

TECHNICKÁ UNIVERZITA V LIBERCI
FAKULTA STROJNÍ

Disertační práce

Vliv tepelného záření topných ploch
na tepelnou pohodu a na úspory energie při vytápění

2001

Ing. Pavel ŠILAR

TECHNICKÁ UNIVERZITA V LIBERCI



FAKULTA STROJNÍ

KATEDRA ENERGETICKÝCH ZAŘÍZENÍ

Disertační práce

UNIVERZITNÍ KNIHOVNA
TECHNICKÉ UNIVERZITY V LIBERCI



3146071313

Vliv tepelného záření topných ploch
na tepelnou pohodu a na úspory energie při vytápění

Influence thermal radiation of heat surfaces
on thermal comfort and on economy heating.

2001

Školitel:
Prof. Ing. Josef Olehla, Csc.

Autor:
Ing. Pavel Šilar

*Základní zákony není možno objevit
logickou cestou. Existuje jen intuice,
které pomáhá cit pro chápání zákonitostí,
jež se za určitým jevem skrývají.*

A. Einstein

Obsah

OBSAH	4
POUŽITÉ KONSTANTY	6
SEZNAM POUŽITÝCH VELIČIN	7
JINÁ OZNAČENÍ	11
ÚVOD	12
1. PŘENOS TEPLA U TOPNÝCH TĚLES	13
1.1. PŘENOS TEPLA ZÁŘENÍM	14
1.1.1. Tepelné záření	15
1.1.2. Záření skutečných těles	16
1.1.3. Selektivnost materiálů u topných ploch	18
1.2. GEOMETRICKÉ VLASTNOSTI TĚLES	19
1.2.1. Záření mezi plošným elementem a obecně položenou plochou	19
1.2.2. Poměr vzájemného osálení od topných ploch	21
2. TEPELNÉ ZÁŘENÍ A KONVEKCE	23
2.1. PŘENOS TEPLA KONVEKČÍ U SÁLAVÝCH TOPNÝCH PANELŮ	23
2.2. OMEZENÍ KONVEKTIVNÍ SLOŽKY PŘENOSU TEPLA	24
2.3. ANALOGIE ZÁŘENÍ A PŘENOSU TEPLA KONVEKČÍ	25
3. EXERGIE A PŘENOS TEPLA ZÁŘENÍM	27
3.1. EXERGIE JAKO STAVOVÁ VELIČINA	27
3.2. EXERGIE SÁLAJÍCÍHO TĚLESA	29
3.3. EXERGETICKÁ ANALÝZA TOPNÉHO SYSTÉMU	32
3.4. SÁLAVÁ ÚČINNOST	35
3.5. VYUŽITÁ TEPELNÁ ENERGIE	36
4. TEPELNÁ POHODA	38
4.1. DEFINOVÁNÍ TEPELNÉ POHODY	38
4.2. ÚČINNÁ TEPLOTA OKOLNÍCH PLOCH	39
4.3. CELKOVÁ TEPLOTA T_K	41
4.4. URČENÍ TEPELNÉ POHODY	42
4.5. RADIAČNÍ VLASTNOSTI LIDSKÉHO TĚLA	47
4.6. VLIV OKEN NA TEPELNOU POHODU	48
5. MOŽNOSTI ZVYŠOVÁNÍ SÁLAVÉ SLOŽKY PŘENOSU TEPLA	50
5.1. ZVÝŠENÍ TEPELNÉHO TOKU ZÁŘENÍM	50
5.2. VLIV TEPLoty NA VELIKOST VYZAŘOVANÉHO TOKU	50
5.3. VLIV RADIAČNÍCH VLASTNOSTÍ TOPNÝCH PLOCH	51
5.4. VLIV GEOMETRIE TĚLESA NA VELIKOST VYZAŘOVANÉHO TOKU	51
6. MĚŘENÍ TEPELNÉHO ZÁŘENÍ	51
6.1. PROBLEMATIKA MĚŘENÍ INFRAČERVENÉHO SPEKTRA	51
6.2. PRACOVNÍ TEPLOTA ČIDEL INFRAČERVENÉHO ZÁŘENÍ	51
6.3. MĚŘENÍ EMISIVITY	51
6.3.1. Posouzení spektrálních vlastností hliníkového povrchu	51

7.	TOPNÉ SYSTÉMY	66
7.1.	KLASICKÉ KONVEKTIVNÍ RADIÁTORY	66
7.2.	PODLAHOVÉ VYTÁPĚNÍ.....	72
7.3.	PLYNOVÁ SÁLAVÁ TOPNÁ TĚLESA	74
7.4.	ELEKTRICKÉ TOPNÉ SÁLAVÉ PANELE.....	77
8.	ZÁŘENÍ A MKP	78
8.1.	ÚVOD DO NUMERICKÝCH VÝPOČTŮ PRVKŮ	78
8.2.	STRUČNÝ POPIS APROXIMACE FUNKCE VEDOUcí K METODĚ KONEČNÝCH PRVKŮ	79
8.3.	CHARAKTERISTIKA VÝSLEDKŮ NUMERICKÉHO ŘEŠENÍ	83
8.4.	POUŽITÍ MKP V PROGRAMU ALGOR	85
9.	KONSTRUKCE TOPNÝCH PLOCH.....	86
	ZÁVĚR.....	91
	LITERATURA.....	94
	SUMMARY	98

PŘÍLOHA.....I – LXXI

Příloha:

GRAFICKÉ ZOBRAZENÍ VÝSLEDKŮ MKP.....	II – XXVI
POPIS A KOMENTÁŘ K VÝSLEDKŮM MKP	XXVII – XXXVI
ZÁVISLOST SPEKTRÁLNÍ EMISIVITY MATERIÁLŮ	XXXVII – IXL
RADIAČNÍ VLASTNOSTI LIDSKÉHO TĚLA.....	XL
Vliv HLINÍKOVÉ FOLIE ZA RADIÁTOREM	XL I
RADIAČNÍ VLASTNOSTI VYBRANÝCH MATERIÁLŮ	XLII – XLIV
POROVNÁNÍ NÁKLADŮ NA VYTÁPĚNÍ	XLV
POPIS PROGRAMU RADIÁTOR I	XLVI – LV
POPIS PROGRAMU RADIÁTOR II.....	LVI – LXII
ZÁKLADNÍ ZÁKONY O TEPELNÉM ZÁŘENÍ.....	LXIII – LXX

Použité konstanty

$\sigma_0 = 5,775 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$	Stefan - Boltzmannova konstanta záření dokonale černého tělesa
$a = 2897,8 \text{ } \mu\text{m K}$	první Wienova konstanta
$b = 1,2862 \cdot 10^{-17} \text{ W m}^{-2} \mu\text{m}^{-1} \text{ K}^{-5}$	druhá Wienova konstanta
$c_0 = 5,775 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$	konstanta záření dokonale černého tělesa (technická)
$C_1 = 2 \pi c_L^2 h = 3,741 \cdot 10^{-16} \text{ W m}^2$	první Planckova konstanta pro nepolarizované záření do poloprostoru
$C_1 = c_L^2 h = 5,955 \cdot 10^{-17} \text{ W m}^2$	první Planckova konstanta pro polarizované záření ve směru normály k zářivé ploše
$C_2 = c_L h \text{ K}^{-1} = 1,4388 \cdot 10^{-2} \text{ m K}$	druhá Planckova konstanta
$c_L = 299792,8 \text{ km s}^{-1}$	rychlost šíření světla ve vakuu
$h = 6,6256 \cdot 10^{-34} \text{ W s}^2$	Planckova kvantová konstanta
$k = 1,38054 \cdot 10^{-23} \text{ W s K}^{-1}$	Boltzmanova konstanta

Seznam použitých veličin

α_C [$\text{Wm}^{-2} \text{K}^{-1}$]	celkový součinitel přestupu tepla
α_k [$\text{Wm}^{-2} \text{K}^{-1}$]	součinitel přestupu tepla konvekcí
α_1, α_2 [$\text{Wm}^{-2} \text{K}^{-1}$]	součinitelé přestupu tepla konvekcí
α_s [$\text{Wm}^{-2} \text{K}^{-1}$]	součinitel přestupu tepla sáláním
δ [-]	Diracova funkce
ε [-]	měrná zářivost, emisivita
ε_λ [-]	monochromatická zářivost, emisivita
$\varepsilon_{\lambda,0}$ [-]	monochromatická zářivost, emisivita černého tělesa
ε_A^T [-]	celková emisivita porovnávací desky A pro spektrum záření závisující na teplotě emitující desky B přístroje Hélios
ε_C^T [-]	celková emisivita měřené desky C pro spektrum záření závisující na teplotě emitující desky B přístroje Hélios
η_e [-]	exergetická účinnost
η_C [-]	celková exergetická účinnost přenosu tepla sáláním
η_Q [-]	energetická účinnost
$\eta_{sál}$ [-]	sálavá účinnost
η_T [-]	teplotní účinnost
φ [-]	poměr vzájemného osálení
$\oplus$ [-]	přibližné řešení aproximace

Φ_{12} [-]	poměr osálení tělesa 2 tělesem 1
λ [μm]	vlnová délka záření
λ_{max} [μm]	vlnová délka při které je vyzářeno nejvíce energie
ν [Hz]	frekvence záření
Ω [rad, °]	úhel, ve kterém je vyzařován tepelný paprsek
ω [-]	přesné řešení (hledané řešení)
ω_1 [rad, °]	úhel mezi směrem emitovaného paprsku a normálou emitující plochy
ω_2 [rad, °]	úhel mezi směrem dopadajícího paprsku a normálou plochy, na kterou dopadá
τ [-]	transmisivita, průteplivost, propustnost
τ [s]	čas
ξ [°C ³]	teplotní součinitel pro sdílení tepla sáláním
ψ [-]	chyba aproximace
$\Psi_{\text{využ}}$ [-]	stupeň skutečného využití tepelné energie v dané místnosti
a [J kg ⁻¹]	měrná anergie
a [-]	aproximační koeficienty
A [-]	pohltivosti těles, absorbce
$\dot{a}$ [W kg ⁻¹]	tok měrné anergie

c_1, c_2 [W m ⁻² K ⁻⁴]	součinitel záření tělesa
C_{12} [W m ⁻² K ⁻⁴]	součinitel vzájemného záření (sálání) mezi plochami 1 a 2
c_m [J kg ⁻¹ K ⁻¹]	měrná tepelná kapacita desky C
e [J kg ⁻¹]	měrná exergie
e_s [J kg ⁻¹]	měrná exergie sálajícího tělesa
$\dot{e}$ [W m ⁻²]	hustota toku exergie
E [W m ⁻²]	orientovaná plošná hustota tepelného toku, intenzita
E_{ω} [W m ⁻²]	plošná hustota tepelného toku ve směru ω
E_λ [Wm ⁻² μ m ⁻¹ , Wm ⁻³]	monochromatická (spektrální) plošná hustota vyzářeného tepelného toku
$E_{\lambda_{\max}}$ [Wm ⁻² μ m ⁻¹ , Wm ⁻³]	monochromatická plošná hustota tepelného toku pro $\lambda_{\max}$
E_0 [W m ⁻²]	plošná hustota tepelného toku černého tělesa
$E_{0\lambda}$ [Wm ⁻² μ m ⁻¹ , Wm ⁻³]	monochromatická plošná hustota vyzářeného tepelného toku černého tělesa
$E_{\max}$ [J]	maximální energie, kterou je možno dodat
E_{skut} [J]	celková skutečně dodaná energie
E_n [W m ⁻²]	plošná hustota tepelného toku ve směru normály

ex_T	[-]	exergetický teplotní koeficient
h	[J kg ⁻¹]	měrná entalpie pro daný stav látky
h_0	[J kg ⁻¹]	měrná entalpie téže látky, je-li v rovnováze s okolím
Q	[J]	teplo
q	[W m ⁻²]	plošná hustota toku záření
Q_{celk}	[J]	teplo předané sáláním a konvekcí
Q_{rad}	[J]	vyzářené teplo
$\dot{Q}_{12}$	[W]	tepelný radiační tok mezi tělesy 1 a 2
$\dot{Q}_m$	[W]	vnitřní produkce toku tepla člověka
R	[-]	reflexe, odrazivost
s	[m]	tloušťka vzduchové vrstvy
s	[J K ⁻¹ kg ⁻¹]	měrná entropie pro daný stav látky
s_0	[J K ⁻¹ kg ⁻¹]	měrná entropie téže látky, je-li v rovnováze s okolím
S	[m ²]	povrch plochy
$\dot{S}$	[WK ⁻¹]	tok entropie
S_1	[m ²]	účinná sálající plocha topného tělesa
S_2	[m ²]	plocha, na kterou sálají topná tělesa (většinou plocha na lidském těle)
t_k	[°C]	výsledná teplota
t_r	[°C]	teplota povrchu oděvu
t_0	[°C]	teplota okolí

T_U [K]	teplota okolí
T_1 [K]	teplota zářícího tělesa
T_2 [K]	teplota pohlcujícího tělesa
t_u [°C]	účinná teplota okolních ploch
t_v [°C]	teplota vzduchu
v [-]	bázová funkce
v [ms ⁻¹]	rychlost proudění vzduchu
$w_{\max}$ [J kg ⁻¹]	maximálně dosažitelná měrná práce
w_{skut} [J kg ⁻¹]	skutečně získaná měrná práce
w [-]	váhová funkce
	záření, integrální zářivý tok

Jiná označení

R	Náhradní kulové těleso při měření a výpočtu účinné teploty okolních ploch
S _R	Náhradní plocha při určování vlivu teploty protilehlé plochy

Temperature	[°C]	Rozložení teploty v řešeném modelu (teplotní pole)
Flux Mag	[Wm ⁻²]	hodnoty hustoty tepelných toků
Flux Dot	[Wm ⁻²]	hodnoty hustoty tepelných toků pouze ve směru dané osy

Úvod

Veškerá lidská činnost je spojena se spotřebou energie, která je v největší míře získávána z fosilních paliv. Lidstvo tak během několika desítek let spotřebovalo energii ve formě fosilních paliv, která se ukládala miliony roků. Těžba, transport a spalování fosilních paliv jsou procesy mající za následek ničení přírody, staveb i lidského zdraví. Velká spotřeba energie vyvolává změnu složení zemské atmosféry, především přibývání oxidu uhličitého a tím zesílení skleníkového jevu.

Poměrně velký podíl na devastaci přírody má energetický průmysl a získávání tepla, kterým vytápíme naše domovy.

Dobývání fosilních paliv bude stále obtížnější a nákladnější. Získávání energie z alternativních obnovitelných zdrojů je sice perspektivní jako doplňující zdroj energie, ale rozhodně není dostačující pro krytí energetické spotřeby ani v oblasti vytápění. Je velmi pravděpodobné, že v následujícím období dojde k velkému růstu cen fosilních paliv. Proto je nutné hledat všechny možné způsoby, které budou vést k úspoře energie. Jednou z možných úspor energie je zvýšení sálavé složky přestupu tepla u topných těles.

Tato práce je zaměřena na možnosti zefektivnění přenosu tepla od topných těles na místo určení. Vlivem vhodnějšího přenosu tepla se sníží množství energie potřebné pro vytápění. V této práci je analyzován vliv radiační složky přenosu tepla na celkovou úsporu energie při vytápění.

Cílem této práce není analýza sálavých způsobů vytápění, kde převládá přenos tepla tepelným zářením, ale především rozbor způsobů vytápění označovaných jako konvektivní a posouzení velikosti sálavé složky přenosu tepla tohoto vytápění. V práci je diskutován vliv sálavé složky přenosu tepla na tepelnou pohodu a z toho vyplývající možné úspory při vytápění.

1. Přenos tepla u topných těles

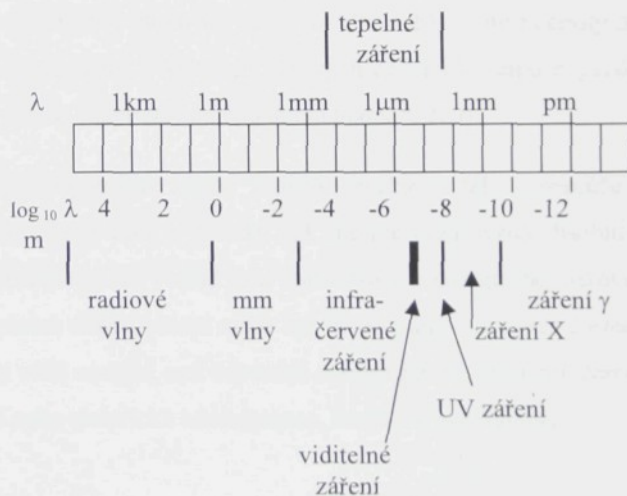
U topného tělesa (z důvodu nepříliš vysokého rozdílu teplot) se většina tepelného toku přenáší konvekci. Je třeba, často i zbytečně, ohřát velké množství vzduchu, jehož zvýšená teplota ovlivní tepelnou pohodu v dané místnosti. Teplý vzduch stoupá do horní části místnosti. V přízemní části místnosti, v zóně, kde se pohybují lidé, se nachází nejstudenější vzduch.

