt energii, je pohlcení fotonu. Kovy tedy mohou pohlcovat jakékoliv fotony, proto jsou i v dost tenkých vrstvách neprůhledné a stíní rádiové vlny. Zahřeje-li se kov na jednom místě, získají energii nejen atomy v mřížce (tím vzniknou kmity mřížky – fonony), ale i vodivostní elektrony a protože ty mají mnohem menší hmotnost než celé atomy, pohybují se při stejné energii mnohem rychleji a mohou svoji energii účinněji předávat na jiná místa. Tepelná vodivost kovů, zprostředkovaná především vodivostními elektrony, je tedy řádově vyšší než tepelná vodivost izolátorů, zprostředkovaná pouze málo pohyblivými fonony. Protože elektrony v kovech se mohou pohybovat po celém krystalu, mluví se obrazně o „elektronovém plynu“ jde o zjednodušující představu - „plyn“ z elektronů uzavřený v krystalu. Touto zjednodušující představou se kvalitativně vysvětlují některé vlastnosti kovů, např. zhruba stejný poměr mezi elektrickou a tepelnou vodivostí u většiny kovů [7, 39, 40].

(b) Polokovy mohou sice mít sudý počet valenčních elektronů v primitivní buňce mřížky, ale jejich dovolené pásy se překrývají. Místo jednoho prázdného a jednoho zcela zaplněného pásu mají tak dva pásy zaplněné částečně, elektrony mohou nabývat jakkoliv malé energie stejně jako v kovech, a proto polokovy vykazují většinou všechny vlastnosti kovů. Charakter polokovů vykazují částečně kovy jako železo, kobalt či nikl, jejichž elektrická vodivost je horší než u kovů tj. mědi, stříbra, zlata, hliníku) [7, 39, 40].

(c) Izolátory mají sudý počet valenčních elektronů v buňce a jejich pásy se nepřekrývají. Mezi posledním obsazeným (valenčním) a prvním neobsazeným (vodivostním) pásem je pás zakázaných energií, ten je u dobrého izolantu tak široký, že energie tepelného pohybu téměř nikdy nestačí k jeho překonání. Elektrony izolantů tedy nemohou libovolně zvyšovat svou energii: minimální množství energie, která se jim musí dodat, aby změnilly svůj stav, je právě šířka zakázaného pásu. Proto izolátory nevedou elektřinu (celková hybnost všech elektronů ve valenčním pásu je nulová, ať je krystal umístěn v elektrickém poli nebo ne, teplo vodí jen prostřednictvím fononů, ne elektronů, tedy podstatně hůře než kovy, a jsou průhledné pro elektromagnetické záření v celé řadě vlnových délek. Samozřejmě, že tyto vlastnosti jsou poněkud porušeny nečistotami nebo nepravidelnostmi v krystalu: elektrická vodivost izolátoru není přesně nulová, u dobrého izolátoru při pokojové teplotě je však asi 10^{20} krát menší než u dobrého vodiče [7, 39, 40].

(d) Polovodiče jsou v principu izolátory, ale jejich zakázaný pás je relativně úzký takže už při běžných teplotách stačí elektronům jejich tepelná energie k tomu, aby je „vynesla“ z vodivostního do valenčního pásu. Výsledkem je to, že valenční pás má ve své horní části některé stavy neobsazené „díry“ a současně vodivostní pás není zcela prázdný, má v sobě několik obsazených stavů. Jak elektrony ve vodivostním pásu, tak díry ve valenčním pásu jsou pohyblivé a krystaly proto mohou vést elektřinu. Taková vodivost je ovšem dost malá, neboť nositelů náboje, volných elektronů a děr, je poměrně málo: čisté polovodiče jsou při pokojové teplotě minimálně miliónkrát horšími vodiči než čisté kovy, a se snižováním teploty se tento poměr ještě zvyšuje [7, 39, 40].



Obr. č. 21: Znázornění energetických pásů kovů a izolátorů - (a, b, c) kovové prvky a (d) izolátory [7]

4.2 Vlastnosti chemických prvků a jejich postavení v periodické soustavě

Vlastnosti stavebních materiálů, které jsou obvykle ve formě chemických sloučenin (v tuhém skupenství) jsou přímo souvislé s chemickými vlastnostmi prvků, které sloučeninu vytvořily. Chtějí-li se rozpoznat vlastnosti udávající sloučenině její specifické charakteristiky, musí se začít studiem jednotlivých chemicky čistých prvků, které jsou v určitých souvislostech podle svých určujících zákonitostí umístěny v periodické soustavě prvků.

Fyzikální i chemická podstata prvků se vzájemně prolíná a je přímo souvislá se stavbou jejich elektronového obalu a souvisí i s celkovou atomovou hmotností prvku. Z této spojitosti také plyne souvislost mezi atomovou hmotností a chemickými vlastnostmi prvků v periodické soustavě prvků.

Periodická soustava prvků je konkrétním vyjádřením obecných zákonitostí stavby atomu, stavby elektronových obalů a zákonitostí vzniku chemických vazeb [7].

Postavení prvku v periodické soustavě je dáno jeho atomovým číslem, jež současně udává počet, a tím i uspořádání elektronů v obalu atomu. Skutečnost, že se vlastnosti prvků periodicky opakují, souvisí pak s periodicky se opakujícími elektronovými konfiguracemi ve vnějších vrstvách obalů atomů [7].

4.3 Chemická vazba

Mezi atomy existují vazby, které vytvářejí skupiny atomů, molekuly či krystaly. Z důvodu existence těchto vazebných sil jsou molekuly ve své struktuře stabilní [7, 39], tj. nemohou se rozpadnout, dokud na se neví působí takovou energií, která jednotlivým atomům dodá energii o velikosti, jež měly před sloučením v molekulu. Rozdíl mezi energií izolovaných atomů a energií molekuly je vazebná energie molekuly.

Atomovou stavbu molekul i její stabilitu objasňují stejné zákony kvantové mechaniky, které zdůvodňují i stabilitu jednotlivých elementů atomu, tj. tím, že kinetická energie elementu (v

atomu např. elektronu, v molekule atomu) je tím vyšší, čím menší prostor zaujímá. Na stejném principu je založena i chemická vazba. V případě, že se k sobě přiblíží atomy, mohou jejich elektrony přejít do nového orbitalu jehož prostorová rozloha je větší a jehož energie je proto nižší. Často se tento molekulární orbital rozprostírá jen přes dva atomy a je fyzikální realizací chemické vazby. Na takové vazebné orbitály se nejsnáze mění ty atomové orbitály, v nichž jsou elektrony nejslaběji vázané - valenční. U prvků hlavních skupin periodické soustavy jsou valenční orbitály čtyři, jeden s a tři p do každého z nich se vejdu právě dva elektrony opačných spinů. Tento způsob popisuje chemické pravidlo osmi: většina molekul má takovou elektronovou strukturu, při níž je každý atom pokryt čtyřmi orbitály valenčních elektronů, obsahujícími dohromady 8 elektronů [7, 39, 40]. Podstatně častěji se vyskytují „makroskopické“ molekuly. Jsou to jednak krystaly, ve kterých jsou atomy mezi sebou vázány stejnými vazbami jako v molekulách (např. kovalentní vazbou, kovovou vazbou ap.).

4.4 Spojitosti atomové struktury materiálu a elektromagnetického záření

V textu o elektronových obalech atomů pevných látek byla také zmíněna kvanta energie - fotony. Jejich vznik je přímo spojen s přenosem tepla elektromagnetickým zářením - tepelným infračerveným sáláním. Problematika vzniku fotonů, tj. to které částice jsou jejich zdroji, jaké mají vlastnosti a účinky, má význam pro praktické aplikace v oblasti stavebních tepelně izolačních materiálů [7, 39, 40].

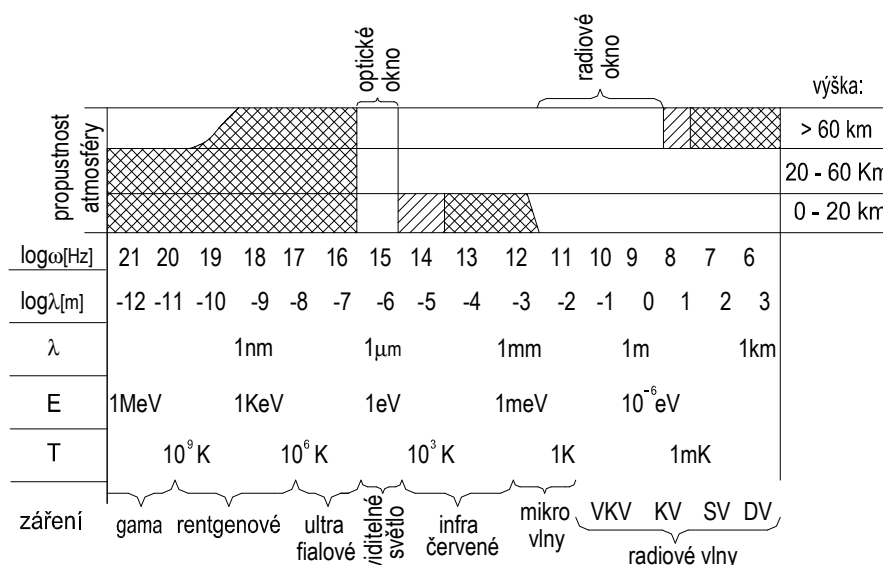
Fotony, kvanta elektromagnetického záření, mají energii E i hybnost p úměrnou své frekvenci ω ; $E = h\omega$, $p = h\omega/c$. Experimentálně dostupné spektrum elektromagnetického záření pokrývá oblast frekvencí řádově od jednotek Hz až po 10^{23} Hz, takže se lze setkat s fotony o energii od 10^{-14} eV (při frekvenci okolo 1 Hz) až po 10^9 eV (při frekvenci okolo 10^{23} Hz); je jasné, že jejich vlastnosti fotonů i jejich zdroje se podstatně liší [7, 39, 40].

Ze zákona zachování energie plyne, že když systém nabitých částic vyzáří (nebo pohltí) foton o energii E , sníží (nebo zvýší) se o tolik jeho vlastní energie; a protože kvantové systémy mají jen určité dovolené hladiny energie, bude to jaké fotony jsou vyzařovány a pohlcovány (zda infračervené dlouhovlnné, rádiové, optické, rentgenové ap.), záviset na tom, jak jsou tyto hladiny od sebe vzdáleny.

Vlnová délka základního modu (takové kvantové vlnění, které závisí na čase sinusově) kmitání vlnové funkce W se odhadne z velikosti kvantového systému (atomu, molekuly ap.) jako dvojnásobek jeho průměru, $\lambda \cong 2d$. Podle de Broglieova vztahu mezi vlnovou délkou a hybností ($p = 2\pi h/\lambda$) se určí střední hybnost částice, která je popisována funkcí ψ (hybnost elektronu v atomu či protonu v atomovém jádře ap.), a odtud i její střední kinetickou energii $E_{\text{kin}} \cong p^2/2m \cong \pi^2 h^2/(2md^2) \cong (10^{-67} \text{ J}^2\text{s}^2) / (\text{md}^2)$. Celková energie základního stavu (součet kinetické a potenciální energie), stejně jako první excitační energie $E_{\text{exc.}} \cong (\text{rozdíl mezi energiemi prvního vzbuzeného a základního stavu})$ jsou s velikostí E_{kin} srovnatelné, mají řádově stejnou velikost. Do vzorce $E_{\text{exc.}} \cong (10^{-67} \text{ J}^2\text{s}^2)/(\text{md}^2)$ lze dosazovat průměry d různých systémů a hmotnosti m částic, které v nich kmitají a vysílají záření a pro jednotlivá kvanta excitačních energií tak v podstatě získat celé elektromagnetické spektrum záření [4].

Zatímco v krystalech dielektrik jsou všechny elektrony vázány k určitému atomu, v krystalech kovů se některé elektrony (vodivostní) mohou pohybovat volně, jsou vázány jen v krystalu, ale ne k atomu. Proto rozměr oblastí, kde je jejich vlnová funkce nenulová, je řádově 1 cm; dosadí se do vzorce pro E_{exc} hodnoty $m = m_e \cong 10^{-30}$ kg, $d \cong 10^{-2}$ m, pak se dostane $E_{\text{exc}} \cong 10^{-33} \text{ J} \cong 10^{-14}$ eV. Tak malé energie tedy stačí k excitaci elektronu v krystalu kovu. Foton o energii 10^{-14} eV má frekvenci okolo 1 Hz a leží v rádiové oblasti spektra, z čehož také plyne,

že kovové antény mohou vysílat rádiové vlny. Obráceně platí, že když rádiové vlny dopadají na kov, jsou jejich fotony (i při své extrémně nízké energii) schopny excitovat vodivostní elektrony a v kovu se indukuje elektrický proud [7, 39, 40].