Kromě konvekce se přenáší tepelná energie od topného tělesa také zářením. Pro technickou praxi při vytápění má tento druh přenosu energie několik obrovských výhod. Šíří se přímočaře od topného tělesa k určitému předmětu. Tepelné záření prochází průteplivým prostředím (vzduchem), aniž by ho podstatně ohřálo. Tepelné paprsky předávají svoji energii a tím způsobují ohřev předmětů (lidí), na které dopadají. Jejich účinek na tepelnou pohodu je okamžitý. Neprojevuje se účinek akumulačního vlivu vzduchu v místnosti.

Mezi různými druhy záření zaujímá zvláštní místo tepelné záření (sálání tepla). Tento druh záření je určen tepelným stavem, to je teplotou zářícího tělesa. Ve spektru tepelného záření se mohou vyskytovat všechny frekvence elektromagnetického vlnění, odpovídající energetickému stavu látkových částic tělesa při dané teplotě. Různá tělesa mohou mít při stejné teplotě různou vyzařovací schopnost (sálavost), která závisí na druhu tělesa, jeho stavbě, na tvaru a stavu povrchu tělesa.

1.1. Přenos tepla zářením

Záření je přenos elektromagnetické energie ve formě vln s příčnou vibrací vzhledem ke směru jejich šíření. Svůj původ má v přívodu energie nebo ve vybuzení (excitaci) částice. Návrat této částice do nižší energetické hladiny je provázen emisí fotonu záření. Excitační proces se může lišit a podle jeho výsledku je vysílaná energie označována jako fosforescence, fluorescence, chemická luminiscence, záření X, rádiové vlny atd. Jestliže excitace pochází od srážek s molekulami, potom je záření označováno jako tepelné.



Obr. 1.1. Spektrum elektromagnetického vlnění.

1.1.1. Tepelné záření

Převážnou část spektra tepelného záření tvoří infračervené záření.

Spektrum infračerveného záření, ve kterém se při sálání těles zpravidla přenáší nejvíce energie, se dále dělí na

- | | |
|--------------------------------------|---|
| - blízké infračervené záření | $\lambda = 0,78 \text{ až } 1,5 \text{ } \mu\text{m}$ |
| - střední infračervené záření | $\lambda = 1,5 \text{ až } 6,0 \text{ } \mu\text{m}$ |
| - vzdálené infračervené záření | $\lambda = 6,0 \text{ až } 40 \text{ } \mu\text{m}$ |
| - velmi vzdálené infračervené záření | $\lambda > 40 \text{ } \mu\text{m}$ |

Intenzita tepelného záření je závislá na určité mocnině teploty, její exponent se při monochromatickém záření mění od hodnoty jedna (při vysokých teplotách a dlouhých vlnových délkách), až do hodnoty nekonečno (při nízkých teplotách a krátkých vlnových délkách). Tento exponent má při celkovém záření dokonale černého tělesa hodnotu čtyři.

Energie tepelného záření žádného reálného tělesa nemůže v celém spektru, ani v jeho části, být větší, než energie vyzařovaná absolutně černým tělesem při téže teplotě. Pokud jsou však částice v energeticky nerovnovázném stavu s teplotou tělesa, potom může být vyzařována v určitých částech spektra mnohokrát větší energie, než odpovídá energii záření absolutně černého tělesa (chemická nebo elektrická luminiscence, kvantové generátory).

1.1.2. Záření skutečných těles

Skutečná tělesa mají jiný průběh vyzařené energie v závislosti na délce vlny, než má dokonale černé těleso. Je-li u všech vlnových délek snížena intenzita záření stejným dílem ve srovnání s dokonale černým tělesem (poměr $E_\lambda / E_{0\lambda}$ je u všech vlnových délek stejný), pak nazýváme takové záření šedým zářením a těleso šedým zářičem. Pro šedé těleso lze použít zákon Planckův a Stefan - Boltzmannův s tím, že konstanty C_1 , σ_0 , c_0 vynásobíme empiricky zjištěným součinitelem ε , který se nazývá měrná sálavost. Je definován rovnicí:

$$\varepsilon = \varepsilon_\lambda = \frac{E_\lambda}{E_{0\lambda}} < 1 \quad \varepsilon = \text{const.} \quad (1.1)$$

kde ε_λ je konstantní pro všechny vlnové délky λ .

Je-li intenzita záření u různých délek nerovnoměrně snížena a její hodnota kolísá v mezích $0 < E_\lambda < E_{0\lambda}$, nazýváme takové záření selektivním zářením a těleso selektivním zářičem.

E a E_0 značí integrální zářivé toky skutečného a dokonale černého tělesa při stejné termodynamické teplotě povrchu. Měrná zářivost je funkcí materiálu, drsnosti případně termodynamické teploty povrchové plochy tělesa.

Z předchozích rovnic pro integrální zářivý tok šedého tělesa plyne vztah:

$$E = \varepsilon E_0 = \varepsilon c_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4 = c \left(\frac{T}{100} \right)^4, \quad (1.2)$$

kde

$$c = \varepsilon c_0 = \varepsilon 5,775 \text{ [W m}^{-2} \text{ K}^{-4}] \quad (1.3)$$

Většina reálných těles vykazuje selektivní záření. To znamená, že spektrální intenzita záření není ve srovnání s dokonale černým tělesem snížena stejným poměrem u všech vlnových délek.

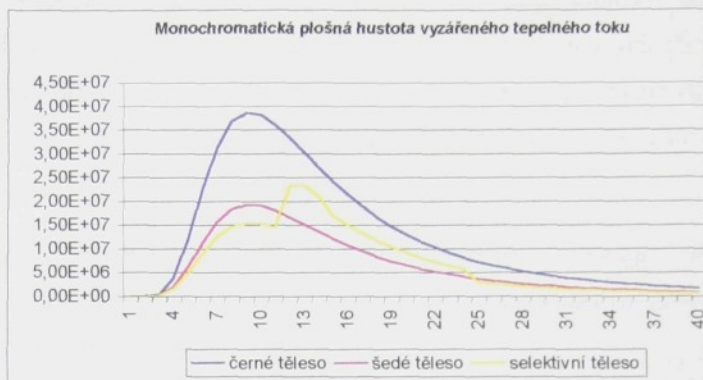
U selektivního záření je spektrální intenzita záření jinou funkcí λ než udává Planckův zákon. Pro selektivní záření neplatí zákon Planckův a zákon Stefan - Boltzmannův. Výrazně selektivní záření vykazují víceatomové plyny a páry.

$$\varepsilon_\lambda = \frac{E_\lambda}{E_{0\lambda}} < 1 \quad \varepsilon_\lambda \text{ je funkcí vlnové délky } \lambda \quad (1.4)$$

kde

$$\varepsilon_\lambda = \varepsilon_\lambda(\lambda) \neq \varepsilon$$

Záření reálných těles se obvykle řeší pomocí poměrné zářivosti ε náhradního šedého tělesa, jehož integrální zářivý tok je stejný jako u reálného tělesa. Prakticky to znamená, že na Obr. 1.10. je plocha pod křivkou selektivního tělesa stejně velká jako plocha pod křivkou, která přísluší náhradnímu šedému tělesu. Empiricky zjištěné hodnoty poměrné zářivosti ε náhradních šedých těles lze najít v tabulkách (příloha).



Obr. 1.10. Záření těles.

1.1.3. Selektivnost materiálů u topných ploch

Černá, popřípadě bílá tělesa jsou ideálními tělesy, jenž se ve skutečnosti nevyskytují. Pokud většinu reálných těles označujeme jako šedá tělesa, tak je to zjednodušení skutečnosti. Převážná většina reálných těles je selektivní. To znamená, že radiační vlastnosti, jako pohltivost A , odrazivost R a propustnost τ , jsou závislé na vlnové délce dopadajícího záření.

Pro posouzení skutečných radiačních vlastností je třeba znát závislosti emisivity ε nebo pohltivosti A , případně odrazivosti R a propustnosti τ na vlnové délce.

Pevné látky nejsou sice tak výrazně selektivní jako plyny, ale jenom v některých případech lze závislost radiačních vlastností na vlnové délce λ zanedbat.

Je vhodné se zamyslet nad výběrem materiálů topných ploch. Z důvodu selektivnosti se může stát, že pro různé teploty topných těles se budou hodit různé materiály. Maximum vyzařované energie pro různé vlnové délky se bude měnit jednak podle vlastností materiálů (emisivity ϵ_λ), ale také podle teploty povrchu (Wienův a Planckův zákon).

Tento jev byl demonstrován na navrženém přístroji Hélios (viz. kapitola 6), kde vypočtená pohltivost by měla být pro selektivní materiály různá, pro rozdílné teploty zářící desky.

Pokud bude růst teplota zářícího tělesa, tak se bude maximum vyzařené energie posouvat ke kratším vlnovým délkám. Bude se měnit spektrum tepelného záření. Z tohoto důvodu je třeba posuzovat radiační vlastnosti těles v závislosti na vlnové délce. Pokud bude $\lambda_{\max}$ (vlnová délka s maximální vyzařovanou energií určená podle Wienova zákona) ve stejném pásmu, jakému odpovídá maximální spektrální pohltivost ϵ_λ na povrchu S_2 , potom se bude zářením přenášet maximální množství energie.

1.2. Geometrické vlastnosti těles

1.2.1. Záření mezi plošným elementem a obecně položenou plochou

Pro přenos tepla zářením mezi obecnými rovinami (Obr. 1.11.) platí vztah (1.5). Je uvažován stacionární případ a plochy, mezi kterými dochází k přenosu tepla mají konstantní teplotu.

Pro obecně položené roviny platí:

$$\dot{Q}_{12} = \frac{C_1 C_2}{c_0} \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] \frac{1}{\pi} \int_{S_1} \int_{S_2} \frac{\cos \omega_1 \cos \omega_2}{r^2} dS_1 dS_2. \quad (1.5)$$

$\dot{Q}_{12}$ [W]tepelný radiční tok mezi tělesy 1 a 2

c_1, c_2 [$\text{W m}^{-2} \text{K}^{-4}$] součinitel záření tělesa

ω_1 [-] úhel mezi směrem emitovaného paprsku od normály emitující plochy

ω_2 [-] úhel mezi směrem dopadajícího paprsku od normály plochy, na kterou daný paprsek dopadá

T_1 [K] teplota zářícího tělesa

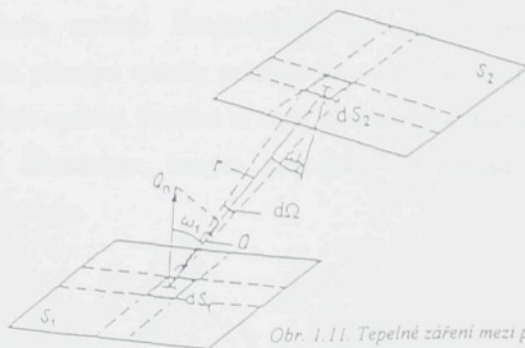
T_2 [K] teplota pohlcujícího tělesa

S_1 [m^2] účinná sálající plocha topného tělesa

S_2 [m^2] plocha, na kterou sálají topná tělesa

r [m] vzdálenost mezi plochami, mezi kterými probíhá přenos tepla zářením

Pro výpočet konkrétních úloh se obecný vztah většinou zjednoduší. U velmi členitých těles je vhodné rozdělit povrchové plochy, mezi kterými dochází k přenosu tepla zářením, na dostatečný počet malých stejných částí.



Obr. 1.11. Tepelné záření mezi plochami S_1 a S_2

1.2.2. Poměr vzájemného osálení od topných ploch

Poměr osálení závisí na tvaru a vzájemné poloze ploch, mezi kterými dochází ke sdílení tepla zářením. Výpočet poměru osálení, případně přímý výpočet vyzařované energie u složitých tvarů, je poměrně náročný. Správné řešení lze najít z teoreticky odvozených vztahů, případně z empirických vzorců. Daná tělesa lze rovněž modelovat v některém CAD - systému a použít k řešení numerické metody. V rámci této práce budeme zkoumat následující případy sdílení tepelných toků zářením mezi dvěma plochami.

Je třeba určit tzv. poměr osálení φ , který udává, jaká část z celkového tepla vysálaného sálající plochou dopadá na plochu osálanou. Poměr osálení φ_{12} udává, jaká část tepla vysálaného plochou S_1 dopadá na plochu S_2 . Obdobně φ_{21} udává, jaká část tepla vysálaného plochou S_2 dopadá na plochu S_1 .

Pro tělesa, která nejsou geometricky příliš složitá, lze určit vzorce pro výpočet φ_{12} . Většinou jsou uvedeny v literatuře [17, 55].

Pro určení součinitele ozáření povrchů těles je možné rovněž použít některou z osvědčených metod, např. metodu průmětů nebo metodu světelného modelování nebo metodu fotografování ozařovaných povrchů z větší vzdálenosti. Na principu metody průmětů jsou navrženy různé přístroje pro určení součinitele ozáření. Používá se např. různých mechanických integrátorů se světelným ukazatelem, kterým projedeme po obrysu kolem celého ozařovaného povrchu.

Pro poměr osálení φ_{12} platí:

$$\varphi_{12} S_1 = \frac{1}{\pi} \int_{S_1} \int_{S_2} \frac{\cos \omega_1 \cos \omega_2}{r^2} dS_1 dS_2 \quad (1.6)$$

$$\varphi_{12} S_1 = \frac{1}{\pi} \int_{S_1} \int_{S_2} \cos \omega_1 dS_1 d\Omega_1 \quad (1.7)$$

$$\varphi_{12} S_1 = \frac{1}{\pi} \int_{S_1} \int_{S_2} \cos \omega_2 dS_2 d\Omega_2 \quad (1.8)$$

Mezi součiniteli pro poměr osálení platí vztah:

$$\varphi_{12} S_1 = \varphi_{21} S_2 \quad (1.9)$$

Pro obdélníky S_1 a S_2 stejných rozměrů umístěné nad sebou v navzájem rovnoběžných rovinách ve vzdálenosti "z" platí:

$$S_{11} \varphi_{11,2} = \int_0^x \int_{y_1}^y \int_0^x \int_0^z \frac{y \cdot z}{(x_2 - x_1)^2 + y^2 + z^2} dz dx_1 dy dx_2 \quad (1.10)$$

Obdélníky o společné straně v navzájem kolmých rovinách platí:

$$S_{12} \varphi_{12,2} = \int_0^y \int_0^x \int_0^x \int_0^z \frac{z \cdot z}{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + z^2} dx_1 dy_1 dy_2 dx_2 \quad (1.11)$$

2. Tepelné záření a konvekce

2.1. Přenos tepla konvekcí u sálavých topných panelů

Sálavé topné plochy jsou většinou poměrně velkých rozměrů, takže i při poměrně malých rozdílech teplot Δt je $(Gr.Pr) > 2 \cdot 10^7$. Proudění na takových plochách je turbulentní. Proto součinitel přestupu tepla konvekcí nezávisí příliš na rozměrech. Přenos tepla konvekcí u sálavých topných ploch většinou není příliš žádoucí (kapitola 6.). U všech reálných topných těles k němu bude přesto docházet.

Při návrhu sálavých topných těles, jejichž povrchová teplota je nižší než 80°C , se většinou nesnažíme konvektivní složku přenosu tepla omezovat. Omezením konvektivní složky poklesne celkový topný výkon. Tepelné ztráty v objektu musíme krýt teplem přiváděným do místnosti topnými tělesy. Proto jakékoli omezení konvektivní složky by vedlo k nutnosti návrhu otopných ploch s většími rozměry a tím ke zvýšeným nákladům na topnou soustavu.

2.2. Omezení konvektivní složky přenosu tepla

Při laminárním obtékání je součinitel přestupu tepla α_k výrazně menší, než při turbulentním obtékání. Vytvořením laminárního proudění místo turbulentního lze tedy omezit přenos tepla konvekcí od topné plochy.

Vzhledem k velikosti panelů a stupni turbulence je možné omezit přenos tepla konvekcí narušením turbulentního proudění kolem topné plochy a dosáhnout, pokud možno v co největší míře laminárního proudění. To je možné za pomoci různých překážek, jimiž rozdělíme poměrně velkou plochu, na které je vyvinuto turbulentní proudění. Tím dosáhneme menšího součinitele přestupu tepla konvekcí α_k .