Obr. č. 22: Rozdělení elektromagnetických vln do podintervalů s uvedením frekvencí, vlnových délek a energií fotonů a teplot, při niž materiály vysílají většinu svého záření. Šrafování zobrazuje propustnost zemské atmosféry [39]

V případě, že se jedná o atomy, které jsou v molekule navzájem vázány pružně a mohou tedy kmitat dochází k vysílání elektromagnetické záření. Charakter tohoto záření lze odvodit následujícím postupem. Za hmotnost částice vzorci pro E_{exc} , ponechá hmotnost atomu, okolo 10^{-26} kg, za velikost d oblasti, v níž je atom lokalizován se vezmeme přibližně velikost amplitudy kmitů, zhruba desetinu vzdálenosti mezi atomy, takže $d \cong 10^{-11}$ m. Výsledná energie $E_{exc} \cong 10^{-1}$ je odvislá od frekvence záření, které molekuly při vibraci vysílají, tj. je okolo 10^{15} Hz a vlnové délce okolo 10 μ m. Tento vlnový rozsah záření patří do intervalu infračervené oblasti elektromagnetického spektra a protože v krystalech kovů i nekovů jsou atomy vázány jako ve velké molekule, mohou tam také kmitat, což je hlavní důvod proč tyto materiály mohou vysílat a pohlcovat infračervené záření.

Uvnitř atomů, ať vázaných v krystalu nebo v molekule, nebo volných, se pohybují elektrony. Průměr největších atomů je okolo $2,5 \cdot 10^{-10}$ m, hmotnost elektronu $m_e \cong 10^{-30}$ kg; z používaného vzorce vyplývá, že charakteristická energie excitace vnějších elektronů atomu je okolo $0,7 \cdot 10^{-17}$ J $\cong 10$ eV. Příslušná frekvence fotonů je asi 10^{15} Hz, jejich vlnová délka asi 10^{-7} m = 100 nm a spektrální oblast, do které patří, je oblast viditelného světla a ultrafialového záření. Vnitřní elektrony atomů jsou ovšem omezeny na daleko menší oblast. Průměr orbitalů 1 s v atomech s atomovým číslem Z je přibližně Z -krát menší než průměr atomu vodíku, jejich excitační energie je tedy asi Z^2 - krát větší než excitační energie vnějších elektronů (10 eV). Tak např. pro $Z = 20$ (vápník) se dostane $E_{exc} \cong 4\ 000$ eV = 4 keV, pro $Z = 79$ (zlato) dostane E_{exc} 60 keV. Fotony těchto energií mají vlnovou délku okolo 0,1 nm = 10^{-10} m a patří do rentgenové oblasti spektra. [39].

Za elektromagnetické záření atomového jádra jsou zodpovědné protony. Jejich hmotnost je $m \cong 10^{-27}$ kg, průměr jádra je řádově $d \cong 10^{-14}$ m; odtud se dostane excitační energie řádu 10^{-12} J $\cong 1$ MeV. Fotony této energie patří do oblasti záření gama.

Uvedená úvaha umožňuje s dostatečnou přesností popsat kvalitativní podstatu vzniku tak od-

lišných podintervalů spektra elektromagnetického záření, jako je jaderné záření gama, infračervené (tepelné) záření, které vysílají molekuly při svých vibracích, i rádiové vlny vysílané kovovou anténou.

K přesnému kvantitativnímu určení energetických hladin jsou třeba složité výpočty. Kvantovým systémem, jehož energetické hladiny jsou nejnámější je atom, proto je třeba zaměřit pozornost právě na něj. Nejhrubší charakteristikou stavu elektronů v atomu je jejich konfigurace, tedy určení kvantových čísel n a l pro každý z elektronů zvlášť. Různé stavy téže konfigurace mají obecně různou energii podle toho, jak jsou vůči sobě natočeny orbitální a spinové momenty hybnosti jednotlivých elektronů.

Platí, že energie stavu je vyšší, jsou-li spinový a orbitální magnetický moment natočeny proti sobě, a nižší, jsou-li natočeny souhlasně; závisí tedy na vzájemné orientaci obou momentů.

Tu lze nejnázne popsat velikostí J celkového momentu hybnosti $J = L + S$. Rozdíl mezi energií stavů, které patří do téhož termu (mají totéž L a S), ale mají různé J , je podstatně menší než rozdíl mezi energiemi stavů patřících do různých termů. Proto se takovému rozštěpení termu na menší skupiny stavů (hladiny) lišící se velikostí J říká jemná struktura. Počet hladin v termu se nazývá multiplicita a závisí většinou jen na S ; podle toho, je-li multiplicita 1, 2, 3 atd., se term označuje jako singlet, dublet, triplet atd. Hladina obsahuje obyčejně několik stavů, které se liší natočením v prostoru.

Vloží-li se atom do magnetického pole, změní se energie stavů podle toho, jak je jejich magnetický moment natočen vůči směru pole. Když atom není umístěn ve vnějším magnetickém poli, pohyb jeho elektronů je ovlivňován, byť velmi nepatrně. Magnetickým polem jeho vlastního jádra; proto se energie stavů v jedné hladině nepatrně liší podle vzájemné orientace jaderného spinu (a tím magnetického momentu jádra) a momentu hybnosti elektronů.

Má-li atom nebo jiná soustava vyzářit foton, musí se napřed dostat do vzbuzeného stavu. To je snadné, když je energie potřebná k jeho excitaci srovnatelná s energií tepelného pohybu připadající na jednu částici, přibližně kT (kde k je Boltzmannova konstanta a T teplota), protože v tom případě bude excitován tepelnými srážkami. Je-li potřebná excitační energie podstatně vyšší, pak je velmi málo pravděpodobné, že se molekula s potřebnou energií najde a do atomu narazí; atom pak může vyzářit foton jen tehdy, je-li excitován nějakým „netepelným“ způsobem. Nejčastěji to bývá pohlcení jiného fotonu. Při pokojové teplotě $T \cong 300$ K je $kT \cong 0,02$ eV to stačí k excitaci rotace volných molekul ($E_{exc} \cong 0,001$ eV) a vibrace atomů v molekule nebo v krystalu ($E_{exc} \cong 0,1$ eV), takže látky kolem nás neustále vyzařují infračervené záření; nestačí to však na excitaci elektronových stavů atomů a molekul ($E_{exc} \cong 1$ eV), takže látky kolem nás neustále nevyzařují viditelné světlo nebo ultrafialové záření. Když však na ně viditelné světlo dopadne, pak jeho fotony excitují atomy látky a ty při zpětném přechodu do základního stavu opět viditelné fotony vyzáří; proto látky většinou odrážejí světlo. (V „černých“ látkách se energie excitace získává pohlcením světelného fotonu přeměnění na energii tepelného pohybu a ta se pak vyzáří v podobě infračerveného záření, jeden foton viditelného světla o energii okolo 1 eV se tak změní na stovky fotonů infračervených s energií okolo 0,01 eV) [7, 39, 40].

Při zvyšování teploty se víc a víc molekul a atomů nachází ve vyšších excitovaných stavech a v záření, které vysílají, se objevují energetičtější fotony. Proto při zahřívání vyzařuje látka nejprve infračervené záření, potom, jak energie fotonů roste, světlo červené, bílé, modré (např. svařovací oblouk), při ještě vyšší teplotě vyzařuje ultrafialové záření a Slunce vyzařuje i rentgenové záření.

Izolovaný atom vysílá jen fotony, jejichž energie jsou rovny rozdílu mezi jeho energetickými hladinami; rozloží-li se záření vycházející z tenké vrstvy žhavého plynu takovýchto atomů, např. optickou mřížkou, jsou vidět emisní čáry - jasné čáry na tmavém pozadí.

Přesně stejné záření bez spektrálních čar vysílá i každá černá látka o určité teplotě. V dutině,

jejíž stěny jsou z takové látky, se utvoří „plyn“ z fotonů stěnami vyzářených; stěny si s fotonovým plynem vyměňují energii tak dlouho, až se s ním dostanou do rovnovážného stavu. U tohoto stavu se mluví o teplotě elektromagnetického záření (fotonového plynu). Vloží-li se do dutiny teploměr, ukáže teplotu stěn; výměna energie mezi teploměrem a stěnami se děje prostřednictvím fotonů i tehdy, když v dutině nejsou žádné jiné částice (např. molekuly vzduchu).

Spektrum záření v dutině (které lze zkoumat, když je v dutině malý otvor, aby fotony mohly odcházet, ale záření v dutině přitom moc „neochlazovalo“) nezávisí na materiálu stěn, závisí jen na teplotě. Takovému záření se říká záření absolutně černého tělesa nebo tepelné záření (také záření v tepelné rovnováze). Vzorec pro jeho spektrum odvolil z experimentálních údajů r. 1900 M. Planck [7, 39, 40].

4.5 Krystalová struktura látek

Většina stavebních materiálů má charakter pevných krystalických látek. Stavebními prvky těchto látek, třírozměrného periodického seskupení jsou atomy, skupiny atomů, molekuly (strukturní jednotky).

V nejjednodušších krystalech jako jsou měď, stříbro, železo, hliník a alkalické kovy, je strukturní jednotka tvořena jediným atomem. Strukturní jednotkou může být i několik atomů nebo molekul. Struktura všech krystalů je popsána pomocí mřížky a skupiny atomů, spojených s každým mřížkovým bodem. Touto skupinou je báze a jejím opakováním v prostoru je vytvořena krystalová struktura.

Vazby mezi atomy v krystalu jsou v podstatě stejné jako v molekule, neboť krystaly lze považovat za molekuly makroskopických rozměrů, i když tyto makroskopické rozměry mají svá specifika. Nejmenší difference jsou ve vazbě kovalentní. Ta je stejně jako v malých molekulách relativně pevná a je také „prostorově tuhá“ - úhly mezi směry vazeb (vazebných orbitalů) nejsou libovolné.

Vazba kovová má stejné vazebné orbitály jako vazba kovalentní, liší se od ní tím, že některé z nich jsou neobsazené. Vazba iontová je typičtější pro krystaly než pro malé molekuly. Na rozdíl od kovalentní není iontová vazba směrová. Ionty se proto uspořádají tak, aby si mohly být co nejbližší, a jaké toto uspořádání bude, to závisí i na jejich velikosti, tedy na tom, při jakém přiblížení začnou působit odpudivé síly [7, 39, 38].

4.6 Krystalové mřížky

Ideální krystal je uspořádání atomů ve třech směrech; což znamená, že existují takové vektory, že posune-li se celý krystal o kterýkoliv z nich, budou na stejných místech ležet atomy stejného druhu. Vektory s touto vlastností jsou mřížkové vektory a jejich soubor mřížka. Zvolí-li se tři směry mřížkových vektorů, které neleží v jedné rovině a v každém z těchto směrů nejkratší mřížkový vektor vzniknou tak primitivní mřížkové vektory. Rovnoběžnostěn, jehož hranami jsou mřížkové vektory, je primitivní buňka mřížky.

Uspořádání atomů uvnitř primitivní buňky je primitivní báze a je nejmenším možným prvkem, jehož periodickým opakováním vznikne celý krystal. Krystalová struktura je plně určena mřížkou (zadanou např. třemi primitivními mřížkovými vektory) a primitivní bází. Každý krystal je symetrický a také proto je vždy symetrie mřížky současně symetrií báze i celého krystalu.

Na posouzení symetrie mřížek je založena jejich klasifikace podle Bravais. Dvě různé Bravaisovy mřížky se liší alespoň v jedné symetrii. Typů mřížek je ve dvourozměrném případě 5,

ve třírozměrném 14 [7, 40].

4.7 Vazbové síly v pevných látkách

Pro pevné látky, krystalická tělesa, je charakteristická určitá teplota, při níž mizí pravidelné uspořádání atomů a skokem se mění fyzikální i mechanické vlastnosti.

Stav, v němž se atomy nacházejí, je dán povahou a velikostí meziatomových sil i vnějšími podmínkami - teplotou a tlakem. Typ pevného stavu závisí tedy na poměru mezi vazebnými silami (meziatomovými, meziiontovými, mezimolekulárními) na jedné straně a tepelně vibračním pohybem na straně druhé. Čím je energie tepelného pohybu menší než vazebné síly, tím vyšší stupeň kondenzace se tvoří [7].

Všechny typy vazeb (vzájemného působení částic) v pevných látkách mají stejný, elektronový původ. Rozdíly mezi vazbami spočívají v rozdělení elektronů kolem atomů, iontů nebo molekul. Vazby se realizují téměř výhradně silami elektrostatické interakce záporných elektronů a kladných jader.

Vzájemná poloha atomů je v libovolném stavu ovlivněna vnějším tlakem a teplotou. V pevných látkách a kapalinách připadá nejčastěji v úvahu pohyb vibrační, řidčeji rotační, ojediněle i translační. Uvnitř molekuly nebo v krystalu kmitají atomy kolem svých rovnovážných poloh. Amplituda kmitů vzrůstá s teplotou. Dosáhne-li amplituda kritické hodnoty, vazby mezi atomy se přerouší. K rozpadu molekuly nebo krystalu dojde, jestliže je energie kmitání atomů větší než energie vazbová [7, 39, 40].