Dalším způsobem omezení konvektivního přestupu tepla je konstrukce křidélek, která omezí konvektivní proudění podél povrchu topného tělesa. Vytvoří také vrstvu teplejšího vzduchu podél topné plochy. To vede ke zmenšení teplotního spádu mezi povrchem topného tělesa a vzduchem zadržovaným křídélky, což má za následek menší ochlazování topného tělesa konvekcí a následné zvýšení teploty jeho povrchu. Výsledkem je vyšší výkon v podobě tepelného záření a nižší v podobě konvektivního přenosu tepla do okolí. Tato křídélka jsou velmi obvyklá u tepelných zářičů s poměrně vysokou povrchovou teplotou.

2.3. Analogie záření a přenosu tepla konvekci

Vztah pro výpočet tepelného toku přeneseného zářením (1.5) není ideální pro praktické využití při vytápění. Většinou je výhodnější zvolit způsob výpočtu sálání topných ploch, který je obdobný jako u konvektivního přenosu tepla.

K tomu je třeba určit součinitel přestupu tepla sáláním α_s , který má stejný rozměr jako součinitel přestupu tepla konvekci α_k . Oba tyto součinitele lze snadno porovnávat, nebo pomocí nich získat celkový součinitel přestupu tepla α_c .

Pro výpočet energie přenesené sáláním lze použít následující vztah:

$$Q_{\text{sál}} = \alpha_s S_1 (t_1 - t_2), \quad (2.4)$$

kde součinitel přestupu tepla sáláním α_s je:

$$\alpha_s = C_{12} \xi \varphi_{12}, \quad (2.5)$$

kde součinitel vzájemného sálání C_{12} je:

$$C_{12} = \frac{c_1 c_2}{c_0}$$

a teplotní součinitel ξ je funkcí teplot t_1 a t_2 :

$$\xi = \frac{\left(\frac{T_1}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_2}{100}\right)^4}{(T_1 - T_2)}. \quad (2.6)$$

Pokud se teplota okolních stěn t_u rovná teplotě vzduchu t_v , potom pro výpočet celkového sdíleného tepla platí

$$Q_{\text{Celk}} = \alpha_c S_1 (t_1 - t_2), \quad (2.7)$$

kde

$$\alpha_c = \alpha_k + \alpha_s, \quad (2.8)$$

Výpočet pomocí celkového součinitele tepla α_c se používá především u technických výpočtů, kde převažuje konvektivní přenos tepla. Přenos tepla a přenos tepla sáláním není tak významný.

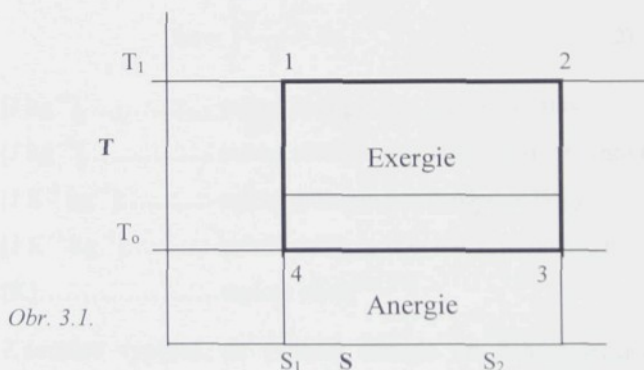
3. Exergie a přenos tepla zářením

3.1. Exergie jako stavová veličina

Často potřebujeme vyjádřit, jaké maximální množství energie je možné získat z dané látky, případně daného systému. Je známo, že všechny okolní látky kolem nás (např. vzduch, voda v mořích) obsahují velké množství energie. Je to ale energie téměř nevyužitelná pro praktickou potřebu. Skládá se převážně z anergie a malého množství exergie. Velikost exergie lze velmi snadno znázornit pomocí myšleného Carnotova oběhu probíhajícího mezi teplotou látky v počátečním stavu T_1 a teplotou okolí. Teplo odvedené zpět do systému, jenž je na Obr. 3.1 znázorněno pod teplotou okolí - izotermou T_0 , mezi stavem o entropii S_1 a S_2 (to znamená mezi stavem 3 a 4) se rovná nevyužitelné energii, tzv. anergii.

Potom platí:

$$\text{exergie} = \text{energie} - \text{anergie} \quad (3.1)$$



Exergie představuje tu část energie, která je neomezeně transformovatelná na jiné formy energie a anergie je část energie, která je netransformovatelná. Za téměř čistou exergii můžeme považovat mechanickou práci, případně elektrickou energii. Na Obr. 3.1. se exergie rovná ploše, která je uvnitř myšleného Carnotova oběhu, to je mezi stavy 1,2,3,4.

Všechny procesy vyžadují ke svému provedení exergii, jež je obsažená v teple, mechanické, chemické, elektrické či jinak vázané energii. Potřebná exergie se odnímá přírodním zdrojům energie, které jsou ve skutečnosti zdroji exergie. Úkolem výroby energie je transformovat primární energii tak, že se z ní uvolní obsažená exergie, kterou můžeme dále libovolně transformovat. Tato exergie se spotřebovává v technologických procesech, vytápění a ostatní lidské činnosti. Přitom dochází ke spotřebě energie, to znamená, že se exergie mění v anergii.

Pro výpočet exergie platí vztah:

$$\Delta e = \int_1^2 \frac{T - T_U}{T} dq \quad (3.2)$$

h	$[J \cdot kg^{-1}]$		měrná entalpie pro daný stav látky
h_0	$[J \cdot kg^{-1}]$		měrná entalpie těžé látky, je-li v rovnováze s okolím
s	$[J \cdot K^{-1} \cdot kg^{-1}]$		měrná entropie pro daný stav látky
s_0	$[J \cdot K^{-1} \cdot kg^{-1}]$		měrná entropie těžé látky, je-li v rovnováze s okolím
T_U	$[K]$		teplota okolí

Z rovnice vyplývá, že velikost exergie při daném termodynamickém stavu látky je funkcí teploty okolí T_U . V důsledku toho není exergie pro určitou látku v daném termodynamickém stavu jednoznačně určenou veličinou, ale mění se s parametry okolí.

3.2. Exergie sálajícího tělesa

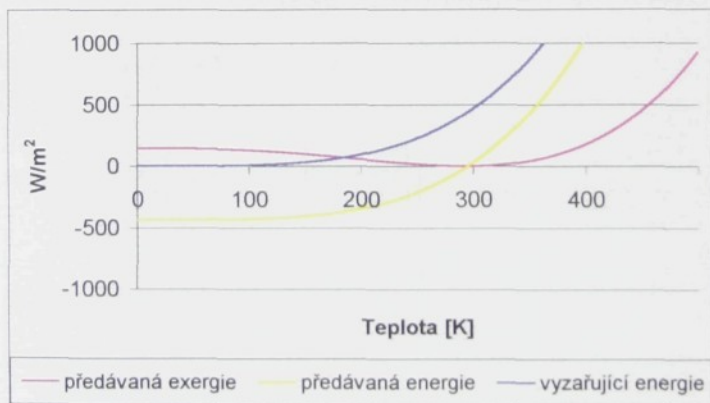
Vyjádříme-li z Planckova zákona derivaci plošné hustoty energetického toku:

$$\frac{\partial \dot{q}}{\partial T} = 4\varepsilon\sigma_0 T^3. \quad (3.3)$$

Potom hodnotu exergetického toku můžeme určit podle [60]

$$\dot{e} = \frac{\varepsilon\sigma_0}{3} (3T^4 + T_U^4 - 4T_U T^3). \quad (3.4)$$

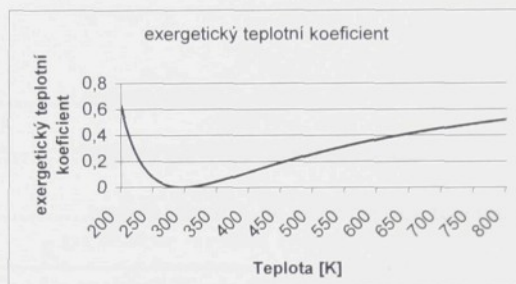
Velikost celkového toku vyzařované plošné hustoty tepla tělesem, velikost toku plošné hustoty tepelného toku mezi tělesem 1 a tělesem 2 o teplotě 22°C a velikost toku plošné hustoty exergie mezi tělesem 1 a tělesem 2 o teplotě 22°C a teplotě okolí 20°C, v závislosti na teplotě tělesa 1, je znázorněno na Obr.3.2.



Obr.3.2. Záření tělesa.

O stavu exergie daného tělesa z hlediska tepelného záření velmi dobře vypovídá bezrozměrný exergetický teplotní koeficient ex_{T1} .

$$ex_{T1} = 1 + \frac{1}{3} \left(\frac{T_U}{T} \right)^4 - \frac{4}{3} \frac{T_U}{T} \quad (3.5)$$



Obr. 3.3. Exergetický teplotní koeficient.

Pro záření mezi dvěma tělesy potom platí následující vztahy:

$$ex_{T1} \dot{q}_{12} = ex_{T2} \dot{q}_{12} + \sum_i \Delta \dot{e} \quad (3.6)$$

$$ex_{T1} \dot{q}_{12} = \varepsilon_{12} \sigma_0 \left(T_1^4 - T_2^4 - T_0 \left(T_1^3 - \frac{T_2^3}{T_1} \right) \right) \quad (3.7)$$

$$ex_{T2} \dot{q}_{12} = \varepsilon_{12} \sigma_0 \left(T_1^4 - T_2^4 - T_0 \left(\frac{T_1^4}{T_2} - T_2^3 \right) \right) \quad (3.8)$$

Hospodárnost každého termodynamického procesu z hlediska druhé věty termodynamiky lze popsat pomocí teplotní účinnosti (někdy nesprávně označované jako exergetická účinnost). Teplotní účinnost přenosu tepla tepelným zářením při vytápění η_T určíme následujícím způsobem [59]:

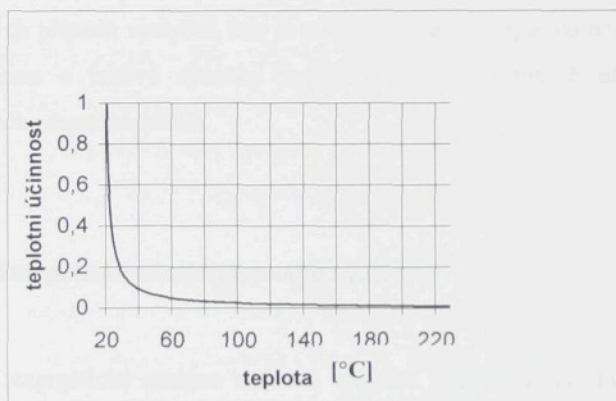
$$\eta_T = \frac{T_U - T_2}{T_U - T_1} \quad (3.9)$$

kde

T_U [K].....teplota okolí

T_1 [K].....teplota zářícího (topného) tělesa 1

T_2 [K].....teplota tělesa 2, na které dopadá tepelné záření tělesa 1



Obr. 3.4. Teplotní účinnost záření.

Na Obr. 3.4. je zobrazen průběh teplotní účinnosti záření mezi tělesy. Těleso 2 má teplotu 22 °C, na vodorovné ose je vynesena teplota tělesa 1. Teplota okolí je 20°C.

Energetickou účinnost η_Q určíme jako podíl využité energie $Q_{\text{využ}}$ a celkové energie vstupující do systému Q_{celk}

$$\eta_Q = \frac{Q_{\text{využ}}}{Q_{\text{celk}}} \quad (3.10)$$

Celkovou exergetickou účinnost η_C přenosu tepla sáláním určíme jako součin teplotní a energetické účinnosti.

$$\eta_C = \eta_Q \cdot \eta_T \quad (3.11)$$

Tato účinnost informuje o využívání exergie. Z hlediska využití exergie zářícího tělesa je optimální nízká teplota povrchu zářícího tělesa. Z toho důvodu dochází k největšímu využití exergie přiváděné do topného tělesa u takových případů vytápění, kde je podíl exergie a anergie co nejnižší. Jedná se většinou o takové způsoby vytápění, kde je poměrně nízká teplota přiváděného topného média.

3.3. Exergetická analýza topného systému

Při exergetické analýze v oblasti vytápění vycházíme ze skutečnosti, že stoprocentní exergetická účinnost topného systému by byla dosažena pouze v případě, že se veškerá exergie přicházející do systému (např. v podobě chemicky vázané energie jako palivo) předá na místo určení. To ale pro reálné děje není možné. Musela by se totiž osobám v místnosti předat veškerá tepelná energie uvolňující se v topném systému a to za konstantní teploty. Skutečná exergetická účinnost bude podstatně nižší.

Exergetickou účinnost topného systému nejvíce ovlivní způsob přestupu tepla z topných těles na jednotlivé lidi, případně předměty, kterým chceme předávat tepelnou energii. Při výpočtu je nutné diferencovat dva výše uvedené, fyzikálně naprosto odlišné, způsoby přenosu tepla.

První, nepříliš výhodný z hlediska výsledků exergetické analýzy je přenos tepla konvekci.

Druhý způsob přenosu tepla, zářením je podstatně výhodnější. Tohoto faktu se využívá při návrhu sálavých topných systémů. Ze vztahu (3.2) je možné odvodit další závislosti, pomocí kterých se určí množství předané exergie v jednotlivých případech a provede se exergetická analýza.

Pro klasické konvekční vytápění používáme pro přenos energie od zdroje tepla na místo konečné potřeby médium, které má poměrně nízkou teplotu, tím pádem i malou hodnotu exergie. Např. teplota vody v ústředním vytápění bývá 40 až 90 °C. U podlahového vytápění bývá teplota ještě nižší. Potom teplota povrchu topných ploch se pohybuje v relativně nízkých hodnotách.

V případě použití vytápění způsobem, kde používáme energii s vyšší hodnotou exergie (elektrická energie, ušlechtilá paliva), dosáhneme zpravidla vždy vyšší energetické účinnosti. Zde se nabízí otázka, jestli určování energetické účinnosti je objektivní pro optimální využití daného energetického potenciálu. Exergetická analýza nám poskytne hodnotnější a objektivnější podklady o hospodaření s energií.

Čistou exergii můžeme zhodnotit podstatně efektivněji, než ostatní způsoby energie, např. většinu paliv. To platí i v oblasti vytápění. Je všeobecně známo, že pokud použijeme elektrickou energii, či přímo mechanickou práci pro pohon tepelného čerpadla, dosáhneme podstatně efektivnějšího využití

energie. Je to z důvodu, že elektrická energie a mechanická práce je v podstatě čistá exergie. Dosáhneme tedy podstatně vyššího topného faktoru, než jedna. U většiny tepelných kompresorových čerpadel bývá hodnota topného faktoru v závislosti na provozních podmínkách 2 až 7. Proto by se mohlo na první pohled zdát, že účinnost využití energie bude 200 – 700 %. Jestliže provedeme exergetickou analýzu, tak zjistíme, že exergetická účinnost bude vždy ležet pod 100%. Bude ale 2 – 7 krát vyšší, než v případě konvektivního vytápění elektrickým proudem.

Hodnotu exergetické účinnosti vytápění tepelným čerpadlem určíme podle Elsnera [8]:

$$\eta_e = \frac{e_{\text{dodaná}}}{W_{\text{spotřebovaná}}} \quad (3.12)$$

kde

e [J]exergie dodaná topným systémem

w [J]práce potřebná pro pohon kompresoru

Podobným způsobem můžeme určit exergetickou účinnost i u ostatních způsobů vytápění. Místo práce, potřebné pro pohon čerpadla, je nutné zadat exergetický tok (topné látky) do topného systému.

Pomocí exergetické analýzy lze dokázat výhody přenosu tepla tepelným zářením oproti klasickému konvekčnímu přenosu.

Se vzrůstající účinnou teplotou okolních stěn (4.1, 4.2) poroste i exergetický teplotní koeficient (3.3), tím pádem i schopnost vyzařovat

tepelnou energii. Hodnota teplotní účinnosti zase výrazně poroste se zmenšováním rozdílů teplot mezi sálajícími plochami. Tato skutečnost naznačuje výhodnost použití sálavých ploch s nízkou teplotou pro vytápění.

Další zvýšení využití energie sálajících ploch lze zvýšit vhodným nasměrováním zářivého toku a to hlavně do prostoru, kde je třeba udržovat daný tepelný komfort.

3.4. Sálavá účinnost

U sálavých topných těles se v praxi často zavádí termín sálavá účinnost. Je určena podílem vyzářené energie Q_{rad} do okolí a celkového tepla přivedeného do topného tělesa Q_{celk} .

$$\eta_{\text{sál}} = \frac{Q_{\text{rad}}}{Q_{\text{celk}}} \quad (3.14)$$

Použití definice sálavé účinnosti u topných těles, kde se předává podstatná část energie konvekci, není příliš vhodné. Teplo předané konvekci vzduchu není ztraceno. Obvykle je jenom hůře využito než teplo předané sáláním.

3.5. Využitá tepelná energie

Tato práce se zabývá především přenosem tepla od topných těles k místu určení. Cílem je tento proces co nejvíce zefektivnit, aby bylo dosaženo úspor energie a tím i menších nákladů na vytápění. Proto by bylo zajímavé určit teplo, které se při tomto přenosu tepla skutečně využije.

Je třeba porovnat rozdíl tepelných toků sáláním i konvekcí u jednotlivých osob ve dvou místnostech – ve vytápěné a v nevytápěné.

V nevytápěné místnosti je nutné určit tepelný tok tak, aby odpovídal hodnotě okamžitě po vstupu z vytápěné místnosti do nevytápěné. (Dříve, než organismus zareaguje na změnu teploty a přizpůsobí se jí.) Uvedené měření bude tedy probíhat na systému, který je v nestacionárním stavu.

Stupeň skutečného využití tepelné energie v dané místnosti nazveme $\psi_{\text{využ.}}$.

$$\psi_{\text{využ.}} = \frac{\dot{Q}_{\text{sdělené}}}{\dot{Q}} = \frac{\dot{Q}_{12} + \dot{Q}_{\text{conv}}}{\dot{Q}} \quad (3.12)$$

- $\dot{Q}_{\text{conv}}$... je rozdíl tepelných konvekčních tepelných toků od lidí nacházejících se ve vytápěném objektu při odpovídající teplotě vzduchu a teplotě vzduchu v nevytápěné místnosti
- $\dot{Q}_{12}$ představuje rozdíl tepelných toků zářením mezi okolními stěnami (včetně topného tělesa) a jednotlivými osobami
- $\dot{Q}$ tepelný výkon dodávaný prostřednictvím vytápění

Po dosazení z (1.5) a úpravách dostáváme:

$$\psi_{\text{využ}} = \frac{\left[\frac{c_1 c_2}{c_0} \left(\frac{T_1^4}{100} - \frac{(T_{u2})^4}{100} \right) \frac{1}{\pi} \iint_{S_1 S_2} \frac{\cos \omega_1 \cos \omega_2}{r^2} dS_1 dS_2 \right] + \dot{Q}_{\text{vyt}}}{\dot{Q}} - \frac{\left[\frac{c_1 c_2}{c_0} \left(\frac{T_1^4}{100} - \frac{(T_{u'2})^4}{100} \right) \frac{1}{\pi} \iint_{S_1 S_2} \frac{\cos \omega_1 \cos \omega_2}{r^2} dS_1 dS_2 \right] + \dot{Q}_{\text{nev}}}{\dot{Q}} \quad (3.13)$$

T_1 teplota povrchu oděvů, případně povrchu pokožky

T_{u2} účinná teplota okolních ploch ve vytápěné místnosti

$T_{u'2}$ účinná teplota okolních ploch v nevytápěné místnosti

$\dot{Q}_{\text{vyt}}$ tepelný tok konvekce mezi určitou osobou a okolním vzduchem ve vytápěné místnosti

$\dot{Q}_{\text{nev}}$ tepelný tok konvekce mezi určitou osobou a okolním vzduchem v nevytápěné místnosti

dS_1 diferenciál plochy oděvu nebo lidského těla

dS_2 diferenciál okolních ploch

Z uvedených vztahů je vidět, že stupeň využití daného exergetického potenciálu závisí nejen na způsobu vytápění a dokonalosti tepelné izolace, ale i na velikosti a geometrii místnosti, na počtu lidí v místnosti, případně na dalších parametrech.

4. Tepelná pohoda

4.1. Definování tepelné pohody

Tepelná pohoda je pojmem čistě relativní. Závisí nejen na vnějších fyzikálních podmínkách v dané místnosti, jako jsou především teploty a relativní vlhkost, ale i na druhu činnosti člověka.. Hranice tepelné pohody se bude u jednotlivých lidí lišit nejen podle jejich otužilosti či zvyku na určitou teplotu - schopnosti snášet teplo či chlad, (což je dáno klimatickými poměry v oblasti života dané skupiny lidí a jejich způsobem života). Rozhodující vliv má také únava, zdravotní stav a psychický stav jedince. Vzhledem k zaměření této práce, bude tepelná pohoda dále zjednodušeně popisována pouze jako funkce teplot.

Množství tepla vznikající při látkových výměnách v těle jednotlivce závisí na více vlivech. Nejpodstatnější z nich je výše uvedená fyzická námaha, kterou člověk produkuje při své činnosti. Čím více je organismus namáhaný, tím více produkuje tepla. Tepelná rovnováha je dosažena tehdy, když okolí odebírá lidskému tělu právě tolik tepla, kolik člověk vyprodukuje. Člověk odevzdává teplo do okolního prostoru vedením, konvekcí a sáláním. Kromě toho odevzdává teplo vypařováním potu a dýcháním, představující z velké části latentní teplo. Pro určení hranic tepelné pohody je podstatný stav, ve kterém je dosaženo rovnováhy a dochází v něm pouze k suchému ochlazování (pokožka zůstává suchá, bez kapiček potu). K mokrému ochlazování, to znamená k odevzdání přebytečného tepla pocením, dochází při zvýšené teplotě a vlhkosti okolního vzduchu nebo ploch, které ohraničují daný prostor. Tento

stav vyvolává pocit horka. Jsou-li teploty vzduchu t_v a okolních ploch t_u nižší než hodnoty potřebné k dosažení rovnováhy, dochází k pocitu chladu.

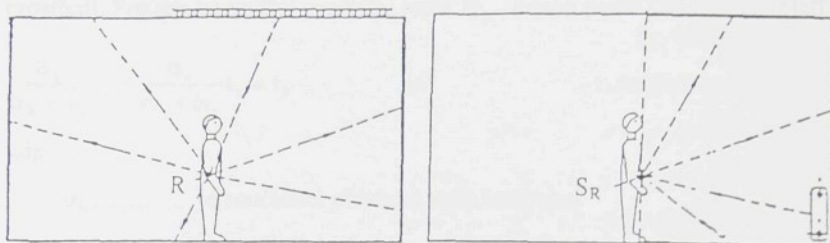
Pokud člověku není příliš velké teplo, ani nepocituje chlad, lze říci, že se nachází ve stavu tepelné pohody. V živém organismu dochází k přeměně chemicky vázané energie na ostatní druhy energie, především na mechanickou práci a teplo. Protože účinnost přeměny energie na práci vykonanou lidským organismem je velmi malá, tak se převážná část energie přeměně na teplo, které je z organismu různými způsoby odvedeno. Na intenzitě a způsobu odvodu tohoto tepla závisí, jestli se daný jedinec nachází v tepelné pohodě, nebo jestli vnímá chlad či vedro.

Je možné říci, bez ohledu na optimální hranice tepelné pohody, že teploty t_v a t_u ve vytápěných místnostech budou záviset na ceně tepla a způsobu jeho placení, závisející na cenové politice v dané oblasti. Například ve Švýcarsku a dalších zemích západní Evropy je tato požadovaná hranice tepelné pohody pro většinu lidí nižší, než v České republice. V mnoha bytech u nás po namontování poměrových měřidel tepla téměř okamžitě klesly teploty určující dolní hranici tepelné pohody.

4.2. Účinná teplota okolních ploch

Výpočet tepelného toku sdíleného sáláním mezi povrchem těla (oděvu) a jednotlivými okolními plochami by byl velmi obtížný a zdoluhavý. Aby se tento výpočet usnadnil a především aby se umožnilo posuzovat výsledný sálavý účinek okolních ploch jedinou veličinou, zavádí se tzv. *účinná teplota okolních ploch* t_u . Tato teplota je definována jako společná teplota všech

okolních ploch, při níž by byl celkový tepelný tok sáláním mezi povrchem těla a okolními plochami stejný, jako je ve skutečnosti.



Obr. 4.1. Účinná teplota okolních ploch a účinná teplota protilehlé plochy.

Pro výpočet účinné teploty okolních ploch platí následující vztah :

$$t_u = \sqrt[4]{\varphi_1 T_1^4 + \varphi_2 T_2^4 + \dots + \varphi_n T_n^4} - 273 \quad (4.1)$$

kde $\varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_n$ jsou poměry osálení jednotlivých ploch $S_1, S_2, \dots, S_n$,

$T_1, T_2, \dots, T_n$ termodynamické teploty okolních ploch.

Rovnice pro účinnou teplotu lze psát také ve tvaru:

$$t_u = \frac{1}{\xi_{ru}} (\varphi_1 \xi_1 t_1 + \varphi_2 \xi_2 t_2 + \dots + \varphi_n \xi_n t_n) \quad (4.2)$$

kde $\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_n$ jsou teplotní součinitele pro sdílení tepla sáláním.
pro hodnotu teplotního součinitele

$$\xi_{ru} = \frac{(273 + t_r)^4 - (273 + t_u)^4}{10^8 (t_r - t_u)} \quad (4.3)$$

je nutno předběžně určit odhadem teplotu t_u . V případech, kde se teplota t_u příliš neliší od povrchové teploty plochy S_R je $\xi_{ru} \cong 1$ výpočet se zjednoduší:

$$t_u = \varphi_1 \xi_1 t_1 + \varphi_2 \xi_2 t_2 + \dots + \varphi_n \xi_n t_n \quad (4.4)$$

4.3. Celková teplota t_k

Pro zajištění tepelné pohody člověka je rozhodující tzv. výsledná teplota prostředí. Pro danou vnitřní produkci tepla $\dot{Q}_m$ danou podle Cihelky [2] platí:

$$\frac{\alpha_k}{\alpha_k + \alpha_s} t_v + \frac{\alpha_s}{\alpha_k + \alpha_s} t_u = t_k \quad (4.5)$$

kde

α_k je součinitel přestupu tepla konvekcí

α_s je součinitel přestupu tepla sáláním

Při prakticky klidném vzduchu (při $v < 0,3 \text{ m s}^{-1}$) je $\alpha_k \equiv \alpha_s$ ($4,9 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$), takže rovnice se zjednoduší na tvar :

$$0,5t_v + 0,5t_u = t_k \quad (4.6)$$

Výslednou teplotu t_k lze měřit kulovým teploměrem podle Verona nebo válcovým teploměrem podle Missenarda.

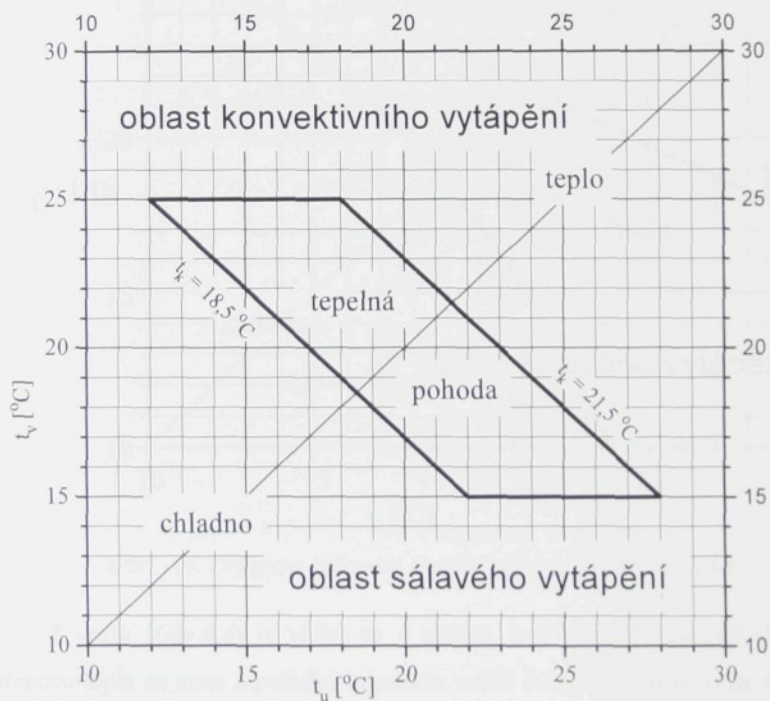


Obr.4.2. Měření celkové teploty.

V případě konvektivního vytápění dochází podle Ralčuka [42] ve stavu tepelné pohody ve většině případů k tepelnému toku od lidí do okolí v následujícím poměru: konvekcí 31%, zářením 43,74%, odpařováním vody 21,71%, jinými způsoby 3,55%.

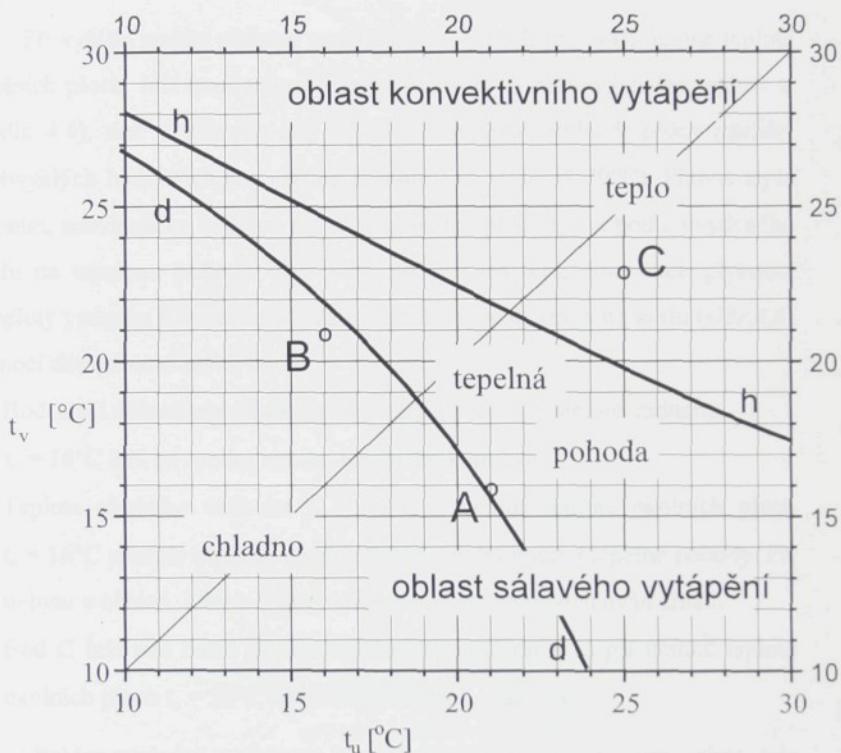
4.4. Určení tepelné pohody

Určení tepelné pohody podle Cihelky [2] je velmi jednoduché a dostačující pro řešení většiny technických problémů. Je možné použít následující diagram. Na vodorovné ose diagramu je nanášena účinná t_u a na svislé ose teplota vzduchu t_v . Uprostřed diagramu je znázorněna oblast, ve které dochází k tepelné pohodě (tepelnému komfortu). Diagram je rozdělen úhlopříčkou na dvě zóny. U spodní zóny převládá při vytápění přenos tepla zářením. U horní zóny dochází během vytápění převážně k přenosu tepla konvekcí. Na uvedené úhlopříčce je možné vynášet celkovou teplotu t_k (4.6).



Obr. 4.3. Diagram určování tepelné pohody podle Cihelky

Pro detailnější rozbor a určení tepelné pohody je vhodnější diagram sestavený Ralčukem [42], který vychází z experimentálně zjištěných statisticky zpracovaných poznatků. Diagram je obdobný, jako (4.3), ale oblast tepelné pohody má jiný tvar.



Obr. 4.4. Diagram určování tepelné pohody podle Ralčuka.