4.8 Iontová vazba

V řadě materiálů jsou molekuly a krystaly tvořené kladnými a zápornými ionty, mezi nimiž působí elektrické přitažlivé síly. Iontová vazba je nejjednodušší ze všech existujících typů vazeb. Je charakteristická pro molekuly a krystaly anorganických solí a lze se s ní také setkat u všech silikátových materiálů [7].

Vzhledem k velké energii iontové vazby ($\text{CsI} \dots -600 \text{ kJ mol}^{-1}$, $\text{NaF} \dots -900 \text{ kJ mol}^{-1}$) mají iontové krystaly značnou pevnost, tvrdost, vysokou teplotu tání a malý součinitel tepelné roztažnosti. Protože u těchto krystalů zůstávají všechny elektrony vázány k jednotlivým atomům a nemohou se podílet na vodivosti, jsou všechny iontové krystaly izolanty [7].

4.9 Kovalentní vazba

Kvalitativní charakteristikou kovalentní vazby je sdílení vnějších elektronů dvěma nebo více atomy a tvoření stabilních elektronových grup $(n s)^2 (n p)^2$. Společné elektrony mají opačně orientované spiny - přísluší oběma atomům zároveň, s žádným z nich nejsou spojeny. To vede k přerozdělení elektronové hustoty [7, 38].

Kovalentní vazba je charakterizována prostorovou směrovostí (elektrony jsou lokalizovány převážně v meziatomové oblasti).

Stejně jako iontové krystaly jsou kovalentní krystaly izolanty, protože všechny jejich vnější elektrony zůstávají pevně vázány v kovalentních vazbách. V oblasti prakticky používaných materiálů se lze s kovalentní vazbou setkat např. v případě organických polymerů.

4.10 Kovová vazba

Tento typ vazby je typický pro kovové prvky. Jejich atomy nemají na vnějších slupkách dostatečný počet valenčních elektronů, aby mohla vzniknout kovalentní vazba. Zároveň nemůže mezi atomy kovu vzniknout ani iontová vazba, protože mají stejnou schopnost (ionizační energii) přijímat nebo uvolňovat elektrony.

Vznik stabilních grup atomů při kovové vazbě probíhá tak, že v průběhu kondenzace kovových par ztrácejí valenční elektrony vazbu s jednotlivými atomy a stávají se společnými pro všechny atomy obsažené v celém objemu. Vzhledem k tomu, že se atom při ztrátě valenčního elektronu stává kladným iontem, lze kapalný nebo tuhý kov považovat za objem složený z kladných iontů obklopených prostředím ze společných elektronů.

Společné elektrony se mohou volně pohybovat v objemu kovu, protože nejsou vázány k určitým atomům; tvoří elektronový plyn, jehož hustota vzrůstá s růstem valence kovového prvku. Vazba v kovové mřížce vzniká jako důsledek interakce kladných iontů se společnými elektrony. Čím je vzdálenost mezi ionty menší, tím bude hustota elektronového plynu větší, vazbové síly vzrostou. Zároveň však rostou i odpuzivé síly snažící se ionty navzájem vzdálit. Při takové vzdálenosti mezi ionty, kdy je přitahování v rovnováze s odpuzováním, bude mřížka stabilní [7, 39].

Kovová vazba je nenasycená. I když se předpokládá, že v kovech jsou společné všechny valenční elektrony atomů. Nej slaběji jsou vázány valenční elektrony alkalických kovů; obecně platí, že čím více vpravo je prvek umístěn v periodické tabulce, tím pevněji jsou elektrony vázány. U přechodných kovů (Fe) je stabilní existence krystalů zajištěna především kovalentní vazbou. Vazbová energie iontů je v takových krystalech podstatně vyšší než energie alkalických kovů (Fe: -403 kJ mol^{-1} , Na: -110 kJ mol^{-1}) [7].

4.11 Van der Waalsova vazba

Ke vzniku molekul může dojít i v případě, kdy se elektronové obaly atomů nepřekrývají. Síly podmiňující tvorbu stabilních molekul, soustav ze skupin neutrálních atomů nebo molekul, které jsou natolik vzdáleny, že se jejich vlnové funkce a elektronové obálky nepřekrývají jsou van der Waalsovými silami [7].

Van der Waalsova vazba vzniká, jak mezi jednotlivými atomy, tak mezi molekulami. Tvorba molekul a krystalů z atomů inertních prvků je možná pouze díky van der Waalsovým silám. Tyto síly jsou univerzální - působí nejen mezi atomy se zaplněnými slupkami, ale i mezi libovolnými atomy, ionty a molekulami; nazývají se proto také molekulární síly. Krystaly, v nichž mají van der Waalsovy síly rozhodující podíl na vazbě, se označují jako molekulové.

4.12 Vodíková vazba

Tento typ vazby patří mezi směrové a vyskytuje se u atomů vodíku vázaných kovalentně k dalšímu atomu, nejčastěji N, O, F. Vodíková vazba je silnější než van der Waalsova [7].

4.13 Vazebné typy pevných látek a jejich sálavé vlastnosti

Tab. č. 4: Vazebné typy pevných látek a jejich sálavé vlastnosti [38]

TYP (KRYSTAL)	CHEMICKÁ VLASTNOST JE ZPROSTŘEDKOVÁNA	TYPICKÉ VLASTNOSTI MATERIÁLŮ VČETNĚ VLASTNOSTÍ SÁLAVÝCH
iontový	kationty a anionty	nevodivé , křehké, průhledné, v porovnání s kovy typy dosahují nízkých hodnot směrových spektrálních odrazivostí resp. vysokých hodnot směrových spektrálních pohltivostí
kovalentní	společnými elektrony atomů	nevodivé , tvrdé, v porovnání s kovy typy dosahují nízkých hodnot směrových spektrálních odrazivostí resp. vysokých hodnot směrových spektrálních pohltivostí
kovový	kationty a elektronovým plynem	vodivé , neprůhledné, vyleštitelné, v porovnání s ostatními vazebnými typy pevných látek dosahují vysokých hodnot směrových spektrálních odrazivostí resp. nízkých hodnot směrových spektrálních pohltivostí
molekulový	van der Walsovou interakcí mezi molekulami	nevodivé , měkké, těkavé
s vodíkovou vazbou	vodíkovou vazbou mezi molekulami	nevodivé

5 Tepelné sálání a tepelná pohoda vnitřního prostředí

Vytápěcí zařízení (např. prostřednictvím otopných deskových těles) má zajistit především tepelně-vlhkostní mikroklima v oblasti pobytu člověka v místnosti. Tepelná a vlhkostní pohoda může být hodnocena:

- objektivně, podle platných fyzikálních zákonů, kterým podléhá člověk v interiérovém prostředí
- subjektivně, podle pocitů člověka, které se individuálně mohou měnit v hodnocení spokojenosti s interiérovým klimatem
- předpisově, podle hledisek celospolečensky platných norem, které většinou stanoví obecná kritéria pro teploty, vlhkosti a proudění vzduchu [57, 58].

K ideálním podmínkám, které by zajišťovaly tepelné, vlhkostní a aerodynamické klima v interiéru z hlediska pohody, se lze vhodným vytápěcím zařízením pouze přiblížit.

Pro měření kvalitativního účinku sálavého a konvekčního tepla na člověka se používá kulový teploměr, který byl navržen na základě podobnosti poměru povrchu a objemu koule se shodnými parametry lidského těla. Naměřená teplota nemůže však hodnotit vliv tepelné produkce člověka, vliv oděvu, rychlosti proudění vzduchu i ochlazování lidského těla odpařováním a je tedy pouze přibližnou hodnotou pro subjektivní i objektivní hodnocení teploty [57, 59].

5.1 Globeteplota (t_g)

Globeteplota určuje společný kvalitativní účinek konvekčního a sálavého tepla na člověka a přibližně je stanovena kulovým teploměrem [43, 57]. Vztah globeteploty k teplotám vzduchu interiéru (t_v) a teplotám povrchu vnitřních ploch (t_p) místnosti, může v být pro přibližné praktické vyjádření tepelné pohody dán rovnicí:

$$t_g = \frac{t_p + t_v}{2} [^{\circ}C],$$

kde t_v je teplota vnitřního vzduchu v místnosti ve $[^{\circ}C]$,
 t_p je účinná teplota ploch povrchu interiéru ve $[^{\circ}C]$.

5.2 Teplota vnitřního vzduchu místnosti (t_v)

Teplota vzduchu je v praktických podmínkách v interiéru místnosti proměnná v horizontálním i vertikálním směru. Je různá podle navrženého vytápěcího zařízení, polohy otopné plochy nebo přívodu teplého vzduchu. Ovlivňuje ji stavební konstrukce, např. proudění podél ochlazované plochy místnosti i provoz v místnosti (např. otevírání dveří). Pro tepelnou pohodu je důležité, aby rozdíl, především ve vertikálním směru byl co nejmenší a nepřekračoval kritérium teplotního rozdílu 2 K měřeného do výšky 1,65 m nad podlahou od výšky 0,1 m nad podlahou, tj. výšky kotníku člověka [59, 61].

5.3 Účinná teplota povrchových ploch interiéru (t_p)

Tato teplota představuje zidealizovanou průměrnou teplotu povrchu ze všech vnitřních ploch místnosti, při níž by byl stejný tepelný tok sáláním mezi povrchem těla a okolními plochami povrchu interiéru. Přesné výpočtové určení je obtížné a tak se obvykle jen přibližně může napsat, že průměrná teplota povrchu ploch je

$$t_p = \frac{\sum_{j=1}^n S_j t_{jp}}{\sum_{j=1}^n S_j},$$

kde S_j je j -tá plocha povrchu interiéru [m^2], stěna, okno, podlaha, strop, dveře, t_{jp} je povrchová teplota příslušné plochy interiéru ve [$^{\circ}C$].

Povrchová teplota konstrukce stropů, stěn, podlahy, rozhoduje o tepelné pohodě. Je-li teplota povrchu nízká, např. u nevytopených prostor, působí nepříznivě na pocit člověka a je proto nutné zvyšovat teplotu vzduchu t_v . V limitním případě, je-li teplota t_p nižší než teplota rosného bodu vzduchu t_{pr} , působí kondenzaci vzduchu na povrchu ochlazované stěny.

Vysoká teplota povrchu např. u sálavého stropního vytápění nebo podlahového vytápění může být naopak lidskému organismu škodlivá a proto existují podklady, které doporučují optimální kritéria pro povrchovou teplotu.

Předepsaná kritéria vycházejí ze vztahu pro povrchovou teplotu $\min t_p$ při dodržení podmínky $t_v + t_p = 38$ [$^{\circ}C$] a $t_v = t_i = 20$ [$^{\circ}C$], jsou určena pro různé druhy obytných i provozních prostor (stropní konstrukce, podlahové konstrukce ap.).

Nejchladnější plochy povrchu místnosti působí tzv. studené sálání v důsledku nízké povrchové teploty a způsobují citelně tepelnou nepohodu pro člověka v interiéru. Je pochopitelné, že požadavek na vyšší teplotu t_p je především v místnostech, kde má člověk malý počet vrstev oděvu nebo nemá oděv žádný [57, 61].

5.4 Rozdíly mezi povrchovou teplotou a teplotou vzduchu v místnosti

Pro přípustný rozdíl mezi teplotou t_p a t_v existují kritéria, tak aby byla přijatelná tepelná pohoda prostředí. Při tělesném klidu nemá být teplotní rozdíl vyšší než: $|t_v - t_p| = 7$ [K] a při fyzické práci je uváděn maximální teplotní rozdíl $|t_v - t_p| = 10$ K.

S nižším rozdílem mezi účinnou teplotou povrchu místnosti t_p a teplotou vzduchu t_v v se zvyšuje pohoda člověka. Z hlediska pohody člověka lze za ideální podmínky považovat stav, kdy teploty vzduchu a povrchu interiéru jsou stejné $t_p = t_v$. V praxi lze této rovnosti dosáhnout jen obtížně, neboť vliv stavebně konstrukční (velikost oken, umístění místnosti v dispozici budovy atd.) většinou i vytápění a větrání místnosti způsobují, že skutečný stav je značně vzdálen ideálnímu stavu. Při konvekčním vytápění převládá teplota vzduchu $t_v > t_p$ a naopak při sálavém vytápění interiéru platí opačná nerovnost $t_p < t_v$. Pocit tzv. studeného sálání od značně prosklených obvodových stěn s nízkou povrchovou teplotou t_p působí nejen nepříjemně na člověka, ale musí být kompenzován zvýšenou teplotou konvekční t_v . Každé takové zvýšení teploty o 1 $^{\circ}C$ se v projeví zvýšením výkonu topného zařízení o 3 až 5% a tedy i s vyšším nákladem na palivo [57].