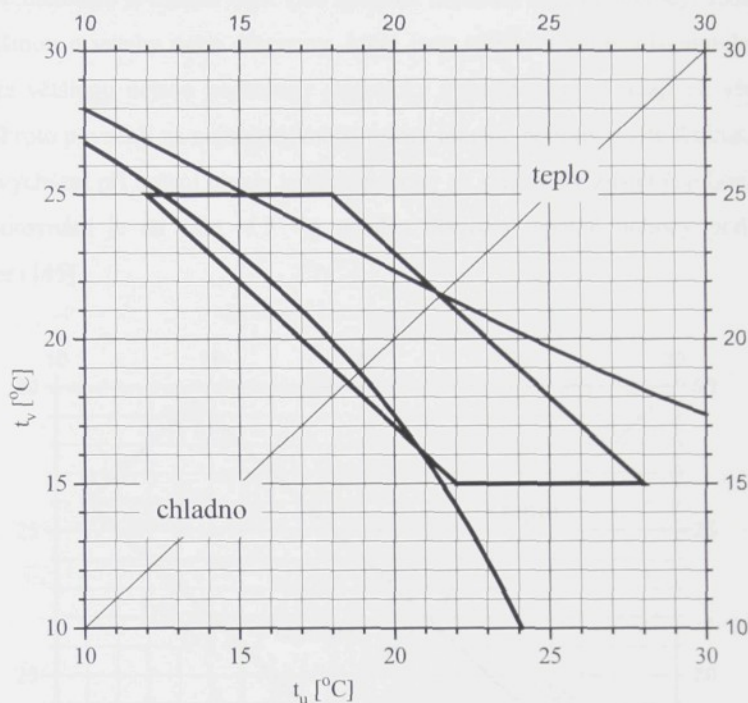
Z grafu (Obr.4.4) je vidět, že v oblasti, kde převládá sálající složka přenosu tepla se zóna tepelného komfortu velmi rozšiřuje. To ukazuje velké přednosti a perspektivu vytápění způsoby, při kterých je pokud možno co

nejvyšší sálavá složka přenosu tepla. Přenos tepla sáláním mezi povrchem lidského těla a okolními plochami místnosti má podstatný vliv na tepelnou pohodu. Z grafu je vidět, že hranice tepelné pohody ohraničená křivkami d a h není určena pouze na výslednou teplotou podle rovnice (4.6). Závislost je složitější. Je vidět vyšší vliv celkové účinné teploty okolních ploch.

Při vyšším podílu přenosu tepla sáláním, nebo-li při vyšší účinné teplotě okolních ploch, leží hranice pro tepelný komfort na nižší výsledné teplotě t_k (podle 4.6), než v případě, kdy se účinná teplota okolních ploch nachází v obvyklých hodnotách pro většinu místností ($t_u = 16$ až 20°C). Přenos tepla sáláním, související s účinnou teplotou okolních ploch t_u má podle uvedeného grafu na tepelnou pohodu větší vliv, než přenos tepla konvekci, plynoucí z teploty vzduchu t_v v místnosti. Tato skutečnost je ukázána na grafu (Obr.4.4) pomocí dvou zobrazených bodů:

- ♦ Bod A při účinné teplotě okolních ploch $t_u = 21^\circ\text{C}$ a teplotě vzduchu $t_v = 16^\circ\text{C}$ leží na spodní hranici tepelného komfortu.
- ♦ Teplota okolního vzduchu $t_v = 21^\circ\text{C}$ a účinná teplota okolních ploch $t_u = 16^\circ\text{C}$ přísluší bodu B, který leží pod spodní hranicí tepelné pohody. Při pobytu v oblasti, kterou charakterizuje bod B, bude pocíťován chlad.
- ♦ Bod C leží nad horní hranicí tepelného komfortu a to při účinné teplotě okolních ploch $t_u = 25^\circ\text{C}$ a teplotě vzduchu $t_v = 22,5^\circ\text{C}$.

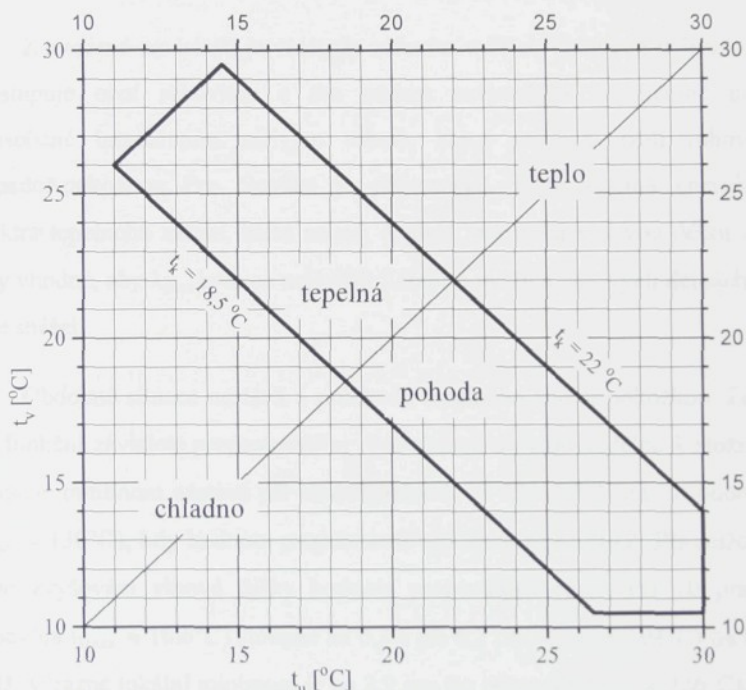
Pokles výsledné teploty na hranici tepelného komfortu pro oblast, kde převládá sálavý způsob vytápění, lze usoudit podle sklonu křivky d , která ohraničuje dolní oblast pro tepelnou pohodu. Velká plocha v dané oblasti umožňuje snadnější dosažení tepelného komfortu a snižuje náročnost regulace topného zařízení.



Obr. 4.4. Porovnání diagramů tepelné pohody.

Na Obr. 4.4 jsou zobrazeny pole tepelné pohody podle Ralčuka i podle Čihelky. Přibližně ve střední části diagramu obě pole tepelné pohody vzájemně překrývají. V oblasti sálavého vytápění je vidět na Ralčukově diagramu velké zvětšení plochy tepelné pohody oproti ploše tepelné pohody na diagramu podle Čihelky.

V literatuře je možné najít více způsobů určování tepelné pohody. Jedná se většinou o vztahy nebo diagramy, které jsou většinou velmi diskutabilní, protože většinou nejsou podloženy statisticky vyhodnocenými údaji od více osob. Proto považuji za neobjektivnější určení tepelné pohody podle Račůka, který vycházel při určení hranic tepelné pohody ze statisticky zjištěných bodů. Pro porovnání je na Obr. 4.5 je uveden diagram tepelné pohody podle Richtera [45].



Obr. 4.5 Diagram tepelné pohody podle Richtera.

4.5. Radiační vlastnosti lidského těla

Na lidské tělo působí jednotlivá spektra tepelných záření různě. Záleží především na vlnových délkách, ze kterých je tvořeno spektrum dopadajícího záření. Lidské tělo se z hlediska záření chová jako těleso se selektivním povrchem.

V příloze na *Obr. LXXV* můžeme sledovat průběh propustnosti τ_λ pokožky a oční rohovky v závislosti na vlnové délce λ .

Z uvedené závislosti je vidět, že záření o vyšších vlnových délkách hůře prostupuje oční rohovkou a tím pádem nevyvolává nepříjemné pocity způsobené intenzivním zářivým tokem, který prochází oční rohovkou, případně pokožkou. Pro člověka je příjemnější, když většina energie ze spektra tepelného záření, která na něj dopadá, má vyšší vlnovou délku λ . Je tedy vhodné, aby $\lambda_{\max}$ byla co nejvyšší. Záření o vyšších vlnových délkách lidé lépe snášejí.

Obdobná situace nastává u průchodu tepelného záření pokožkou. Zde je ale funkční závislost propustnosti τ_λ v závislosti na vlnové délce λ složitější. Výrazné minimum nastává při vlnové délce $\lambda = 7,1$ až $7,3 \mu\text{m}$ (to odpovídá $t_{\lambda,\max} \approx 130^\circ\text{C}$), kdy hodnota propustnosti τ_λ klesne až na 0,12. Při snižování nebo zvyšování vlnové délky hodnota propustnosti roste. Při $10 \mu\text{m}$ (to odpovídá $t_{\lambda,\max} \approx 16,6^\circ\text{C}$) stoupne na 0,3 a při $6,2 \mu\text{m}$ ($t_{\lambda,\max} \approx 194^\circ\text{C}$) na 0,58. Další výrazné lokální minimum je na $2,9 \mu\text{m}$ (to odpovídá $t_{\lambda,\max} \approx 726^\circ\text{C}$), kdy hodnota propustnosti τ_λ klesne na 0,16.

S rostoucími vlnovými délkami klesá reflexní koeficient povrchu lidského těla a roste jeho absorpční koeficient. To způsobí, že při vyšších vlnových délkách záření je méně energie povrchem lidského těla odraženo.

Větší část tepelného záření je pokožkou pohlcena. To přispívá k dosažení tepelné pohody při nižších nákladech vynaložených na energii potřebnou při vytápění.

Z hlediska efektivního využití toku tepelného záření emitovaného činným povrchem tepelného zářiče je důležité, aby absorbní koeficient A pro povrch, na který se má přenášet energii tepelného záření, byl co nejvyšší. Z Obr. LXXV je vidět průběh absorbního koeficientu A_λ pro povrch lidského těla. Lze říci, že od vlnové délky $\lambda = 0,51 \mu\text{m}$ roste absorpce A_λ až do $5 \mu\text{m}$ (odpovídá $t_{\lambda, \text{max}} \approx 306^\circ\text{C}$). Potom se ustálí na $A_\lambda = 0,96$.

Pro vyšší vlnové délky, které mají význam z hlediska vytápění, je povrch lidského těla povrchem s velmi vysokou absorpcí tepelného záření, který se svými vlastnostmi blíží povrchu černého tělesa.

4.6. Vliv oken na tepelnou pohodu

Je zajímavé sledovat vliv skleněných oken na tepelnou pohodu z hlediska jejich sálání. V místnosti, kde je pokojová teplota, t.j. okolo 20°C bude maximum vyzařované energie při vlnových délkách vyšších než $6 \mu\text{m}$.

Z tabulky pro monochromatickou propustnost záření nebo z uvedených grafů (Obr. LXXIII) je vidět, že pro vlnové délky od $\lambda = 2 \mu\text{m}$ prudce klesá monochromatická propustnost skleněných tabulí. Monochromatická propustnost skla tloušťky 2 mm pro vlnovou délku $6 \mu\text{m}$ je pouze $0,02$. Výsledným efektem je, že spektrum záření s malou vlnovou délkou (např. ve světelném spektru) projde uvedenou selektivní vrstvou bez podstatných ztrát a je většinou pohlceno tělesy za selektivní vrstvou. Tato tělesa vzhledem ke své

teplotě emitují tepelné záření o vyšší vlnové délce, které selektivní vrstva už zpět nepropustí. To znamená, že z dopadající energie ve formě monochromatického záření o uvedené vlnové délce, které obsahuje emitované spektrum tepelného záření těles v obytné místnosti, projde sklem 2 mm silným pouze 2% energie. Jedná se tedy o hodnotu, která v energetické bilanci není podstatná. Tepelné ztráty konvekcí podstatně přesáhnou ztráty způsobené radiací.

Výše popsaný jev je podstatou skleníkového efektu. Dochází k němu nejen při průchodu slunečního záření sklem (okna, skleníky). Může nastat při průchodu paprsků jinou vhodnou selektivní vrstvou, např. atmosférou Země.

Z předešlého odstavce ovšem nevyplývá, že skleněná okna, která jsou v místnosti, neovlivní podstatněji tepelnou pohodu v místnosti. Vzhledem k nižším izolačním schopnostem bude mít povrch okna nižší teplotu, než okolní zdi. Pro vysoké vlnové délky λ bude pohltivost A velmi vysoká. Tím pádem ovlivní i účinnou teplotu okolních ploch t_u (kapitola 4.2). Proto je nutné při výpočtu zahrnout okna nejen do konvektivního přenosu tepla, ale také i do účinné teploty okolních ploch t_u . Pro vyšší vlnové délky značně vzrůstá monochromatická pohltivost skla ϵ_λ , která velmi ovlivní tepelný tok zářením mezi teplejšími předměty v místnosti a studenějším povrchem okna. Předměty v místnosti o pokojové teplotě budou vyzařovat maximum záření o vlnových délkách 5 – 12 μm . Tepelné záření o uvedených vlnových délkách bude skly v oknech snadno pohlceno. Z toho důvodu se vzhledem k nižší teplotě okenních skel sníží účinná teplota okolních ploch a ovlivní se tepelná pohoda v místnosti.

5. Možnosti zvyšování sálavé složky přenosu tepla

5.1. Zvýšení tepelného toku zářením

Z předchozích kapitol vyplývá, že z důvodu úspory tepla je velmi výhodné dosáhnout co nejvyššího přestupu tepla sáláním. Proto je třeba při vytápění hledat všechny dostupné cesty, které povedou ke zvýšení sálavé složky přenosu tepla.

Ze vztahu pro přenos tepla zářením (1.5) vyplývá, že zvýšení toku tepla sáláním je možné dosáhnout následujícími způsoby:

1. Zvýšením teploty topných těles T_1 .
2. Zlepšením radiačních vlastností těles ϵ_{12} .
3. Zvětšením plochy topných těles S_1 .
4. Zvýšením součinitele vzájemného oslání.

Body 3. a 4. lze shrnout do jednoho pojmu: „vliv geometrie těles“.

5.2. Vliv teploty na velikost vyzařovaného toku

Teplota topného tělesa má na množství vyzařené energie poměrně velký vliv. Sálavé topné systémy se vyznačují vysokou teplotou (topného) sálavého povrchu – až několik set stupňů Celsia. Velikost vyzařovaného tepelného toku roste s teplotou - roste se čtvrtou mocninou absolutní teploty. Současně však roste i konvektivní složka přenosu tepla.

S vysokou teplotou topných těles se objevují i některé nevýhody. Především s rostoucí teplotou klesá teplotní účinnost (3.9) a tím i celková exergetická účinnost přenosu tepla sáláním (3.11). Při použití světlých zářičů, v některých případech i tmavých zářičů (Obr.7.5), je třeba z důvodu vysoké teploty je dbát bezpečnostních opatření. Z hlediska radiačních vlastností lidského těla (kapitola 4.5), z hlediska využití exergie (kapitola 3) není příliš vhodné použití topných těles s velmi vysokou teplotou povrchu. V poslední době je tedy z hygienických i ekonomických důvodů trend u sálavých topných systémů snižování teploty povrchu.

5.3. Vliv radiačních vlastností topných ploch

Poměrně efektivní a nepříliš nákladnou cestou ke zvyšování radiačního tepelného výkonu je účelné využívání radiačních vlastností materiálů. V případě vlastní topné plochy se jedná o zvyšování emisivity.

Většina materiálů používaných k výrobě topných těles se vyznačuje selektivními vlastnostmi. Tato topná tělesa se od náhradního šedého (případně od černého tělesa) různě liší průběhem monochromatické plošné hustoty tepelného toku E_λ v závislosti na vlnové délce λ . Selektivnost různých materiálů lze účelně využít.

U topných těles* bude maximum vyzařované energie v podobě elektromagnetického vlnění $\lambda_{\max}$ (podle Wienova (Z.9) a Planckova (Z.3) zákona) o délce 6 až 10 μm . Z hlediska množství vyzařené energie je důležité, aby byla velká emisivita ε_λ materiálu právě pro tu oblast vlnových délek, která odpovídá oblasti kolem hodnoty $\lambda_{\max}$ černého tělesa o stejné teplotě jako emitující plocha S_1 (oblast můžeme ohraničit vlnovými délkami (λ_1 a λ_2)). Potom vlastní topné těleso bude vyzařovat maximální plošnou hustotu tepelného toku pro oblast mezi vlnovými délkami λ_1 a λ_2 :

$$E = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_{0\lambda} \varepsilon_\lambda d\lambda \quad (5.1)$$

kde E je E je plošná hustota emitovaného záření pro interval
vlnové délky $\lambda \in \langle \lambda_1 ; \lambda_2 \rangle$

* Platí pro topná tělesa s nižší teplotou povrchu vhodná do obytných místností. Neplatí pro sálavá topná tělesa s vysokou teplotou, např. světlé zářiče.

Velikost tepelného toku přenosu tepla sáláním je dána nejen materiálovými vlastnostmi emitujícího (topného) povrchu, ale i vzájemnou vazbou mezi spektrem přenášeného radiačního toku a spektrální pohltivostí A_λ absorbujícího povrchu.

Tělesa, která mají být ohřívána, jsou skutečná reálná tělesa, tudíž ve většině případů selektivní, jejichž pohltivost A_λ bude pro různé vlnové délky rozdílná. Je důležité, aby byla vysoká především pro ty vlnové délky, kterým budou odpovídat maxima vyzařené energie. Pokud bude v těchto vlnových délkách λ_{Max} i maximální pohltivost (emisivita) povrchu tělesa, na který má tepelné záření dopadat, pak bude i přenos tepla zářením podstatně efektivnější. Vlnovou délku vyzařovaného tepelného záření lze měnit teplotou emitujícího povrchu, nebo vhodným výběrem selektivního povrchu. Sladění maximální pohltivosti A_λ s vlnovými délkami, při kterých je vyzařováno největší množství energie se využívá např. v textilním průmyslu při sušení textilií. V oblasti vytápění je toto sladění značně problematické a v současnosti se tento jev nebere v úvahu.