5.5 Výpočtová vnitřní teplota (t_i)

Již dříve byl uveden zjednodušený vztah pro tepelnou pohodu v závislosti na dosažení globeteploty t_g jako průměru obou teplot, tj.

$$t_g = \frac{t_p + t_v}{2} [^\circ\text{C}],$$

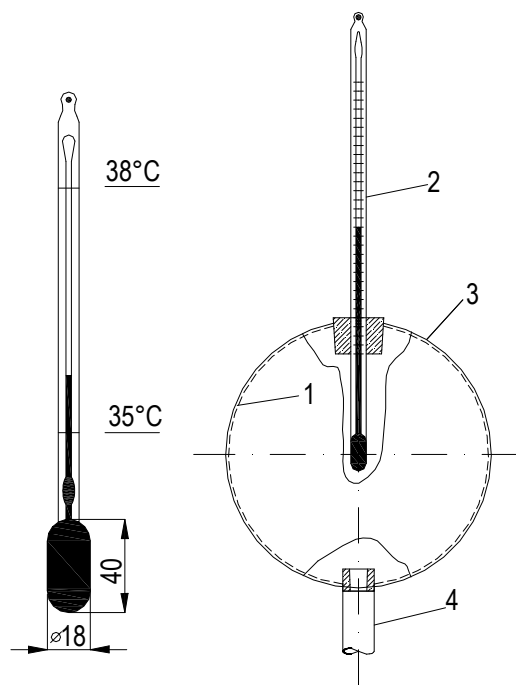
Tato teplota by měla pro technické účely být shodná s výpočtovou vnitřní teplotou t_i , kterou předepisuje norma podle účelu místnosti. Např. pro obytné místnosti $t_i = 20^\circ\text{C}$. Je-li pouze malý rozdíl mezi teplotou t_v a t_p lze zjednodušeně psát $t_p = t_v = t_g = t_i$. Většina technických výpočtů pro návrh vytápění počítá s touto rovnicí. Výsledná vnitřní teplota pro obytné budovy je měřena kulovým teploměrem viz dále a to bez vlivu oslunění teploměru [44, 57].

Dalšími vlivy, které podstatně ovlivňují tepelnou pohodu, jsou vlivy spojené s vlhkostí vzduchu a s rychlostí proudění vzduchu. Oba zmíněné vlivy jsou nad rámec disertační práce a nejsou tudíž hlouběji řešeny.

5.6 Měření tepelného sálání

Tepelné sálání ve vnitřních prostorech se posuzuje podle intenzity sálání nebo podle účinné teploty sálajících ploch t_p [$^\circ\text{C}$]. Účinná teplota je myšlená společná teplota všech ploch v prostoru, při kterých by byl sálavý účinek stejný jako je ve skutečnosti. Přibližně se rovná průměrné teplotě všech povrchů v místnosti [10] [11].

Účinnou teplotu je možné měřit katateploměry, ze kterých jeden je s pokovovanou nádobkou. Při měření se využívá rozdílného ochlazování katateploměru sáláním. Katateploměr podle Hilla je na obr. č. 23.



Obr. č. 23: Napravo katateploměr podle Hilla, vlevo schéma kulového teploměru podle Vernon-Jokla,

1 - těleso teploměru, 2 - dilatační teploměr, 3 - polyuretanový povlak, 4 - upevňovací zařízení [43].

Účinnou teplotu je možné měřit také přímo pomocí kulového teploměru podle Vernon-Jokla. Teploměr tvoří kulová nádoba z měděného plechu s průměrem 10 až 15 cm. Povrch koule tvoří polyuretanový povlak černé barvy. Do středu nádoby je zasunutý skleněný rtuťový teploměr. Schéma kulového teploměru Vernon-Joklova je na obr. č. 23. Teploměr se umísťuje ve středu místnosti ve výšce 1,5 m nad úrovní podlahy [43].

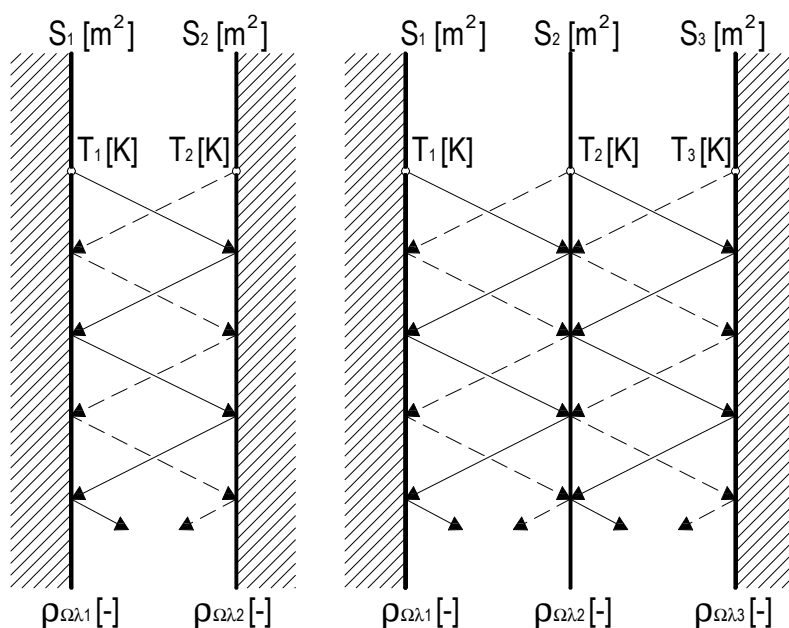
6 Formulace problémů řešených v habilitační práci

Před podrobnou formulací problémů řešených v habilitační práci je třeba uvést a popsat základní princip využití sálavých vlastností materiálů ve stavebních konstrukcích za vnitřních a vnějších okrajových podmínek obytných staveb.

Princip využití sálavých vlastností reflexních materiálů

Zmíněný princip je založen na splnění dvou podmínek a to, že za reflexní materiál lze, jak je v teoretické části habilitační práce teoreticky zdůvodněno, jednoznačně považovat jen kovové materiály. Na tomto teoreticky podloženém základě byla autorem habilitační práce vypracována definice „reflexního materiálu“ (str. 12 habilitační práce), která je také uvedena v ČSN 73 0540-1/2005 [5] za definicí materiálu tepelně izolačního. Pomocí těchto definic lze tedy stavební materiály rozdělit z hlediska tepelně fyzikálních vlastností materiálů na materiály tepelně izolační, reflexní a ostatní.

Druhou podmínkou umožňující využít sálavých vlastností reflexních materiálů je nutnost přítomnosti průteplivého prostředí (průteplivého materiálu (látky)), které navazuje alespoň z jedné strany na povrch reflexního materiálu. Ve stavebních konstrukcích odpovídá uvedeným podmínkám konstrukce uzavřené vzduchové mezery s jedním nebo oběma povrchy z reflexního materiálu viz obr. č. 24 a obr. č. 27.

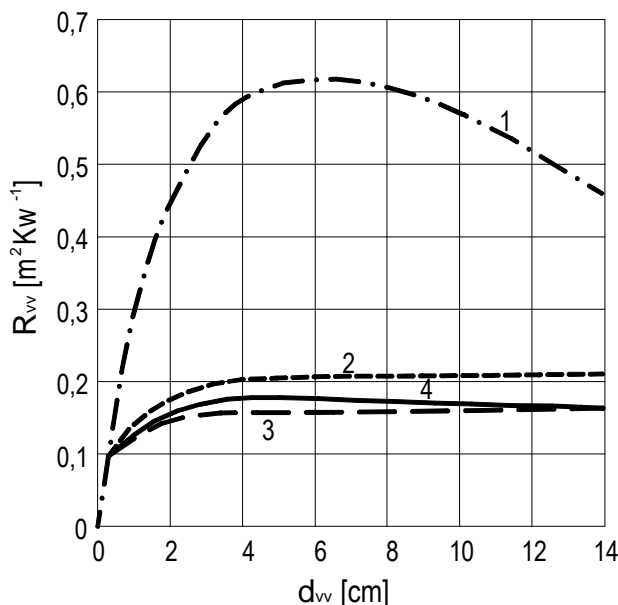


Obr. č. 24: Schéma výměny tepla sáláním mezi dvěma rovnoběžnými povrchy tvořenými neprůteplivými materiály charakterizovanými odrazivostí $\rho_{\Omega\lambda}$ [-], termodynamickou teplotou T [K] a plochou S [m²] v jednoduché a násobné uzavřené vzduchové mezeře, mezi povrchy tvořenými dříve specifikovanými materiály je průteplivé prostředí $\tau_{\Omega\lambda} = 0$ [-] [43, 44]

Důvodem k aplikaci reflexního materiálu na povrch (povrchy) vzduchové mezery je zvýšení tepelného odporu R_{vv} [m².K.W⁻¹] uzavřené vzduchové mezery s povrchem (povrchy) tvoře-

nými reflexním materiálem v porovnání s velikostí tepelného odporu R_{vv} [$\text{m}^2 \cdot \text{K} \cdot \text{W}^{-1}$] obdobné vzduchové mezery s povrchy nepokrytými kovovými fóliemi.

Vliv reflexního materiálu na velikosti tepelného odporu R_{vv} [$\text{m}^2 \cdot \text{K} \cdot \text{W}^{-1}$] uzavřené vzduchové vrstvy je uveden na obr. č. 25. Z tohoto obrázku vyplývá závislost účinnosti použití reflexních materiálů v uzavřených vzduchových mezerách na směr tepelného toku, umístění vzduchové mezery v konstrukci, velikosti teplotního gradientu na površích vzduchové mezery, tloušťce vzduchové mezery apod..

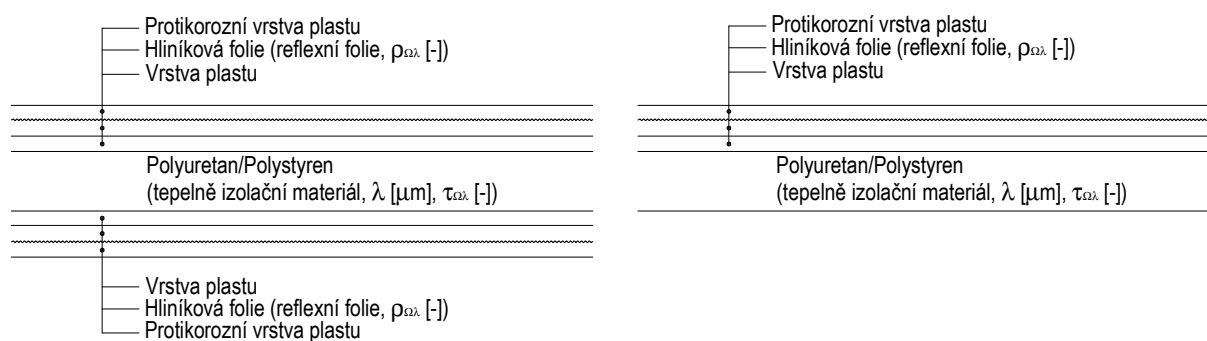


Obr. č. 25: Tepelný odpor uzavřených vzduchových vrstev R_{vv} [$\text{m}^2 \cdot \text{K} \cdot \text{W}^{-1}$] v závislosti na tloušťce vrstvy, poloze a umístění reflexního materiálu,

1 – svislá vzduchová vrstva s reflexní kovovou fólií, 2 – svislá vzduchová mezera bez reflexního materiálu, 3 – vzduchová vrstva vodorovná při tepelném toku zdola nahoru, 4 – vzduchová vrstva vodorovná při tepelném toku shora dolů [43]

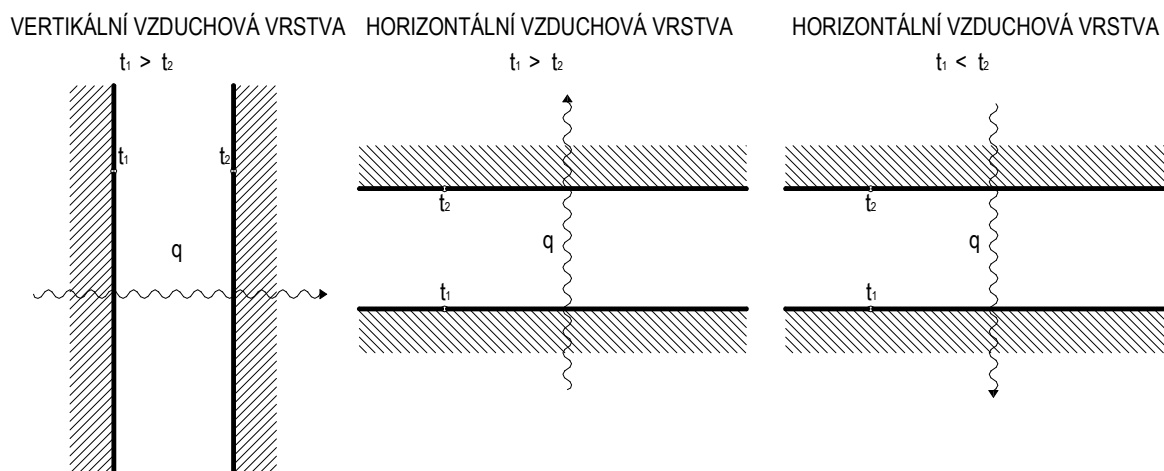
Na obdobném principu vzduchové mezery s povrchem/povrchy tvořenými reflexním materiálem jsou koncipovány i reflexní tepelné izolace resp. materiálové složení reflexních tepelných izolací. Jejich výrobci za průteplivý materiál považují nejčastěji polyuretan či polystyrén, který obvykle umísťují mezi dvě reflexní hliníkové fólie [64, 65, 66, 67, 68].