Vliv radiačních vlastností povrchů za různých podmínek je možné určit na měřicím přístroji Hélios a vyhodnotit za pomoci programu Persé.

5.4. Vliv geometrie tělesa na velikost vyzařovaného toku

Celková vyzářená energie závisí na tvarech těles, mezi kterými dochází ke sdílení tepla sáláním. Celkový tepelný tok předávaný zářením se určí ze vztahu (1.5). Geometrické vlastnosti obou těles určuje člen:

$$S_1 \varphi_{12} = \frac{1}{\pi} \iint_{S_1 S_2} \frac{\cos \omega_1 \cos \omega_2}{r^2} dS_1 dS_2 . \quad (5.2)$$

Přesný výpočet v případě tvarově složitých povrchů je poměrně složitý. Určení poměru vzájemného osálení od topných ploch φ_{12} je popsáno v kapitole (1.2.2). Pokud se jedná o plochy, které nejsou geometricky příliš složité, je možné pro výpočet použít uvedených vztahů (1.6 až 1.11).

Mnohdy nejvhodnějším a často jediným účinným opatřením, jak dosáhnout zvýšení tepelného toku záření, je zvýšení součinitele $S_1 \varphi_{12}$ (5.2). Toho lze dosáhnout zvětšením topné plochy S_1 , nebo vhodným navržením a rozložením topných těles.

Zvětšování rozměrů topných těles je omezeno především z hlediska pořizovacích nákladů. Je nutné uvažovat i s estetickými požadavky.

6. Měření tepelného záření

6.1. Problematika měření infračerveného spektra

Určení spektra infračerveného (IR) záření není v podstatě příliš složitý problém, jestliže se jedná o tok infračerveného záření o dostatečně intenzitě.

Na existenci infračerveného záření se přišlo v roce 1800, když Friedrich Wilhelm Herchel při rozkladu viditelného světla hranolem naměřil nejvyšší teplota na stínítku až za červenou barvou. To znamená v oblasti, kam nedopadá žádné viditelné záření.

Rozklad záření na monochromatické složky je podstatou naprosté většiny měřících metod spektrometrie. Jedná se o tzv. disperzní metody určování spektra. Pro rozklad záření v infračerveném spektru je vhodné použít hranol z NaCl. Fotodiodou nebo fototranzistorem se měří intenzita záření v pásmech odpovídajícím různým vlnovým délkám. Z naměřených hodnot lze zobrazit spektrum daného záření. Určení spektra tímto způsobem je možné pouze v případě, je-li zářivý tok dostatečně silný.

Pro zjišťování spektra tepelného záření, pocházející od topných těles majících teplotu pouze několik desítek stupňů Celsia, to je o nízké intenzitě záření, nepřichází tento způsob měření v úvahu. Pro získání objektivních výsledků je nutné používat velmi citlivých a drahých zařízení. Největším problémem pro přesné měření bývá nesnadnost dosažení dostatečně nízké teploty detektoru.

Jinou možností k určení spektra infračerveného záření je fourierovská spektroskopie. Paprsek měřeného infračerveného záření se rozdělí na dvě části, které potom spolu s rozdílným časovým zpožděním interferují. (Jedna část paprsku elektromagnetického vlnění musí urazit na interferenční místo delší dráhu, než druhá část paprsku. Proto dojde k časovému posunu jednoho paprsku vůči druhému.) Ze vzniklého interferenčního obrazce získáme zpětnou Fourierovou transformací vyzařovaná spektra infračerveného záření. Jedná se o poměrně novou metodu určování spektra záření. Výhodou je, že není třeba rozkládat měřené záření na monochromatické složky. Z toho důvodu je možné změřit spektra infračerveného záření o menší intenzitě, než za použití disperzních metod.

6.2. Pracovní teplota čidel infračerveného záření

Důležitým parametrem pro provoz čidel je jejich pracovní teplota. Ta je téměř vždy nižší, než teplota prostředí, ve kterém pracují přístroje. Proto je nutné čidla chladit, často na velmi nízké teploty. To značně komplikuje měření po stránce technologických a materiálových nároků.

Pro měření spektra infračerveného záření od povrchu topných ploch je zapotřebí velmi citlivých snímačů z důvodu relativně nízké teploty povrchu a tím i poměrně nízké hodnoty vyzařovaného tepelného toku. Potom je mezi zářícím povrchem a čidlem malý teplotní spád a dochází mezi nimi k malému toku tepelného záření. Proto je nutné ve většině případů čidla chladit na velmi nízké teploty.

Používají se následující způsoby chlazení:

- Termoelektrické chlazení pomocí Peltiérových článků: Je relativně jednoduchý systém, technologicky a materiálově poměrně dostupný. Při kaskádovém uspořádání článků je možnost dosáhnout maximálního ochlazení na 150 K. Tato teplota čidla jsou vhodná, vzhledem ke své malé citlivosti, pro zjištění spektra tepelného záření o velmi vysoké intenzitě. Pro určení spektra tepelného záření topných těles s nižší teplotou povrchu (např. u radiátorů vytápěných vodou, případně parou) jsou nedostačující.
- Odpařování zkapalněného plynu: K ochlazení čidla se využívá výparného tepla zkapalněného plynu. Pro nejvíce používaný plyn, dusík, činí vypařovací teplota 80 K. Pro přesnější měření monochromatických intenzit radiačního toku pro určení spektra elektromagnetického vlnění tepelného záření povrchu o teplotě pouze několik desítek stupňů Celsia je nedostačující. Je možnost použít jiného pracovního plynu, např. helia.
- Škracení plynu při stejné počáteční a konečné entalpii: Využívá Jouleova-Thomsonova jevu, změny teploty reálného plynu při expanzi škracením.
- Izoentropická expanze plynu: Snížení teploty se dosahuje expanzí plynu, který koná vnější práci. Zařízení pracující na tomto principu jsou charakteristické vysokou termodynamickou účinností a možností dosahovat velmi nízkých teplot. Používá se jako nejvyšší stupeň mikrochladičů. Je ale velmi náročný, jak po materiálové, tak i po technologické stránce.

Tepelné záření, které pochází od topných ploch má většinou velmi malou intenzitu. Především z technologických důvodů, limitovaných zejména teplotou detektoru IR, nebylo možné v našich podmínkách dosáhnout uvedených parametrů, které jsou nutné pro měření intenzity záření E_λ v závislosti na vlnové délce λ , charakterizující spektrum tohoto tepelného záření.

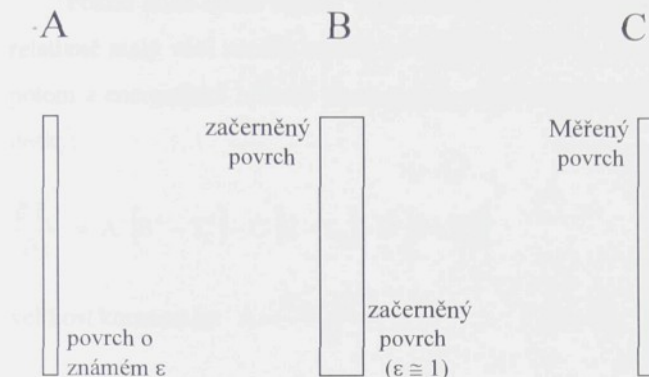
6.3. Měření emisivity

Na předchozích stránkách je popsána složitost měření monochromatické plošné hustoty tepelného toku v závislosti na vlnové délce. Rozložení energie dopadajícího tepelného záření a hodnot spektrální emisivity v závislosti na vlnové délce nám poskytne všechny podstatné informace o povaze tepelného záření a radiačních vlastnostech materiálů. Jednalo by se ale o velmi složité měření. Pro účely vytápění, kde nás zajímá především celková hodnota přenesené energie za různých stavů, které mohou při vytápění nastat, nám budou dostačovat hodnoty celkové emisivity odpovídající určitým spektrům tepelného záření vysílaných za různých teplot emitujícího povrchu.

Pro měření emisivity vzorků použijeme přístroj Hélios:

Jedná se o totéž zařízení, které je znázorněno v příloze na (Obr. Z.1), ale jeho použití je odlišné. V tomto případě ho použijeme k porovnávacím měření celkové emisivity. Můžeme měnit topný výkon střední desky A a tím i její teplotu. V závislosti na teplotě emitujícího povrchu desky A se bude měnit spektrum vyzařovaného tepelného toku (Z.3, Z.8).

Protože spektrální monochromatická emisivita ϵ_λ je funkcí vlnové délky λ , musí se celková hodnota emisivity ϵ_C^T vzorku C zjištěná přístrojem Hélios a vyhodnocovacím programem Persé měnit podle spektra dopadajícího záření emitovaného prostřední deskou B.



Obr. 6.1. Měření emisivity ε_C^T .



Obr. 6.2. Přístroj na měření emisivity ε_2^T .

Prostřední deska je zahřívána průchodem elektrického proudu na určitou teplotu T_A (většinou teplotu topného tělesa).

Pokud bude rozdíl teploty vzduchu T_v a účinné teploty okolních stěn T_u relativně malý vůči rozdílu teploty povrchu desky B T_B a teploty vzduchu T_v , potom z energetické bilance plyne vztah, podle kterého bude probíhat ohřev desky:

$$\frac{\partial T_C}{\partial \tau} = A [B^4 - T_C^4] - C [E - T_C] - D [F - T_C] \quad (6.1)$$

velikost konstant je: $A = \frac{C_{BC} \cdot 10^{-8}}{M}$,

$$B = T_B$$

$$C = \frac{\alpha_K \cdot S}{M} ,$$

$$E = T_v \text{ (mezi C B)}$$

$$D = \frac{\alpha_C \cdot S}{M} ,$$

$$F = T_v = T_u$$

$$\alpha_C = \alpha_K + (2 - \varphi_{BC}) \cdot \alpha_S$$

$$M = \frac{m}{S} \cdot c_{mC} = \rho_C \cdot s \cdot c_{mC} \quad (6.2)$$

kde

C_{BC} je součinitel vzájemného záření mezi plochami B a C

c_{mC} měrná tepelná kapacita desky C

α_C celkový součinitel přestupu tepla

α_K součinitel přestupu tepla konvekce

S čelní plocha desky (desek A,B,C)

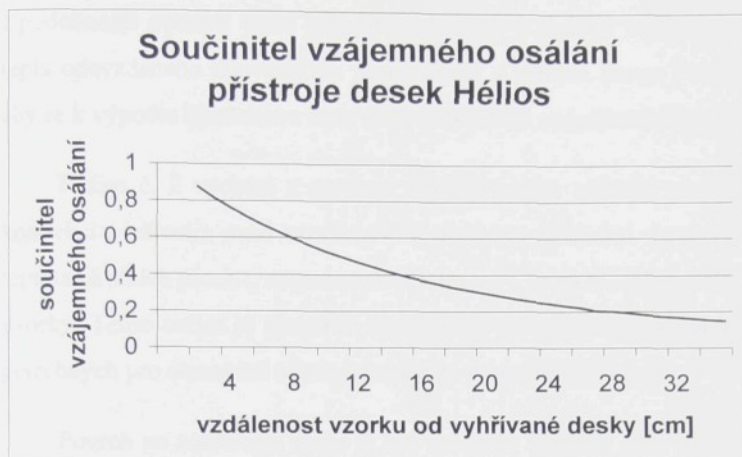
s tloušťka desky C

ρ_C hustota desky C

T_v teplota vzduchu

T_u účinná teplota okolních stěn

Pro tepelnou bilanci desek A a B platí obdobný vztah.



Obr. 6.3. Součinitel vzájemného oslání φ_{BA} desek přístroje Hélios.

6.3.1. Posouzení spektrálních vlastností hliníkového povrchu

Uvedené zařízení můžeme s úspěchem používat na měření celkové hodnoty emisivity ε pro různá spektra tepelných záření těles.

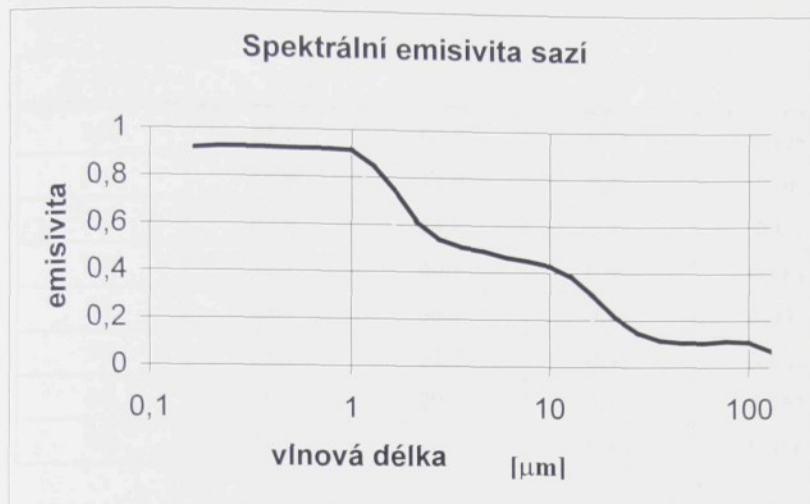
Naměřené teploty zadáme do programu Persé, který byl napsán pro potřeby této práce. Program může pracovat ve dvou režimech:

Režim č. 1 je vhodný pro vyhodnocování měření, pokud teplota na povrchu o známé emisivitě se příliš neliší od teploty na měřeném vzorku. Potom musí mít blízkou hodnotu nejen emisivity známého a měřeného vzorku, ale i součinitel přestupu tepla na obou vzorcích. Tento režim výpočtu vychází

z podobnosti poměrů tepla přijatého vzorkem v podobě tepelného záření a tepla odevzdaného konvekcí na porovnávací a měřené desce. Podmínkou je, aby se k výpočtu Nusseltova čísla (Nu) dala použít stejná kritériální rovnice.

Režim č. 2 vychází z rovnosti tepla přijatého zářením a odevzdaného konvekcí a zářením mezi vzorkem C a okolními plochami. Je určena účinná teplota okolních ploch t_u na porovnávací desce A, která musí být stejná pro oba vzorky. Tento režim je poměrně náročný na určení všech vstupních hodnot potřebných pro stanovení tepelných toků na porovnávací desce.

Povrch na zahřívání desce B byl začerněn sazemi. Pro většinu měření byl povrch o známé emisivitě ϵ_1 rovněž začerněn sazemi. Je to především z důvodu, že pro saze je poměrně přesně známa závislost emisivity na vlnové délce dopadajícího záření. Poměrně značnou nevýhodou je, že emisivita velmi klesá s rostoucí vlnovou délkou dopadajícího záření. Pro měření, které budou probíhat ve větším rozsahu teplot, je třeba s touto skutečností počítat. Další velkou nevýhodou použití sazí k začernění uvedených ploch je, že pro vlnovou délku záření okolo 10 μm klesne pohltivost uvedeného povrchu až na 0,4. Použití povrchů některých chemicky zoxidovaných kovů by bylo pro uvedené měření výhodnější. V příloze na Obr. LXXIV je zobrazena spektrální emisivita ϵ_λ NiO [57].



Obr. 6.4. Spektrální emisivita ϵ_λ sazí použitých na přístroji Hélios.

Ze znázorněné spektrální emisivity pro hliník s leštěným povrchem (Obr.LXXI) se ukazuje zajímavá oblast mezi 4,5 a 6 μm . Na tomto úseku vlnových délek dochází k poklesu spektrální emisivity ϵ_λ a tím ke zlepšení jeho reflexních vlastností. Podle Wienova zákona je nejvíce energie o uvedených vlnových délkách vyzařováno při teplotě kolem 300°C. Měření potvrdilo, že na leštěném hliníkovém povrchu při teplotě zářící desky 300°C dochází k poklesu emisivity ϵ_c^T [tab.6.1].

t_B [°C]	t_A [°C]	t_C [°C]	ϵ_A^T	ϵ_C^T
360	85,1	60,8	0,48	0,108
300	88,9	54,9	0,48	0,06
230	69,9	54,2	0,47	0,08
130	52,1	40,7	0,45	0,081
80	45,3	36,1	0,44	0,047
70	38,1	32,5	0,43	0,042
60	35,4	29,7	0,42	0,051
40	29,5	26,4	0,42	0,056

*tab.6.1. Určení emisivity leštěného hliníku ϵ_C^T .
Naměřeno na přístroji Hélios a vyhodnoceno programem Persé.*

- t_A teplota porovnávacího povrchu desky A
- t_B teplota emitujícího povrchu prostřední desky B
- t_C teplota měřeného povrchu desky C
- ϵ_A^T emisivita povrchu porovnávací desky A (začerněno
sazemi)
- ϵ_C^T emisivita povrchu měřené desky C (leštěný hliník)

Většině hliníkových povrchů odpovídá funkce spektrální emisivity ϵ_λ v závislosti na vlnové délce λ , která je znázorněna křivkou popisující hliník s komerční povrchovou úpravou (Obr.LXXI). Mezi vlnovými délkami 7,2 a 6 μm dojde k výraznější změně ϵ_λ , a to z 0,12 na 0,18. Teploty, kterým odpovídá λ_{max} 7,2 a 6 μm , jsou 130 a 210 °C. Jedná se sice o poměrně malé zvýšení hodnot spektrální emisivity ϵ_λ , ale na přístroji Hélios je možné ji zachytit.

V tabulce 6.2 můžeme posoudit hodnoty ε_C^T získané z měření na přístroji Hélios a z vyhodnocení programem Persé.

t_B [°C]	t_A [°C]	t_C [°C]	ε_A^T	ε_C^T
360	54,9	85,1	0,108	0,205
300	60,8	76,4	0,06	0,204
230	54,2	72,9	0,08	0,170
130	40,7	52,1	0,081	0,122
60	29,7	35,4	0,051	0,128
40	26,4	29,5	0,056	0,114

*tab.6.2. Určení emisivity hliníku ε_C^T s komerční úpravou povrchu .
Naměřeno na přístroji Hélios a vyhodnoceno programem Persé.*

Měření na přístroji Hélios probíhá za podobných podmínek, jako přenos tepla sáláním na skutečných topných tělesech. Z toho důvodu lze považovat hodnoty získaných emisivit ε_C^T za vhodné pro charakterizování radiačních vlastností materiálů. Pro praktické použití v oblasti vytápění je vhodnější znalost ε_C^T , než závislost monochromatické emisivity ε_λ na vlnové délce. Hodnota ε_C^T popisuje celkovou emisivitu daného materiálu pro určité spektrum záření, které je závislé na teplotě a druhu vyzařovaného povrchu.

V tabulce (6.3) můžeme sledovat vliv úpravy povrchu na zlepšení jeho absorpce (emisivity ε_1^T , ε_2^T).

t_B	360	300	230	130	60	40
ε_1^T	0,108	0,06	0,08	0,081	0,051	0,056
ε_2^T	0,205	0,204	0,170	0,122	0,0128	0,114
X	1,9	3,4	2,12	1,5	2,51	2,03

tab.6.3. Porovnání emisivit hliníku ε_C^T naměřených přístrojem Hélios.

X je poměr emisivity ε_1^T a emisivity ε_2^T

Z tabulky 6.3 a obr LXXI je vidět, že efektivnost leštění hliníku pro odrazení tepelného záření topných těles se snižuje okolo teploty 150°C. Leštěním povrchu se sice dosáhne lepšího výsledku, ale dosažený efekt nevyváží náklady vynaložené na úpravu povrchu. Daleko vyšší vliv na efektivnost odrážející plochy (např. při použití za topnými radiátory [29]) má čistota odrážející plochy, než kvalita úpravy povrchu. Při zaprášení nebo znečištění hliníkové plochy se výrazně snižují její reflexní vlastnosti.

Pro infračervené záření o vlnové délce 5 μm , což odpovídá teplotě emitujícího povrchu 300°C, má na absorbní vlastnosti materiálu kvalita úpravy povrchu větší vliv. Naopak, pro infračervené záření vyzařované povrchem o teplotě 130°C, kde je odpovídající λ_{max} o vlnových délkách 7,19 μm , není vliv kvality úpravy povrchu tak rozhodující.

Vliv leštění povrchu hliníku v závislosti na teplotě lze vyčíst z tabulky [6.3], kde hodnota X je poměr naměřených emisivit ε_T povrchu hliníku s komerční úpravou a povrchu leštěného hliníku.

Pokud je tepelný zářič provozován při teplotě kolem 300°C, tak je vliv kvality úpravy povrchu na odrazivost hliníkového povrchu více patrný. Tato teplota odpovídá spodní oblasti provozu tmavých zářičů. Při zvýšení nebo snížení teploty emitujícího povrchu zářiče se efektivnost leštění hliníkového povrchu snižuje. [tab. 6.3].

7. Topné systémy

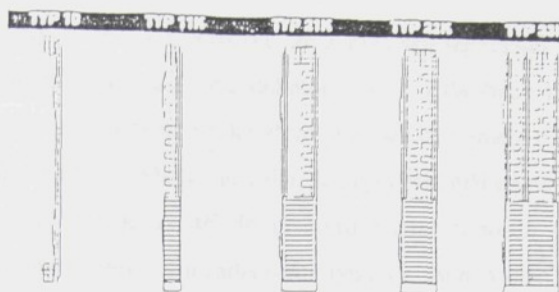
V této kapitole nejsou samozřejmě popsány všechny topné systémy a jejich vlastnosti. Proto bylo vybráno pouze několik typických příkladů vytápění a budou posouzeny pouze z hlediska sálavé složky přenosu tepla.

7.1. Klasické konvektivní radiátory

Topení konvektivními radiátory patří mezi nepoužívanější způsob vytápění obytných místností. Většina topného výkonu není předávána příliš efektivním způsobem. Téměř vždy převažuje přenos tepla konvekcí. Při návrhu konvektivního vytápění se obvykle uvažuje pouze přenos tepla konvekcí. S přenosem tepla tepelným zářením je počítáno pouze ve výjimečných případech.

Na následujících příkladech můžeme posoudit, jaký podíl tepla z celkového výkonu se přenáší zářením z čelní strany topného tělesa. Je uvažován celkový zářivý tok pouze z přední strany radiátoru do okolí.

Předpokládejme, že teploty okolních ploch, na které dopadá tepelné záření od radiátorů, je 22°C . Tato teplota odpovídá přibližně teplotě povrchu oděvu průměrně oblečeného jedince. Kvůli možnosti porovnání výsledných hodnot předpokládejme rozměry všech topných těles stejné: výška 0,9 m a délka 1 m.



$\dot{Q}$ [W]	780	1860	2500	3100	3300
$\dot{Q}_{\text{Rad}}$ [W]	155	155	155	155	155
% $\dot{Q}_{\text{Rad}}$	19.87 %	8.77 %	6.53 %	5.26 %	4.94 %
$\dot{Q}_2$ [W]	410	915	1210	1490	1580
$\dot{Q}_{2\text{Rad}}$ [W]	74	74	74	74	74
% $\dot{Q}_{2\text{Rad}}$	18.04 %	8.09 %	6.12 %	4.97 %	4.68 %

Obr. 7.1. Radiátory a jejich radiační výkon.

$\dot{Q}_1$ tepelný výkon radiátoru při teplotě vody na vstupu 90°C
a teplotě vody na výstupu 70°C

$\dot{Q}_{1\text{Rad}}$ tepelný výkon z $\dot{Q}_1$ předaný sáláním

% $\dot{Q}_{\text{Rad}}$ podíl tepelného výkonu předaného sáláním $\dot{Q}_{1\text{Rad}}$
z celkového tepelného výkonu $\dot{Q}_1$

$\dot{Q}_2$ tepelný výkon radiátoru při teplotě vody na vstupu 60°C
a teplotě vody na výstupu 50°C

$\dot{Q}_{2\text{Rad}}$ tepelný výkon z $\dot{Q}_2$ předaný sáláním

% $\dot{Q}_{\text{Rad}}$ podíl tepelného výkonu předaného sáláním $\dot{Q}_{2\text{Rad}}$
z celkového tepelného výkonu $\dot{Q}_2$

Z předešlé tabulky a Obr. 7.1. vyplývá, že z hlediska tepelného záření jsou optimálními topnými tělesy deskové radiátory. Je to způsobeno tím, že poměr ploch sálajících teplo do místnosti ke všem plochám na topném tělese je z uvedených případů největší. Z tabulky je vidět, že nejvýkonnější topné těleso z uvedených případů TYP 33K vyzáří do prostoru místnosti pouze 4,9 % z celkového výkonu, oproti deskovým radiátorům typu 10, které vyzáří téměř 20 % z celkového výkonu.

V současnosti je u nás stále nejvíce obytných místností vytápěno článkovými topnými tělesy.

Tepelný výkon daného topného tělesa se stejnými rozměry a shodnými ostatními parametry jako na Obr. 7.1. podle Cihelky je [2] je $\dot{Q} = 2660 \text{ W}$

V následujícím příkladu uvažujeme přenos tepla sáláním mezi článkovým topným tělesem a stěnou za radiátorem.

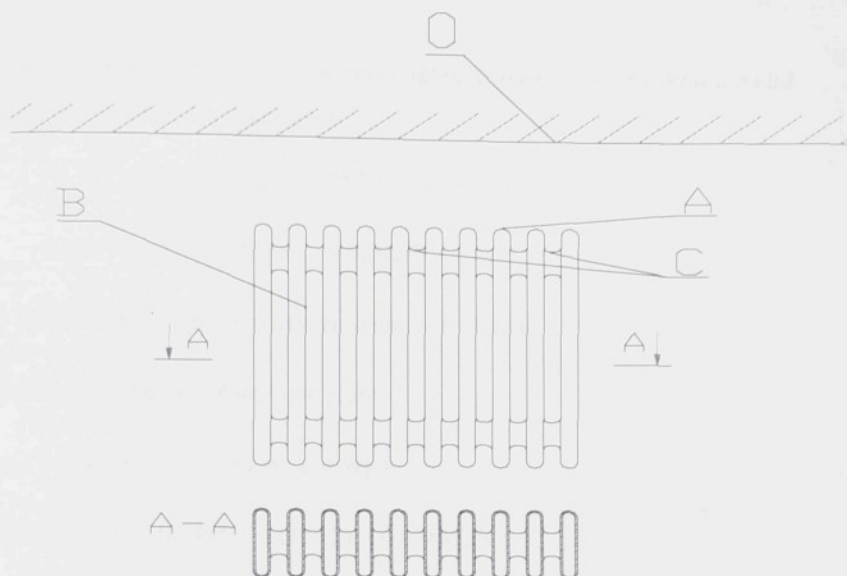
Výpočet úhlového součinitele rozdělíme na tři části. Povrch topného tělesa rozdělíme na tři části, plochy A,B,C dle obr. 7.2. Plocha A je čelní vypouklá část radiátoru, plocha B je tvořena vnitřními částmi žebér radiátoru a plocha C je tvořena spoji mezi žebry.

Nejprve jej vypočteme mezi plochami B a zadní stěnou, kterou označíme „0“: Pro výpočet použijeme vztahu (1.10). Plochu B na radiátoru je třeba před výpočtem z důvodu zjednodušení diskretizovat.

Plocha B je v modelu rozdělena na čtyři díly a každý je řešený zvlášť podle 1.10. Potom součin $S_B \varphi_{B0}$ jest součet určitých integrálů. Vychází:

$$S_B \varphi_{B,0} = 9,4365 \cdot 10^{-3} + 6,4512 \cdot 10^{-3} + 4,2168 \cdot 10^{-3} + 3,3048 \cdot 10^{-3}$$

$$S_B \varphi_{B,0} = 0,023426$$



Obr. 7.2. Vertikální schematický řez článkovým radiátorem.

Protože stěna B není ve skutečnosti rovinná, ale jsou v ní menší, většinou vyduuté, technologické dutinky, bude u skutečného tělesa součinitel $S_B \varphi_{B,0}$ o něco větší.

Plocha A je velmi mírně vypouklá. Součinitele vzájemného osálení $S_A \varphi_{A,0}$ by bylo možné s určitým zjednodušením počítat podle vztahu (1.11).

Protože se nejedná o plochy, které jsou rovnoběžné (záření se šíří od vypouklé plošky radiátoru A na rovnou plochu za radiátorem 0), můžeme s určitým zjednodušením tvrdit, že veškeré vyzářené teplo plochou radiátoru S_1 dopadne na plochu za radiátorem S_2 .

Potom musí platit pro sdílení tepla zářením mezi touto ploškou a zadní stěnou:

$$\varphi_{A,0} = 1$$

$$S_A = 0,025 \cdot 0,9 = 0,0315 \text{ m}^2$$

$$S_A \varphi_{A,0} = 0,0225$$

Celý radiátor délky 1m se skládá ze sedmnácti článků.

Pro jeden celý článek potom bude platit:

$$S_1 \varphi_{1,0} = (S_B \varphi_{B,0} + 2 \cdot S_A \varphi_{A,0} + A) =$$

$$= (0,0023426 + 2 \cdot 0,0225 + 0,00512) = 0,0744728$$

kde $A = 0,00512$ je vliv spojů jednotlivých článků

Potom pro celý radiátor, který se skládá ze 17 článků platí

$$S_1 \varphi_{1,0} = 1,266$$

$$\varphi_{1,0} = 1,4$$

Jestliže tepelný tok zářením mezi deskovým topným tělesem a stěnou je 155 W, potom za stejných podmínek je tepelný tok zářením mezi zjednodušeným článkovým radiátorem stejném rozměru a stěnou je 218 W. To je přibližně 8 % z celkového topného výkonu.

Při porovnání velikosti tepelných toků sáláním deskového topného tělesa $\dot{Q}_{1\text{Rad}}$ s článkovým $\dot{Q}_{2\text{Rad}}$, v případě sálání mezi tělesem v místnosti představující lidskou postavu za stejných podmínek a rozměrů topných těles, je na tom

většinou lépe článkový radiátor. V závislosti na poloze lidské postavy vzhledem k topným tělesům většinou platí: $\dot{Q}_{2\text{Rad}} = 0,9 \text{ až } 1,45 \cdot \dot{Q}_{1\text{Rad}}$

Je samozřejmé, že % $\dot{Q}_{\text{Rad}}$ (podíl tepelného výkonu předaného sáláním $\dot{Q}_{\text{Rad}}$ z celkového tepelného výkonu $\dot{Q}$) bude v případě deskového topného tělesa téměř vždy přibližně dvakrát až třikrát vyšší, než u článkového. (Z důvodu menšího přenosu tepla konvekcí u deskového topného tělesa.)

Při výpočtu nebyl kladen důraz na radiační vlastnosti materiálů. Při použití článkového topného tělesa z litiny se podíl tepla přeneseného zářením zvýší.

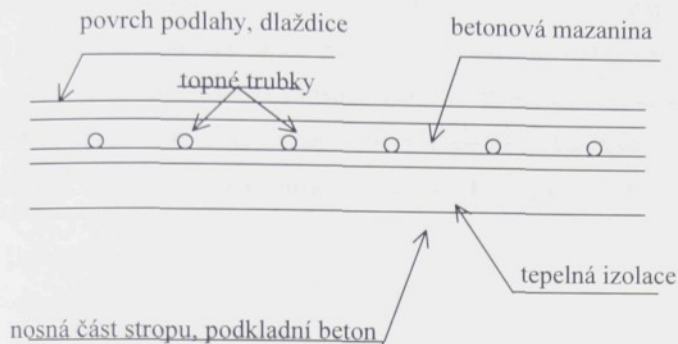
Z obrázku 7.1. je zřejmé, že topná soustava s deskovými radiátory se bude vyznačovat lepším využitím exergie. Její účinnost bude vyšší. Při návrhu je nutné brát zřetel na ostatní požadavky, např. prostorové nároky. Výsledným řešením má být kompromis, především mezi výší pořizovacích nákladů s estetickými požadavky a účinností topného systému.

7.2. Podlahové vytápění

Podlahové vytápění bylo používáno již ve starém Římě pod názvem „Holocaust“. Horké zplodiny odcházející z ohniště procházely kanály pod podlahou a předávaly své teplo většinou kamenné podlaze. Jednalo se tedy o teplovzdušné podlahové vytápění. Dnes se jako média pro přenos tepla většinou používá vody.

Z hlediska optimálního využití energie je podlahové vytápění velmi výhodné. Protože maximální teplota povrchu u podlahového vytápění nesmí z hygienických důvodů přesáhnout 29°C , musí se podlahové vytápění konstruovat jako velkoplošné, což znamená, že topné trubky jsou položeny pod podstatnou částí podlahy. Teplota topné vody bývá obvykle kolem 40°C . To vede k možnosti používat k vytápění nízkopotencionální zdroje tepla* (např. odpadní tepla, alternativní zdroje energie). Jedná se tedy většinou o energetické zdroje s nízkou hodnotou exergie (3.1) a exergetická účinnost (3.12) vychází poměrně vysoká.