Na principu uzavřené vzduchové mezery s povrchy tvořenými reflexním průteplivým materiálem je založena i materiálová skladba (konstrukce) tepelně izolačního zasklení popř. speciálního zasklení systémem Heat Mirror [69, 70, 71].



Obr. č. 26: Nejčastěji vyráběné skladby reflexních tepelných izolací, v nichž plní funkci reflexního materiálu hliníkové fólie, jejíž vlastnosti charakterizuje zejména směrová spektrální odrazivost $\rho_{\Omega\lambda}$ [-] a funkci materiálu tepelně izolačního polystyrén či polyuretanu, jejichž vlastnosti charakterizuje zejména součinitel tepelné vodivosti λ [$\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$] a směrová spektrální propustnost $\tau_{\Omega\lambda}$ [-].

Je třeba si však uvědomit, že efektivita využití sálavých vlastností reflexních materiálů významně závisí na orientaci uzavřené vzduchové mezery viz obr. č. 27, na tloušťce uzavřené jednonásobné vzduchové mezery, na velikosti povrchových teplot na površích uzavřené vzduchové mezery, na umístění vzduchové mezery ve stavební obvodové konstrukci apod..



Obr. č. 27: Směr tepelného toku ve vertikálních a horizontálních vzduchových mezerách a) vertikální vzduchová mezera $t_1 > t_2$, b) horizontální vzduchová mezera $t_1 < t_2$ c) horizontální vzduchová mezera $t_1 < t_2$. [43]

Možnosti využití sálavých vlastností materiálů

Z výše popsaných důvodů je v poslední době stále častěji zřetelná snaha výrobců stavebních materiálů využít sálavé vlastnosti reflexních materiálů ke zvýšení tepelně izolačních vlastností vyráběných tepelně izolačních výrobků (tj. k dosažení co nejnižších hodnot součinitelů tepelné vodivosti λ [$\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$] či hodnot ekvivalentních součinitelů tepelné vodivosti λ_{ev} [$\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$] nehomogenních výrobků složených z několika homogenních materiálů). Tato snaha je v okrajových podmínkách obytných staveb realizována třemi způsoby, tj.:

- implementací neprůteplivých reflexních materiálů při inovaci výroby homogenních tepelně izolačních materiálů;
- kombinací neprůteplivých kovových (reflexních) materiálů s materiály tepelně izolačními;
- použitím kovových (reflexních) průteplivých nízkoemisních materiálů na povrchích skel zasklení s tepelně izolační funkcí.

Jedna z možností jak využít sálavých vlastností kovových neprůteplivých materiálů v rámci zlepšení vlastností již vyráběných tepelně izolačních materiálů je zřejmě z níže uvedeného textu o novém pěno-plastickém materiálu, při jehož výrobě se z důvodu sálavých vlastností kovových materiálů přidává grafitový prášek. Jde tak v podstatě o inovaci výrobního postupu ve velkém rozsahu ve stavebnictví uplatňovaném extrudovaného polystyrenu (EPS) [72, 73].

Další možností využití sálavých vlastností kovových neprůteplivých materiálů, pro kterou se rozhodli někteří výrobci tepelně izolačních materiálů je použití kovových materiálů v podobě nejčastěji hliníkových fólií a hladkým, hrubým, matným nebo lesklým povrchem v kombinaci s tepelně izolačním materiálem a to nejčastěji polyuretanem a polystyrenem. Popsaným způsobem vzniklý výrobek je obvykle na trhu se stavebními materiály označen jako reflexní tepelné izolace. Reflexní tepelné izolace jsou dle podkladů jejich výrobců určeny k aplikaci v rámci skladeb střešních i obvodových konstrukcí a podlah s podlahovým vytápěním. Materiálové složení vybraných reflexních tepelných izolací dostupných na trhu je na obr. č. 26.

Příklady praktického využití sálavých vlastností materiálů

Možnosti praktického využití sálavých vlastností materiálů (pěnových plastů (extrudovaný polystyrén), kovů (grafitový prášek)) jsou z hlediska vývoje nových tepelně izolačních materiálů a technologií jejich výroby zřejmě také např. u tepelně izolačního materiálu vyráběného koncernem Basf AG pod obchodním názvem Neopor. Z informací poskytnutých výrobcem [72] vyplývá, že se jedná o materiál vycházející z technologie výroby extrudovaného polystyrenu (EPS) s tím, že bylo prioritní snahou dosažení snížení velikosti směrové spektrální propustnosti $\tau_{\Omega\lambda}$ [-] tepelného sálání v okrajových podmínkách interiérů staveb u Neoporu oproti EPS. Zmíněného snížení propustnosti bylo dosaženo [67] pomocí stopové přísady jemně rozemletého grafitu, kterým je rovnoměrně vyplněna pevná fáze EPS. Použitá technologie dokáže vyrobit jemné částice grafitu, umožňující, aby vzdálenost mezi nimi byla méně než 10 [μm] a zároveň, aby se částice nedotýkaly (z důvodu eliminace růstu součinitele tepelné vodivosti λ [W.m⁻¹.K⁻¹]). Aplikací grafitu se sníží směrová spektrální propustnost $\tau_{\Omega\lambda}$ [-] EPS oproti EPS bez použití grafitového prášku a zároveň se zvýší odrazivost $\rho_{\Omega\lambda}$ [-] vnějšího povrchu výrobků z Neoporu popř. odrazivost stěn vnitřních pórů. Použití grafitového prášku [72] způsobuje šedivou barvu Neoporu, který při objemové hmotnosti 15 kg/m³ dosahuje součinitele tepelné vodivosti $\lambda = 0,032$ [W.m⁻¹.K⁻¹]. Stejnou hodnotu součinitele tepelné vodivosti má běžný EPS s více než dvojnásobnou hustotou 35 kg/m³. Jeho použití ve stavebnictví je, ale neekonomické vzhledem k více než dvojnásobné ceně za materiál, nehledě na ochranu životního prostředí a surovinových zdrojů. Konkrétní velikosti sálavých veličin u Neoporu či o EPS citovaný zdroj [72] neuvádí.

Potenciál možného praktického využití sálavých vlastností materiálů z hlediska vývoje nových tepelně izolačních materiálů a technologií jejich výroby je zřejmý samozřejmě však s vědomím neporovnatelnosti a nepřenositelnosti okrajových podmínek např. ze skladby konstrukce nádrže použité automobilovým koncernem BMW ke skladování vodíku při teplotě – 250 [°C]. Nádrž je izolována pomocí vícevrstvé konstrukce, kde je ve vakuu uloženo 70 vrs-

teví hliníkové fólie v celkové tloušťce konstrukce 2,5 cm, z pohledu vlastností tohoto nehomogenního souvrství je dosaženo $\lambda_{ev} = 0,0001[\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}]$. Porovnáme-li tuto hodnotu s velikostí součinitele tepelné vodivosti dnes nejčastěji používaného homogenního nevrstveného tepelně izolačního materiálu tj. polystyrenu je 300 x lepší a umožňuje tak při daných okrajových podmínkách (teplota - - 250 °C) nahradit 5 m polystyrenu 2,5 cm výše specifikované vrstevnaté konstrukce [74].

Na základě využití sálavých vlastností speciálních průteplivých materiálů aplikovaných v nesrovnatelně menších tloušťkách než je obvyklé u stavebních konstrukcí jsou vyráběny tepelně izolační nízkoemisní systémy zasklení nejčastěji používané v okenních a dveřních rámech. Skládají se z pokoveného vnějšího povrchu vnitřního skla ze strany, kde je aplikován inertní plyn (argon, krypton, xenon aj.) [71]. Tenká vrstva kovů, má vysokou propustnost světla v oblasti viditelného elektromagnetického záření, umožňuje průnik slunečního záření do interiérů, odráží dlouhovlnné infračervené záření a tím zabraňuje úniku tepla z místnosti snížením tepelných ztrát. Popsaným způsobem využití sálavých vlastností materiálů lze dosáhnout u nízkoemisních systémů zasklení velikost součinitele prostupu tepla $U = 1,0 [\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}]$. Použitím izolačního skla s protisluneční ochranou lze dosáhnout snížení tepelných zisků od slunečního záření použitím vnější skla s reflexními nebo absorpčními vlastnostmi, které omezí nepříznivé vlivy slunečního záření [71].

Výčet hlavních problémů řešených v habilitační práci

Dále uvedené hlavní problémy řešené v habilitační práci nelze řešit a vnímat odděleně, ale jako navzájem související problémy tvořící součást problematiky sdílení tepla sáláním. Která je zaměřena na reálné vlastnosti stavebních materiálů a tvoří nedílnou součást stavební tepelné techniky.

Problém týkající se okrajových podmínek stanovení sálavých veličin

Důvodem nutnosti řešení výše citovaného problému je to, že v dostupné zahraniční i české odborné literatuře popř. v technických normách (ČSN, ČSN EN, ČSN ISO a zahraničních standardech ASTM, BS) nejsou dostatečným způsobem specifikovány výchozí okrajové podmínky stanovení sálavých veličin stavebních materiálů. V předmětné literatuře, která se detailně zabývá problematikou sdílení tepla sáláním a uvádí velikosti sálavých veličin materiálů v podobě tabulkových hodnot, nejsou jednoznačně zřejmé dále popsané skutečnosti tj.:

- nejsou v této literatuře uvedeny použité okrajové podmínky při stanovení velikostí tabulkových hodnot sálavých veličin [31, 43, 44];
- nejsou v této literatuře zmíněné okrajové podmínky definovány plně, nejčastěji jsou definovány pouze velikostí termodynamických teplot popř. i úhlem dopadu elektromagnetického záření na povrch měřeného materiálu (vzorku materiálu) [42, 49, 50];
- nejsou okrajové podmínky stanovení předmětných sálavých veličin uvedeny v literatuře vůbec [31, 41];
- nejsou uvedeny citace zdrojů, ze kterých byly velikosti sálavých veličin materiálů čerpány [31, 62, 63];
- necharakterizují velikosti uvedených sálavých veličin vlastnosti materiálů běžně používaných ve stavebnictví [4, 46].

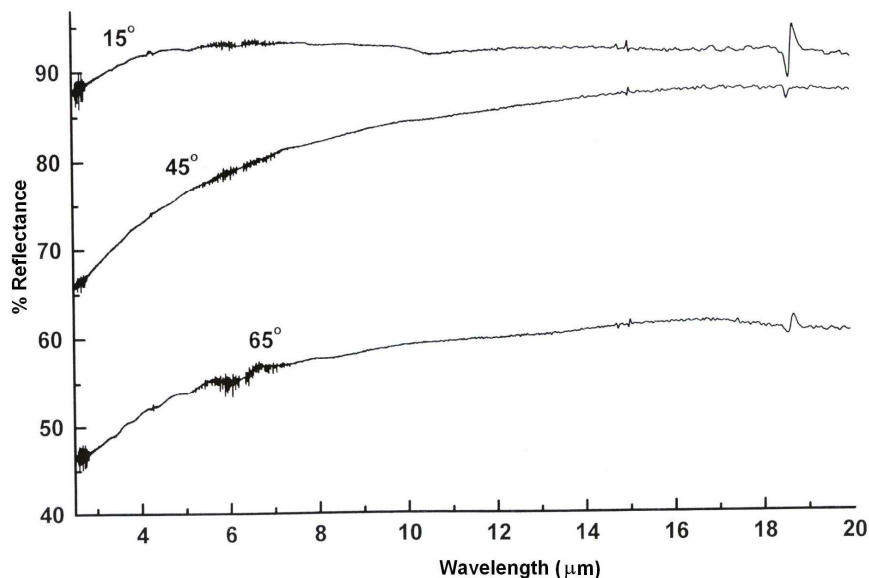
I když vliv okrajových podmínek na velikost sálavých veličin materiálů je jasný, běžně a to i v odborné literatuře a v podkladech výrobců reflexních materiálů a reflexních tepelných izolací, jsou nesprávně zaměňovány velikosti sálavých veličin materiálů zjištěných za jiných okrajových podmínek než okrajových podmínek typických pro stavební konstrukce s velikostmi sálavých veličin stavebních materiálů zjištěných za okrajových podmínek běžných staveb.

Takto tomu je i v případě nejčastěji citované knihy řešící problematiku sdílení tepla sáláním tj.: Hottel, H.C., Sarofim A. F.: Radiative Transfer, McGraw-Hill Book, Company, New York, 1976 [4], která je nesprávným zdrojem velikostí sálavých veličin pro materiály použité ve stavebních konstrukcích. Pro ilustraci lze uvést, že teploty ve vysokých pecích, které jsou řešeny v: Hottel, H.C., Sarofim A. F.: Radiative Transfer, McGraw-Hill Book, Company, New York, 1976 [4] se pohybují v řádech tisíců [K] oproti obvyklým teplotám v interiérech obytných budov, které se pohybují v řádech stovek [K], v případě interiérů staveb konkrétně mezi 300 - 400 [K].

Z dosud uvedeného textu plyne, že bez znalosti okrajových podmínek tj.:

- velikosti termodynamické teploty T [K] zdroje sálání;
- intervalu vlnových délek λ [μm] tepelného sálání, v němž byly experimentálně stanoveny sálavé veličiny;
- specifikace vlastností povrchu měřeného vzorku stavebního materiálu popř. podkladu, na který je měřený materiál nanesen (přítomnost protikorozních úprav na povrchu vzorku, přítomnost korozních produktů na povrchu vzorku, přítomnost prachu a znečištění na povrchu vzorku, tloušťka jednotlivých materiálů tvořících vzorek, tloušťka podkladu, matnost, lesklost, hrubost, apod.) a s nimi související použití difúzní či spekulární reflexe;
- úhlu dopadu tepelného sálání na povrch měřeného vzorku;
- měřicí techniky a souvisejících měřících postupů její specifikace;

nelze stanovit vzájemné porovnatelným způsobem velikosti sálavých veličin různých stavebních materiálů popř. vliv reflexních materiálů na velikosti tepelně technických veličin stavebních konstrukcí (stavebních výrobků).



Obr. č. 28: Znázornění vlivu okrajových podmínek konkrétně úhlu dopadu tepelného sálání na vzorek materiálu, u něhož se určují velikosti jeho sálavých vlastností (závislost velikosti reflektance $\rho_{\Omega\lambda}$ [-] na úhlu dopadu tepelného sálání na povrch vzorku hliníkové folie) [12]

Právě neporovnatelnost a nepřenositelnost velikostí sálavých veličin materiálů, jak je zřejmé z výsledků experimentálních měření obsažených v Experimentální části této habilitační práce, vede mnoho výrobců i odbornou veřejnost v mnoha případech k přeceňování vlivu reflexních materiálů v rámci stavebních výrobků (nejčastěji reflexních tepelných izolací) na tepelně fyzikální a tepelné technické parametry výrobků či konstrukcí.

Problém realizace úspor nákladů pomocí aplikace reflexních materiálů

Důvodem nutnosti řešení výše citovaného problému je to, že dosud nebylo zřejmé zda není jednou z cest vedoucích k úsporám nákladů na vytápění interiérů obytných staveb cesta zvýšení odrazivosti interiérových povrchových úprav vůči tepelnému sálání. Řešení tohoto problému bylo realizováno pomocí experimentálního ověření vlivu reflexních materiálů aplikovaných na interiérové povrchy stěn a stropů na úsporu nákladů na vytápění související s dalšími měřenými parametry vnitřního prostředí (povrchové teploty, teploty vzduchu apod.)...

Problém vlivu reflexních materiálů na zvýšení tepelně izolačních vlastností souvrství materiálů

Problém vlivu reflexních materiálů na zvýšení tepelně izolačních vlastností souvrství materiálů souvisí s potřebou kvantifikace přínosu kovových fólií (reflexních materiálů) na zvýšení tepelně izolačních vlastností souvrství konkretizovaných ekvivalentním součinitelem tepelné vodivosti λ_{ev} [$\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$]. Toto se týká výrobků složených z materiálů tepelně izolačních ($\lambda < 0,1$ [$\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$]) a materiálů reflexních, které jsou na trhu stavebních hmot nejčastěji nabízeny pod názvem reflexní tepelné izolace.

DISKUSNÍ A SOUHRNNÁ ČÁST HABILITAČNÍ PRÁCE

V následujícím textu je uvedena diskuse a shrnutí předešlých částí habilitační práce, která je členěna na teoretickou a experimentální část. Z hlediska rozsahu diskuse a shrnutí je větší prostor věnován výsledkům uvedeným v experimentální části habilitační práce. Ta se skládá ze dvou samostatných kapitol, tj. z kapitoly „Výsledky experimentálního stanovení sálavých vlastností (směrových spektrálních reflektancí $\rho_{\Omega\lambda}$ [-] a transmitancí $\tau_{\Omega\lambda}$ [-]) vybraných stavebních materiálů“ a z kapitoly „Ověření vlivu vybraných materiálů interiérových povrchových úprav (včetně materiálů reflexních) na tepelně technické parametry otopného tělesa a vnitřního prostředí“.

Na základě skutečností obsažených v teoretické části habilitační práce lze souhrnně uvést následující text.

V teoretické části habilitační práce je jednoznačně popsána a teoreticky zdůvodněna souvislost mezi mikrostrukturou materiálů a schopností materiálů resp. jejich povrchů odrážet či pohlcovat dopadající tepelné sálání (tj. podinterval elektromagnetického záření). Je zřejmé, že velikost odrazivosti tepelného sálání (dlouhovlnného, krátkovlnného) určují vlastnosti a uspořádání atomového obalu prvotních částic pevných látek - chemických prvků, tj. uspořádání a šířky energetických pásů, podle kterých se materiály dělí na vodiče a nevodiče elektrického proudu. Nelze však opomenout důležitou roli vazebných sil pevných látek, které svými vlastnostmi předurčují tepelně fyzikální materiálové charakteristiky jako např. měrnou tepelnou vodivost charakterizovanou součinitelem tepelné vodivosti λ [$\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$] či tepelnou kapacitu charakterizovanou měrnou tepelnou kapacitou c [$\text{Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$], ale také i neprůhlednost a s ní úzce spojenou nepropustnost elektromagnetického záření v rozsahu vlnových délek subintervalu elektromagnetického záření – tepelného sálání. Vazebné síly dále určují i tvrdost, křehkost a leštitelnost povrchu povrchových vrstev materiálu. Je také zřejmé, že v rámci kovů jako chemicky čistých látek je velikost odrazivosti prvku (skupiny prvků) od prvku (skupiny prvků) odlišná. Z textu uvedeného v tomto odstavci tedy jednoznačně vyplývá, že významných velikostí odrazivosti tepelného sálání lze dosáhnout pouze u kovů a také, že při kvantifikaci velikosti odrazivosti materiálů (jejich povrchů) je nutné důsledně rozlišovat jedná-li se o odrazivost spekulární či difúzní tepelného sálání krátkovlnného či dlouhovlnného.

K dosud uvedenému textu by bylo chybou neuvést, že v případě hodnocení sálavých vlastností stavebních materiálů a stavebních výrobků je nutné tyto vlastnosti vztahovat k dlouhodobým vlastnostem povrchů těchto materiálů a s nimi souvisejícími dlouhodobými schopnostmi zrcadlové (spekulární) nebo difúzní odrazivosti, které jsou kvantifikovány velikostmi sálavých veličin. Určení specifikací vlastností vzorků stavebních materiálů, na kterých jsou stanovovány velikosti sálavých veličin jsou zásadní nejen z důvodu správné interpretace naměřených výsledků, ale i z důvodu použitelnosti a přesnosti naměřených výsledků pro navrhování (dimenzování) a posuzování stavebních konstrukcí z hlediska tepelně technických požadavků zakotvených např. v prováděcí vyhlášce stavebního zákona č. 137/1998 Sb. [29] a konkretizovaných ČSN 73 0540-2/2005 [27].

Na základě skutečností obsažených v první kapitole experimentální části habilitační práce „Výsledky experimentálního stanovení sálavých vlastností (směrových spektrálních reflektancí $\rho_{\Omega\lambda}$ [-] a transmitancí $\tau_{\Omega\lambda}$ [-]) vybraných stavebních materiálů“ lze zjištěné výsledky shrnout do následujícího textu:

1) z výsledků experimentálního stanovení sálavých vlastností je zřejmé, nelze zaměňovat velikosti odrazivostí $\rho_{\Omega\lambda}$ [-] resp. pohltivostí $\alpha_{\Omega\lambda}$ [-] neprůteplivých materiálů stanovených za okrajových podmínek typických pro interiéry staveb (zdrojem tepelného sálání jsou otopná tělesa s povrchovou teplotou $T \approx 340$ [K] produkující část otopného výkonu sáláním) s velikostmi odrazivostí $\rho_{\Omega\lambda}$ [-] resp. pohltivostí $\alpha_{\Omega\lambda}$ [-] stanovených za okrajových podmínek typických pro exteriéry staveb (zdrojem tepelného sálání je slunce s povrchovou teplotou $T \approx 6000$ [K]). Tímto nesprávným způsobem byly chybně prezentovány sálavé veličiny např. v dnes již neplatných ČSN 73 0540/1977 [75], ČSN 73 0540-1/1994 [76], ČSN 73 0540-3/1994 [31]. Pro příklad uvádím experimentálně zjištěnou velikost směrové spektrální reflektance hliníkového laboratorního etalonu za interiérových/exteriérových okrajových podmínek

$$\rho_{\lambda \in \langle 2; 2,5 \rangle} \approx 0,96 \text{ [-]} / \rho_{\Omega=10^\circ, \lambda \in \langle 0,8; 2 \rangle} \approx 0,84 \text{ [-]} [76];$$

2) u řady měřených vzorků, které se při běžné rozlišovací schopnosti lidského zraku jeví jako hladké lesklé kovové fólie a u kterých by proto neodborná veřejnost očekávala velikost spekulární směrové spektrální odrazivosti (při přibližně kolmém dopadu paprsku na povrch měřeného vzorku) stejnou jako velikost u hliníkového laboratorního etalonu, tj. $\rho_{\Omega=10^\circ, \lambda \in \langle 2; 2,5 \rangle} \approx 0,96$ [-], byly experimentálně zjištěné velikosti o směrové spektrální odrazivosti podstatně nižší. Naměřené hodnoty (zrcadlový odraz) se pohybovaly v intervalu od cca $\rho_{\Omega=10^\circ, \lambda \in \langle 2; 2,5 \rangle} \approx 0,1$ [-] do $\rho_{\Omega=10^\circ, \lambda \in \langle 2; 2,5 \rangle} \approx 0,6$ [-]. Spektra těchto vzorků měly v oblasti vlnových délek λ [μm] mezi 2 [μm] až 15 [μm] výrazné absorpční pásy, jejichž přítomnost vedla k výraznému poklesu naměřených velikostí směrové spektrální odrazivosti $\rho_{\Omega\lambda}$ [-] (velikost reflektance se u některých vlnových délek pohybovala okolo $\rho_{\Omega\lambda} = 0$ [-]).

Příčinou popsáných skutečností byla tenká vrstva polymerů pokrývající povrch hliníkové fólie. Tato vrstva polymerů byla identifikována porovnáním se spektry v digitálních databázích jako poly(ethyltereftalát) popř. u dalších druhů fólií jako polypropylen. Hlavním důvodem přítomnosti uvedených polymerů na površích fólií je protikorozní ochrana fólií. V případě nepoužití polymerů jako protikorozní vrstvy by byl v relativně krátkém čase povrch fólií pokryt produkty koroze (Al_2O_3). Tyto produkty by měly obdobně negativní vliv na velikost reflektance hliníkových fólií jako v případě jejich pokrytí polymery. Z výše popsáných skutečností uvádějících reálné velikosti odrazivosti kovových fólií používaných ve stavebnictví vyplývá, že výrobci reflexních materiálů a reflexních izolací v technických popisech výrobků zásadně přeceňují, především z hlediska velikosti odrazivosti, vyráběné výrobky. Toto má konkrétní negativní dopad na tepelně fyzikálních veličiny charakterizující vlastnosti reflexních tepelných izolací, tj. na ekvivalentní součinitel tepelné vodivosti λ_{ev} [$\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$], ale také na velikost tepelného odporu uzavřených vzduchových vrstev R_{vv} [$\text{m}^2\cdot\text{K}\cdot\text{W}^{-1}$] s alespoň jedním povrchem tvořeným reflexním materiálem (nejčastěji hliníkovou fólií) [77];

3) z výsledků je zřejmé, že většina stavebních materiálů včetně reflexních materiálů a reflexních tepelných izolací má povrchy matné a hrubé, proto je nutné stanovovat velikosti sálavých veličin pomocí nástavců spektrometrů umožňujících stanovení difúzní odrazivosti. Velikosti difúzní odrazivosti reflexních materiálů v okrajových podmínkách interiérů staveb se pohybovali v intervalu od

$$\rho_{j=1}^{n=10} \lambda \in \langle 2; 2,5 \rangle = 0,13 \text{ [-]} \text{ do } \rho_{j=1}^{n=10} \lambda \in \langle 2; 2,5 \rangle = 0,76 \text{ [-]};$$

4) z výsledků je také zřejmé, že v případě stanovení materiálových veličin popisujících chování materiálů tvořících skladby reflexních tepelných izolací vůči tepelnému sálání nutných pro tepelně technické výpočty např. tepelného odporu uzavřených vzduchových vrstev R_{vv} [$m^2 \cdot K \cdot W^{-1}$] je nutné stanovit nejen odrazivosti vnějších povrchů reflexních materiálů, ale také odrazivosti vnitřních povrchů reflexních materiálů a velikost propustnosti $\tau_{\Omega\lambda} = 0$ [-] tepelně izolačních materiálů (polyuretan, polystyrén). Tepelně izolační materiály obvykle tvoří mezi-
vrstvu mezi dvěma reflexními fóliemi, s nimiž tvoří výrobek označovaný jako reflexní tepelné izolace. Z prezentovaných výsledků plyne, že je tyto materiály nutné charakterizovat nejen velikostí součinitele tepelné vodivosti λ [$W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$], ale i velikostí propustnosti $\tau_{\Omega\lambda} \neq 0$ [-]. Právě z experimentálně zjištěné velikosti propustnosti $\tau_{\Omega\lambda} \neq 0$ [-] tepelně izolačních materiálů je jasné, že je nelze považovat za materiály průteplivé, jak je chybně prezentováno výrobcí reflexních tepelných izolací [78];

5) z výsledků je zřejmé, že velikost směrové spektrální odrazivosti $\rho_{\Omega\lambda}$ [-] nátěrových hmot, včetně nátěrových hmot označených jejich výrobcí jako nátěrové hmoty reflexní či tepelně odrazivé v obou výše specifikovaných energeticky nejvýznamnějších intervalech vlnových délek, je přibližně stejná, jako v případě běžných interiérových povrchových úprav používaných jako finální úpravy exteriérů či interiérů obytných budov. Velikosti směrových spektrálních odrazivostí $\rho_{\Omega\lambda}$ [-] nátěrových hmot se tedy pohybují v intervalu $\rho_{\Omega\lambda}$ [-] $\in \langle 0,02; 0,11 \rangle$. Přičemž je nutné si uvědomit, že není možné očekávat zásadní vliv nekovových plniv např. skleněných mikrokuliček na velikost odrazivosti [79, 80, 81, 82];

V případě plniv nátěrových hmot na bázi kovových prášků je sice odrazivost vyšší než u nátěrových hmot s nekovovými plnivy, ale i tak je v porovnání s velikostmi odrazivostí kovových materiálů zanedbatelná [79, 80];

V případě experimentálního stanovení odrazivostí nátěrových hmot je nutné, jak vyplývá z prezentovaných výsledků, zcela eliminovat vliv podkladu na naměřené velikosti sálavých veličin a to např. pomocí vzorku nátěrové hmoty tvořené několikavrstvým nátěrem nebo použitím podkladového nekovového materiálu pro nanesení nátěrové hmoty;

6) z výsledků je zřejmé, že je velikost experimentálně stanovené směrové spektrální odrazivosti $\rho_{\Omega\lambda}$ [-] vybraných stavebních materiálů závislá na vlnové délce λ [μm], paprsku tepelného sálání dopadajícího na povrch měřeného vzorku a na úhlu jeho dopadu. Také, že velikost experimentálně stanovené směrové spektrální odrazivosti $\rho_{\Omega\lambda}$ [-] vybraných stavebních materiálů je závislá na vlnové délce λ [μm] dopadajícího elektromagnetického záření včetně tepelného sálání resp. termodynamické teplotě zdroje sálání (převažujícího zdroje sálání) [76, 78].

Řešení problémů specifikovaných v textu „Formulace problémů řešených v habilitační práci“

(viz str. 73)

Na základě skutečností obsažených v první kapitole experimentální části habilitační práce „Výsledky experimentálního stanovení sálavých vlastností (směrových spektrálních reflektancí $\rho_{\Omega\lambda}$ [-] a transmitancí $\tau_{\Omega\lambda}$ [-]) vybraných stavebních materiálů“ lze zjištěné výsledky shrnout do řešení následujících problémů.

Problém týkající se okrajových podmínek stanovení sálavých veličin

Řešení problému okrajových podmínek potřebných pro stanovení velikostí sálavých veličin neprůteplivých stavebních materiálů je možné rozčlenit na potřebu jednoznačného určení:

- specifikace vlastností zdroje sálání;
- specifikace vlastností vzorků stavebních materiálů;
- specifikace vlastností měřících přístrojů a měřících postupů.

Okrajové podmínky - specifikace vlastností zdroje sálání

Specifikace charakterizující vlastnosti zdroje tepelného sálání (převažujícího zdroje sálání v daném prostředí), jehož paprsky dopadají na povrchy materiálů resp. stavebních konstrukcí včetně vzduchových mezer, jsou:

- velikost termodynamické teploty T [K] resp. velikost termodynamické teploty povrchu zdroje sálání. Zdrojem sálání v exteriérech staveb je slunce ($T \approx 6000$ [K]), v interiérech obytných staveb je převažujícím zdrojem sálání otopné těleso ($T \approx 340$ [K]) sdílející část topného výkonu sáláním. Z důvodu relativně vysokého rozdílu mezi velikostmi termodynamických teplot zdrojů sálání v interiérech a exteriérech obytných staveb byly sálavé veličiny určeny odděleně v okrajových podmínkách interiérů staveb a v okrajových podmínkách exteriérů staveb [76];

- energeticky nejvýznamnější interval vlnových délek λ [μm] tepelného sálání, v němž byly experimentálně stanoveny sálavé veličiny charakterizující sálavé vlastnosti vybraných stavebních materiálů. Energeticky nejvýznamnější interval vlnových délek λ [μm] tepelného sálání byl určen na základě:

- znalosti termodynamické povrchové teploty T [K] zdroje sálání (různá pro exteriéry a interiéry staveb);

- dosazení termodynamické povrchové teploty T [K] zdroje sálání do Planckova vyzařovacího zákona (závislost spektrální intenzity záření dokonale černého tělesa $I_{\lambda c}$ [$\text{W}\cdot\text{m}^{-3}$] na vlnové délce λ [μm] a velikosti termodynamické teploty zdroje sálání T [K])

- dosazení termodynamické povrchové teploty zdroje sálání do Wienova posouvacího zákona (určení vlnové délky λ [μm] při níž je dosaženo nejvyšší hodnoty spektrální intenzity záření dokonale černého tělesa $I_{\lambda c}$ [$\text{W}\cdot\text{m}^{-3}$]);

- možností měřicí techniky (spektrometry Nicolet (Avatar, Nexus, Antaris) firmy Thermo Elektron Corporation) resp. rozsahů vlnových délek spektrometrů.

Výše popsaným způsobem byly určeny energeticky nejvýznamnější intervaly vlnových délek λ [μm] tepelného sálání v interiérech budov, tj. $\lambda \in \langle 2 \mu\text{m}, 25 \mu\text{m} \rangle$ a exteriérech budov, tj. $\lambda \in \langle 0,8 \mu\text{m}, 2 \mu\text{m} \rangle$. V těchto intervalech byly experimentálně stanoveny velikosti sálavých veličin vybraných stavebních materiálů [77, 78].

Specifikace vlastností vzorků stavebních materiálů

Určení specifikací vlastností vzorků stavebních materiálů, na kterých jsou stanovovány velikosti sálavých veličin jsou zásadní nejen z důvodu správné interpretace naměřených výsledků, ale i z důvodu použitelnosti a přesnosti naměřených výsledků pro navrhování (dimenzování) a posuzování stavebních konstrukcí z hlediska tepelně technických požadavků zakotvených např. v prováděcí vyhlášce stavebního zákona č. 137/1998 Sb. a konkretizovaných ČSN 73 0540-2/2005.

Níže je popsána souvislost mezi vlastnostmi (požadavky na vlastnosti) vzorků stavebních materiálů, u kterých byly stanoveny velikosti jejich sálavých veličin:

- podle vlastností povrchu měřeného vzorku, tj. matnosti, lesklosti, rovinnosti, hladkosti, hrubosti, byli použity nástavce spektrometrů umožňující měření spekulární nebo difúzní reflektance. Pomocí spekulární reflektance byly určeny sálavé veličiny u vzorků materiálů s hladkým a lesklým povrchem. Pomocí difúzní reflektance byly určeny sálavé veličiny u vzorků materiálů s hrubým a drsným povrchem;
- povrch měřených vzorků nevykazoval přítomnost prachu, nečistot, mechanického poškození, uvedené požadavky byly nezbytné nejen pro použitelnost spekulární reflexe, ale také při použití difúzní reflexe EzDiffTM;
- pro měření na difúzně reflexním nástavci EzDiffTM byl rozměr vzorku 25 mm x 25 mm s maximální tloušťkou 11 mm.

Okrajové podmínky - specifikace vlastností měřících přístrojů

Experimentální stanovení velikostí sálavých veličin vybraných stavebních materiálů bylo provedeno na následujících spektrometrech:

- Nicolet Avatar (dělič paprsků KBr, detector DTGS, max. rozsah měření 1,32 – 26 μm , použitelné nástavce 10Spec, 30Spec, EzDiff);
- Nicolet Nexus (dělič paprsků KBr a CaF₂, detector DTGS a InGaAs, max. rozsah měření 0,8 – 26 μm , použitelné nástavce 10Spec, 30Spec, EzDiff);
- Nicolet Antaris (dělič paprsků CaF₂, detector InGaAs, max. rozsah měření 0,8 – 2,5 μm , použitelné nástavce integrační sféra).

Experimentální stanovení velikostí sálavých veličin vybraných stavebních materiálů bylo provedeno pomocí těchto měřících nástavců:

- 10specTM, nástavec pro spekulární reflexi s fixním úhlem dopadu 10° od kolmice ke vzorku, vkládá se s podstavou do vzorkového prostoru FTIR spektrometru, používá se největší maska, jakou dovolí rozměry vzorku;

- 30specTM, nástavec pro spekulární reflexi s fixním úhlem dopadu 30° od kolmice ke vzorku, vkládá se do transmisního držáku ve vzorkovém prostoru FTIR spektrometru, používá se největší maska, jakou dovolí rozměry vzorku;
- EzDiffTM, nástavec pro difuzní reflexi s úhlem dopadu záření na vzorek cca 47° od kolmice ke vzorku (závisí na přesné výšce umístění vzorku, která je nastavitelná mikrometrickým šroubem), zahrnuje spekulární i difúzně reflexní složku záření odraženého od vzorku, vkládá se s vhodnou podstavou do vzorkového prostoru FTIR spektrometru;
- integrační sféra, pomocí vnitřního kulového, dokonale difúzně reflektujícího povrchu směruje prakticky veškeré difúzně reflexní záření od vzorku na interní InGaAs detektor, eliminuje spekulární složku od vzorku odraženého záření, je zabudovaná napevno do FT-NIR spektrometru Nicolet ANTARIS. Umožňuje měření jen v rozsahu 0,8 – 2,5 μm .

Na základě skutečností obsažených v druhé kapitole experimentální části habilitační práce „Ověření vlivu vybraných materiálů interiérových povrchových úprav (včetně materiálů reflexních) na tepelně technické parametry otopného tělesa a vnitřního prostředí“ lze zjištěné výsledky shrnout do následujícího textu.

O vlivu odrazivosti tepelného sálání produkovaného otopnými tělesy a o jejím dopadu na tepelně technické charakteristiky těles je druhá kapitola experimentální části habilitační práce. Na základě prezentovaných výsledků a porovnání sedmi modelů při stejných okrajových podmínkách lze uvést, že při aplikaci reflexních materiálů na povrchy interiérových stěn došlo k poklesu tepelného výkonu tělesa potřebného k dosažení rovnovážného stavu tj. i teploty vzduchu ve vztázném bodě. Tento pokles středních hodnot tepelného výkonu činil přibližně 8 - 18 % a nejúčinněji a nejefektivněji ho ovlivnil pětivrstvý panel z reflexních materiálů (hladkých hliníkových fólií s lesklým povrchem) umístěný v mezeře mezi otopným tělesem a obvodovou stěnou, který vedle vysoké odrazivosti svého povrchu měl naměřenu i zajímavou hodnotu součinitele tepelné vodivosti λ [$\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$], tj. cca 0,03 [$\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$]. V rámci poklesu hodnoty tepelného výkonu došlo k relativně malým změnám teploty vzduchu, které se pohybovaly v řádech procent. V tomto směru navazují zjištěné výsledky na dřívější měření a fakticky představují jejich rozšíření na větší počet modelových rozmístění reflexních materiálů v interiéru.

Povrchová teplota stěny přímo za tělesem se použitím odrazivých materiálů snížila v rozmezí cca 20 - 40 %. Příčinou tohoto snížení teploty je podstatné snížení součinitele vzájemného sálání $C_{1,2}$ [-] povrchů otopného tělesa a povrchu stěny, toto snížení souvisí s velikostí odrazivosti obou materiálů - stěny komory a kovové fólie. Ostatní povrchové teploty nezaznamenaly výraznější změny.

Tepelná pohoda stanovená pomocí Vernon-Joklova teploměru nebyla aplikací odrazivých materiálů výrazněji ovlivněna a to ani při jejich použití na celém obvodu místnosti.

Závěr

Předložená habilitační práce se především zabývá veličinami charakterizujícími sálavé vlastnosti neprůteplivých stavebních materiálů a to jak z hlediska okrajových podmínek charakterizujících specifika interiérů a exteriérů obytných staveb, tak z hlediska experimentálního stanovení velikostí těchto sálavých veličin stavebních materiálů pomocí infračervené spektroskopie s Fourierovou transformací.

Hlavním motivem pro započetí studia sálavých vlastností stavebních materiálů autorem této habilitační práce v roce 1996 byl nedostatek odborných informací v mezinárodní i české odborné literatuře (včetně specializovaných standardů ASTM, BS či norem ISO, EN), které by se detailně zabývaly problematikou vlastností stavebních materiálů (povrchových vrstev stavebních konstrukcí, materiálů reflexních a reflexních tepelných izolací) charakterizující jejich chování vůči dopadajícímu tepelnému sálání.

Z výsledků experimentálního stanovení sálavých veličin uvedených v experimentální části této habilitační práce je zřejmé, že vydáním ČSN 73 0540-3/2005 (resp. ČSN 73 0540-1/2004), kterých je autor této habilitační práce spoluautorem, došlo k zásadnímu zkvalitnění znalostí v ohledu k velikostem sálavých veličin stavebních materiálů.

Na základě výsledků experimentálního stanovení sálavých veličin lze uvést, že do vydání výše citované ČSN byly nadhodnoceny jak v technické literatuře tak v podkladech výrobců velikosti sálavých veličin reflexních materiálů a reflexních tepelných izolací řádově o desítky procent.

Na základě skutečností obsažených v této habilitační práci je možné přesné určení sálavých veličin (směrových spektrálních odrazivostí $\rho_{\Omega\lambda}$ [-] a pohltivostí $\tau_{\Omega\lambda}$ [-]) stavebních materiálů jako vstupních hodnot pro dimenzování a posuzování stavebních konstrukcí z hlediska jejich tepelně technických vlastností.

Přesné určení sálavých veličin stavebních materiálů je také zásadní z důvodu vývoje nových tepelně izolačních materiálů (výrobků) vyvinutých na základě využití sálavých vlastností kovových (reflexních) materiálů, tj. k určení přínosu reflexních materiálů ke zkvalitnění tepelně technických vlastností nově vyvíjených stavebních materiálů a výrobků.

Zanedbatelná není ani možnost určování velikostí sálavých veličin již vyráběných stavebních materiálů (výrobků) se vzájemně porovnatelnými výsledky stanovenými FTIR spektroskopii.

LITERATURA

- [1] Modest, M. F.: Radiative Heat Transfer, Academic Press, Inc., second edition, New York 2003
- [2] Morris G. Davies.: Building Heat Transfer, John Wiley and Sons, Ltd., Chichester, West Sussex 2004
- [3] Brewster, M. Q.: Thermal Radiative Transfer and Properties, John Wiley and Sons, New York, 1992
- [4] Hottel H. C., Sarofim A. F.: Radiative Transfer, McGraw-Hill Book Company, New York 1967
- [5] ČSN 73 0540-1/2004 Tepelná ochrana budov, Část 1: Terminologie
- [6] ČSN 73 0540-3/2005 Tepelná ochrana budov, Část 3: Návrhové hodnoty veličin
- [7] Halliday, D., Resnick, R., Walker J.: Fyzika, Nakladatelství VUT Brno a Vutium a Prometheus, 2000
- [8] Rohsenow, W. M., Hartnett, J. P., Cho, Y. I.: Handbook of Heat Transfer, McGraw-Hill Handbooks, Inc., 3rd edition, New York 1998
- [9] ČSN EN ISO 9288/1998 Tepelné izolace, Sdílení tepla sáláním, Fyzikální definice a veličiny
- [10] Kamba, S.: Grafické vyhodnocení sálavých vlastností nátěrů, Fyzikální ústav AV ČR, 1998
- [11] Protokol o zkoušce č. 41210852/A/98 ITC a.s. Zlín, 1998
- [12] Trchová, M: Matematicko-fyzikální fakulta Univerzity Karlovy.: Měření reflexe povrchových úprav na FTIR spektrometru NICOLET Impact 400, 5/2002
- [13] Navrátil, K.: Grafické výstupy z měření odrazivosti materiálů, Přírodovědecké fakultě Masarykovy university v Brně, 2004
- [14] Vávra, R, Výzkumný ústav pozemních staveb – Certifikační společnost, s.r.o., Výzkumných úkol: Teoretické základy sdílení tepla elektromagnetickým zářením v intervalu vlnových délek tepelného sálání s transformací k okrajovým podmínkám specifickým pro interiérové a exteriérové povrchy stavebních konstrukcí občanských a bytových staveb,
- [15] Vávra, R, Výzkumný ústav pozemních staveb – Certifikační společnost, s.r.o., Výzkumných úkol: zkumných úkol: Experimentální stanovení sálavých vlastností stavebních materiálů tvořících povrchové úpravy interiérových stavebních konstrukcí včetně reflexních izolací a reflexních tepelně izolačních nátěrů pro potřeby navrhování a hodnocení stavebních konstrukcí (směrových spektrálních reflektancí, absorptancí a emisivit)
- [16] Vávra, R, Výzkumný ústav pozemních staveb – Certifikační společnost, s.r.o., Výzkumných úkol: Výzkumných úkol: Experimentální stanovení sálavých vlastností stavebních materiálů tvořících povrchové úpravy exteriérových stavebních konstrukcí včetně reflexních tepelně izolačních nátěrů pro potřeby navrhování a hodnocení stavebních konstrukcí (směrových spektrálních reflektancí, absorptancí a emisivit)
- [17] Protokol o zkoušce č. T 527-98, Zkušebna technického zařízení budov, Centrum stavebního inženýrství, a.s.Praha 1999
- [18] Protokol o zkoušce č. T 578-99, Zkušebna technického zařízení budov, Centrum stavebního inženýrství, a.s.Praha 1999
- [19] Protokol o zkoušce č. T 595-99, Zkušebna technického zařízení budov, Centrum stavebního inženýrství, a.s.Praha 1999
- [20] ČSN 442-2/1998 Otopná tělesa – Část 2: Zkoušky a jejich vyhodnocování
- [21] ISO 3149 Vyhodnocování zkušebních postupů pro stanovení tepelných výkonů otopných těles I
- [22] ISO 3150 Vyhodnocování zkušebních postupů pro stanovení tepelných výkonů otopných těles II

- [23] ČSN 73 0540-3/2005 Tepelná ochrana budov, Část 4: Výpočetní postupy
- [24] Kulhánek, F. – Tywoniak, J.: Stavební fyzika 20 – Stavební tepelná technika – Pomůcka pro
- [25] ČSN EN 673 +A1 Sklo ve stavebnictví – Stanovení součinitele prostupu tepla (hodnota U) - Výpočtová cvičení. ČVUT Praha 1999
- [26] Kaňka, J. – Svoboda, Z.: Stavební fyzika 31. ČVUT Praha 2004.
- [27] ČSN 73 0540-2/2005 Tepelná ochrana budov, Část 2: Požadavky
- [28] Zákon č. 50/1976 Sb., o územní plánování a stavebním řádu (stavební zákon)
- [29] Vyhláška Ministerstva pro místní rozvoj č. 138/1998 Sb.
- [30] Vyhláška hl.m. Prahy č. 26/1999
- [31] ČSN 73 0540-3/1994 Tepelná ochrana budov, Část 3: Návrhové hodnoty veličin
- [32] Svoboda, L. a kolektiv.: Stavební hmoty, Jaga 2004
- [33] Svoboda, L. a kolektiv.: Stavební materiály, Jaga 2005
- [34] Hykš, P., Hraška, J.: Slnečné žiarenie a budovy, Alfa Bratislava 1990
- [35] ČSN EN 12898 Sklo ve stavebnictví – Stanovení emisivity, 2002
- [36] ČSN ISO 7345/1997 Tepelné izolace a definice
- [37] Beiser, A.: Úvod do moderní fyziky, Academia, Praha 1987
- [38] Kittel, Ch.: Úvod do fyziky pevných látek, Academia, Praha 1985
- [39] Macháček M.: Encyklopedie fyziky, Mladá fronta fond AV ČR pro vydávání vědecké literatury, Praha 1995
- [40] Bird B., Steward E., Lighfoot N.: Přenosové jevy, sdílení hybnosti, energie a hmoty, nakladatelství Československé akademie věd, Praha,
- [41] Horák, Z., Krupka F., Šindelář V.: Technická fyzika, SNTL, Praha 1960
- [42] Sazima, M.: Sdílení tepla, SNTL, Praha, 1993
- [43] Halahyja, M.: Stavební tepelná technika, akustika a osvetlenie. Alfa Bratislava a SNTL Praha, 1985.
- [44] Halahyja, M., Chmúrny, I., Sternová, Z.: Stavební tepelná technika – Tepelná ochrana budov. Jaga Bratislava 1998
- [45] ČSN 442-2/1998 Otopná tělesa – Část 2: Zkoušky a jejich vyhodnocování
- [46] Osipova S., Suchomel K., Isačenko V.: Teploperedača, Energoizdat, Moskva 1981
- [47] Kraus V.: Úvod do fyziky kovů, Nakladatelství ČVUT, Praha 1997
- [48] Cihelka J. a kol.: Vytápění a větrání, SNTL Praha 1985
- [49] Rédl, M., Příhoda.: Základy tepelné techniky, SNTL – Nakladatelství technické literatury, Praha 1991
- [50] Šorin S. N., Sdílení tepla, SNTL Praha 1968
- [51] ČSN 73 0542/1995 Způsob stanovení energetické bilance zasklených ploch obvodového pláště budov
- [52] Klíč, A., Volka, K., Dubcová, M.: Fourierova transformace a příklady z infračervené spektroskopie, VŠCHT v Praze, Fakulta Chemicko-inženýrská
- [53] Miertuš, S.: Atomová a molekulová spektroskopie, Vydavatelstvo Alfa, Bratislava 1991
- [54] Jones, H., R., N.: Radiation Heat Transfer, Oxford University Press (Oxford Chemistry Primers), New York 2000
- [55] Cartwright, M.: Fourier Methods for Mathematicians, Scientists and Engineers, Ellis Horwood limited, London 1990
- [56] Griffiths, P., R.: Chemical Infrared Fourier Transform Spectroscopy, John Wiley, New York 1975
- [57] Jelínek V. a kol.: Technická zařízení budov II, Vytápění přednášky, Vydavatelství

ČVUT, Praha, 1993

[58] Jelínek, V., Kabele, K.: Technická zařízení budov II : Vytápění. Přednášky , 2. přepracované vydání, Vydavatelství ČVUT, Praha 1999

[59] Jokl, M.: Human performance and environment level ČVUT Praha, 2000

[60] Jokl, M.: : Teorie vnitřního prostředí budov, ES ČVUT, Praha 1993

[61] Jelínek, Kabele Vytápění - přednášky ČVUT Praha, 1999

[62] Ptáček, L.: Nauka o materiálu I, Akademické nakladatelství CERM, Brno 2001

[63] Ptáček, L.: Nauka o materiálu II, Brno 2001

[64] www.rayfield.cz

[65] www.bape.cz

[66] www.sunflex.com

[67] www.rti.cz

[68] Fajkoš, A., Novotný. M.: Střechy-Základní konstrukce, Grada Publishing, Praha 2003

[69] www.southwall.com/products/heatmirror.html

[70] <http://www.agc.co.jp/english/index.html>

[71] Puškár, A., Fučila, J., Szomolányiová, K., Mrlík, J.: Okna, dveře, prosklené stěny, Jaga group Publishing, Bratislava 2003

[72] www.corporate.basf.com/de/sustainability/oekoeffizienz/projekt/waermedaemmung.htm?getasset=file1&name=wdsv.pdf&MTITEL=Komplette+Studie&suffix=.pdf&id=-9_zM8fjVbcp-*8

[73] www.henkel.com

[74] Tywoniak, J., Humm, O.: Nízkoenergetické domy, Grada Publishing, Praha 1999

[75] ČSN 73 0540/1977 Tepelná ochrana budov

[76] ČSN 73 0540/1994 Tepelná ochrana budov Část 3 Návrhové hodnoty veličin

[77] Kalenda, P.:

[78] Kalendová, A:

[79] Vávra, R.: Vlastnosti povrchových vrstev stavebních konstrukcí & sdílení tepla sáláním, Acta Mechanica Slovaca, Košice 2005, Vol.9, 177-182 (2005), ISSN 1335-2393;

[80] Vávra, R.: 36. Mezinárodní konference o nátěrových hmotách, Pardubice, „Sálavé vlastnosti povrchových vrstev stavebních konstrukcí“, sborník str. 451 – 457;

[81] Vávra, R.: 12. Mezinárodní konference Tepelná ochrana budov, Štrbské Pleso, „Sálavé vlastnosti reflexních materiálů“, sborník str. 159 – 162;

[82] Vávra, R.: 7. ročník mezinárodní konference Energy efficiency business week 2000, Praha Kongresové centrum, „Vliv tepelné odrazivosti povrchových úprav na tepelné ztráty“.

[83] Siegel, R., Howell, J. R.: Thermal Radiation Heat Transfer, 3d ed., Hemisphere/Taylor and Francis, Washington, D.C., 1992

[84] Gubbaref G. G.: Thermal Radiation Properties Survey, Honeywell Research Center, Minneapolis 1960

[85] Grober H, Erk S. Grigull U.: Die Grundgesetze der Wärmeübertragung, Springer Verlag, Berlin Heidelberg 1963

[86] Cammerer J. S.: Der Wärme und Kalteschutz in der Industrie, Springer Verlag, Berlin 1938,1962