* V současné době, kdy se plynofikuje převážná část České republiky, je třeba upozornit na správné použití kondenzačních kotlů. Výrobci určují účinnost těchto kotlů až na 105 % z výhřevnosti. Této vynikající účinnosti dosáhneme pouze v případě, že teplota teplosměnných ploch kotle bude ležet pod teplotou rosného bodu spalin. K tomu dochází, pokud teplota cirkulující vody bude nízká.

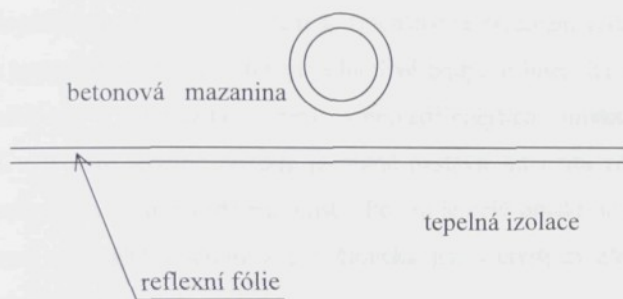


Obr. 7. 3. Podlahové vytápění

U podlahového vytápění dochází k velmi výhodnému přenosu tepla do okolí. I přes nízkou teplotu topné plochy je poměr tepla přeneseného zářením k teple přenesenému konvekcí velmi vysoký. Je to z části způsobeno materiálem použitým na povrchovou vrstvu podlahy. Většina používaných materiálů se vyznačuje vysokými hodnotami měrné sálavosti. Další výhodou je velmi velká plocha, na níž dochází k přenosu tepla sáláním. Vzhledem k tomu má člen (1.6) v rovnici (1.5) velkou hodnotu a tím je i přestup tepla zářením vyšší.

Další výhodou podlahového vytápění je optimální rozložení teploty vzduchu v místnosti.

U podlahového vytápění můžeme pozorovat zajímavý jev: snížení tepelných ztrát do spodní vrstvy, jestliže položíme mezi mazaninu s topným potrubím a izolaci, reflexní fólii (Obr. 7. 4.). Je to způsobeno tím, že v pórovitém materiálu mezi jednotlivými zrny je v malých dutinkách část tepelného toku předávána zářením. Fólie s reflexní vrstvou velkou část tohoto záření odrazí zpět a tak se omezí tepelný proudění tok dolů ve směru tepelné izolace. Tento jev je modelován pomocí MKP v kapitole 8.4.2.



Obr. 7. 4. Podlahové vytápění s reflexní fólií.

7.3. Plynová sálavá topná tělesa

Své opodstatnění mají plynové zářiče především tam, kde se přímým spalováním zemního plynu dosáhne poměrně vysoké teploty a tím i velkého podílu vyzařované energie. Hodí se především do výrobních hal, ideální jsou

např. ve skladech, kde není třeba vytápět celý prostor, ale pouze část, kde se zdržuje obsluha.

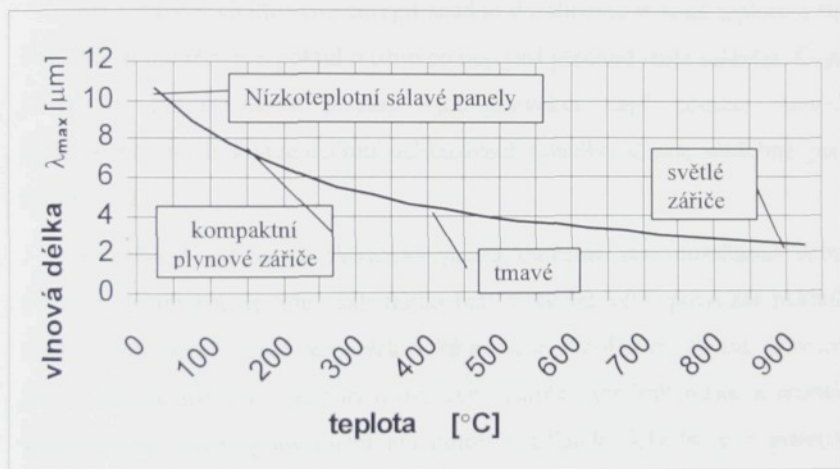
První plynové sálavé systémy uvedené na trh, byly světlé plynové zářiče. Ty mají poměrně malou účinnost, protože teplota odváděných spalin je vysoká. Jedná se o bodový zdroj tepelného záření, jehož povrchová teplota je až 1000 °C. Rozložení intenzity sálavého záření není rovnoměrné a proto není možné zajistit v celém prostoru optimální tepelnou pohodu. Intenzita dopadajícího tepelného záření se zmenšuje se čtvercem vzdálenosti. Vzhledem k tomu, že zářiče představují jednotlivé body, je intenzita záření do míst pod zářičem a intenzita záření v nejvzdálenějších místech dosti odlišná. K vytvoření tepelné pohody je nutné nastavit intenzitu záření tak, aby byly pokryty zářením i vzdálená místa. Potom je celý objekt buď přetápěný, anebo jsou optimální podmínky pro člověka jen v určitých zónách (hodí se pro zónové vytápění).

O něco později vyvinuté tmavé zářiče se vyznačují rovnoměrnějším rozložením sálající tepelné energie. Jejich povrchová teplota je cca. 500 °C. Vyzařující plocha tmavých zářičů je úměrně zvětšena ke zmenšené intenzitě emitujícího záření. Oproti světlým zářičům se vyznačují většinou lepšími parametry, ale stále není dosaženo rovnoměrného rozložení sálání. Nedostatky způsobené vysokou teplotou odváděných spalin (a tím i menší účinnost) jsou sice menší, ale stále přetrvávají.

V současnosti se vyrábějí plynové sálavé zářiče, známé pod názvem kompaktní zářiče, s průměrnou povrchovou teplotou 110 - 150°C (v závislosti na konstrukci někdy i vyšší). Je jimi možné pokrýt celou plochu vytápěného

objektu. Obvykle je možné je snadno regulovat od 10 % do 100 % výkonu zářiče. Vzhledem ke svým vlastnostem zajistí při velké hospodárnosti optimální tepelnou pohodu v celém objektu.

Použití infračerveného záření zářičů je vhodné především ve větších prostorách, jako jsou haly, dílny, obchody, skleníky a kostely. Tam je vzhledem k velké výměně vzduchu a kumulaci teplého vzduchu pod stropem vytápění klasickými topidly, u nichž převažuje sdílení tepla konvekci, velmi neefektivní.



Obr. 7.5. Závislost vlnové délky λ_{max} na povrchové teplotě zářiče.

Vhodným použitím plynových zářičů s možností jejich nasměrování do míst, kde je zapotřebí dosáhnout určité teploty, se dá ušetřit až polovina energie potřebné pro vytápění.

7.4. Elektrické topné sálavé panely

Elektrická energie je v podstatě čistá exergie. Tím pádem, pokud dochází k přeměně elektrické energie na tepelnou v uzavřeném prostoru (vytápění místnosti), energetická účinnost se rovná jedné. Využití exergie, která přichází do topného tělesa, je ale velmi malé. Její použití pro vytápění je ve většině případů nehospodárné.

Použití elektrické energie k vytápění má své opodstatnění v několika speciálních případech. Jedná se především o akumulární vytápění na el. proud v nízkém tarifu mimo odběrové špičky a sálavé elektrické vytápění.

Při vytápění elektrickou energií snadno dosáhneme vysoké teploty a tím i vhodných poměrů pro pokud možno co nejvyšší přechod tepla sáláním. Často je vhodné minimalizovat přestup tepla konvekcí, např. pomocí různých křidélek bránících konvenčnímu ochlazování topného tělesa, obdobně jako na Obr. 2.1. .

V případě zářiče na elektrický proud můžeme sice dosáhnout velmi dobrých parametrů, je zde však nutno brát v úvahu větší provozní náklady z důvodu poměrně velké ceny elektrické energie. Na druhou stranu, díky své jednoduché konstrukci, je pořizovací cena zářiče poměrně nízká a montáž velmi snadná. Své opodstatnění má pouze v případě, kdy bude v provozu pouze velmi krátkou dobu. Vytápění elektrickými sálavými topnými tělesy je vhodné především v objektech, kde se předpokládá pouze krátká doba provozu.

Tepelné pohody je dosaženo, vzhledem k radiačním vlastnostem pokožky a nižší teplotní účinnosti, s větším vynaložením exergie, než u ostatních druhů vytápění.

8. Záření a MKP

8.1. Úvod do numerických výpočtů prvků

K nejnáročnějším inženýrským problémům patří výpočet polí tenzorových veličin různého řádu. Jsou to například výpočty stacionárních i nestacionárních teplotních polí, tlakových a rychlostních polí při proudění tekutin, polí deformací a napětí včetně termoelastických, koncentrací látek v roztocích atd. Všechny tyto výpočty mají značný význam pro konstrukční návrhy strojů a zařízení, pro návrhy teplosměnných zařízení, sušáren a pecí, ve stavebnictví pro tepelně technický návrh stavebních konstrukcí, pro geologii, biomechaniku a pro zemědělství (např. při určování pohybu a vypařování vlhkosti v půdách). Většinu konkrétních úloh tohoto typu nelze analytickými metodami řešit, aniž by byla přijata řada zjednodušujících podmínek, takže je třeba používat přibližná řešení, založená na numerických metodách. V současné době jsou nejvíce používané numerické metody, jejichž výpočetní algoritmus dovoluje racionální využití počítačů a zároveň umožňuje řešení úlohy bez násilných zjednodušujících předpokladů, a to zejména se zřetelem na zadávání okrajových podmínek, definování geometrického tvaru vyšetřované oblasti a zadávání fyzikálních, fyzikálně chemických, popřípadě dalších vlastností látek, které vyšetřovaná oblast obsahuje. Mezi nejvíce používané metody tohoto charakteru patří metoda konečných prvků (MKP).

Metoda konečných prvků byla původně vyvinuta a použita v mechanice poddajných těles pro výpočty polí napjatosti a deformací. Postupně se MKP rozšířila i do dalších oblastí fyzikálních a technických věd jako účinná metoda

pro analýzu polí různých fyzikálních veličin, např. pro určování teplotních polí stacionárního a nestacionárního charakteru.

8.2. Stručný popis aproximace funkce vedoucí k metodě konečných prvků

Analytické řešení ω parciálních diferenciálních rovnic, kterými je popsána většina skutečných dějů lze nalézt pouze v několika jednoduchých jedno- a dvojdimenzionálních úlohách. V praktických aplikacích většinou řešíme složitější úlohy. K tomu je výhodné, někdy i nutné použít metod numerických. Přibližné řešení ϕ budeme hledat pomocí množiny známých lineárně nezávislých funkcí v_i a neznámých koeficientů a_i , které představují hodnoty funkce ω . V uzlových bodech vyšetřované oblasti je možné přímo označit a_i jako ω_i . Přibližné řešení v i -tém bodě - ϕ_i , které je aproximací přesného řešení budeme hledat ve tvaru:

$$\phi_i = a_1 v_1 + a_2 v_2 + a_3 v_3 + \dots + a_M v_M \quad (8.1)$$

$$\phi = \sum_{i=1}^M (a_i v_i)$$

a nazývá se aproximací funkce ω .

Koeficienty a_i je třeba určit tak, aby byla splněna podmínka :

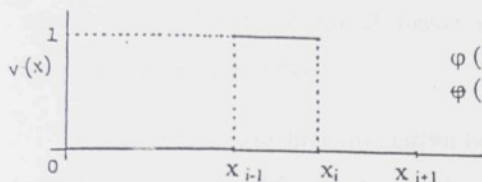
$$||\omega - \phi|| \leq \psi \quad (8.2)$$

$$\lim_{M \rightarrow \infty} ||\omega - \phi|| = 0 \quad (8.3)$$

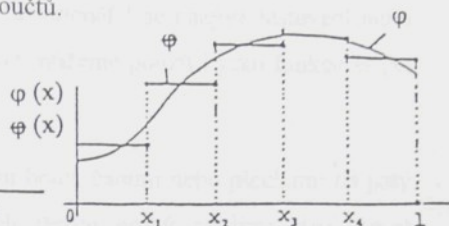
číslo $\psi > 0$ se nazývá chybou aproximace

Funkce v_i se nazývají *bázovými funkcemi*.

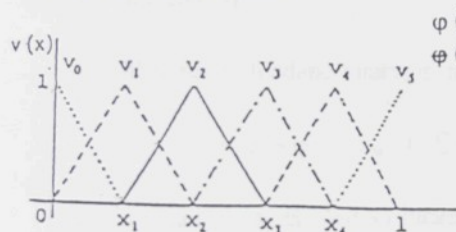
Systém bázových funkcí může být různý [62]. Nejjednodušší jsou bázové funkce po částech konstantní. V matematické analýze se systém po částech konstantních funkcí úspěšně užívá k aproximaci určitého integrálu – k vytvoření Riemannových integrálních součtů.



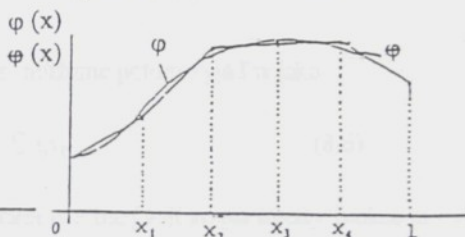
Obr. 8.1. Bázová funkce po částech konstantní.



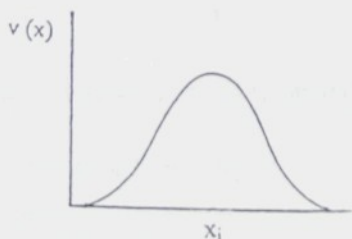
Obr. 8.2. Aproximace házovou funkcí částech konstantní.



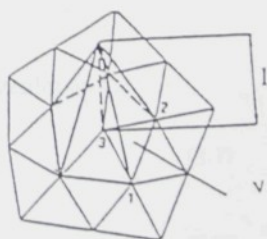
Obr. 8.3. Systém lineárních bázových funkcí



Obr. 8.4. Aproximace lineární házovou funkcí.



Obr. 8.7. Kubická bázová funkce.



Obr. 8.8. Lineární bázové funkce ve dvoudimenzionálním prostoru.

Pro určení aproximace metodou konečných prvků je třeba zavést soustavu funkcionalů F :

$$F(v) = \int_a^b w(x) v(x) dx \quad (8.5)$$

Funkce w , která definuje určitý funkcional f se nazývá testovací nebo váhová funkce. Většinu báзовých funkcí můžeme použít i jako funkce $w(x)$ definující určitý funkcional.

Oblast řešení rozdělíme myšlenými body, čarami nebo plochami na jistý počet konečných prvků. Na hranicích těchto prvků zvolíme jistý počet stykových (uzlových) bodů, ve kterých se předpokládá uskutečnění vazeb se sousedními elementy.

Přibližné řešení hledané funkce φ můžeme potom vyjádřit jako :

$$\varphi \approx \omega = \omega_0 + \sum a_i v_i, \quad (8.6)$$

kde reálná čísla a_i závisejí na funkci φ a nazývají se parametry funkce ω při bázi v_i .

Zvolíme M testovacích funkcí w_j , ($j = 1, \dots, M$) které definují funkcionaly $F_1, \dots, F_M$

Řešíme soustavu rovnic [34], kterou získáme dosazením do 8.3:

$$F_1(\omega - \varphi) = 0 \quad (8.7)$$

.....

$$F_M(\omega - \varphi) = 0 \quad (8.8)$$

Dosadíme za φ z (8.6) a pomocí vztahu (8.5) dostaneme :

$$\int_a^b w_1 (\omega - \omega_0 - \sum_{m=1}^M a_m v_m) dx = 0 \quad (8.8)$$

$$\int_a^b w_M (\omega - \omega_0 - \sum_{m=1}^M a_m v_m) dx = 0 \quad (8.9)$$

Potom lze napsat:

$$\int_a^b w_j (\omega - \omega_0 - \sum_{m=1}^M a_m v_m) dx = 0 \quad (8.10)$$

$$j, i = 1, \dots, M$$

Tento výraz lze upravit na :

$$\sum_{m=1}^M a_m \int_a^b w_j v_m dx = \int_a^b w_j (\omega - \omega_0) dx \quad j, i = 1, \dots, M \quad (8.11)$$

Zavedeme-li označení:

$$\int_a^b w_j v_i dx = k_{j,i} \quad j, i = 1, \dots, M$$

$$\int_a^b w_j (\omega - \omega_0) dx = f_j \quad j = 1, \dots, M \quad (8.12)$$

Potom prvky $k_{j,i}$ definují prvky matice **K** a f_j definuje vektor **f**. Potom lze soustavu rovnic napsat jako :

$$\mathbf{K} \mathbf{a} = \mathbf{f} \quad (8.13)$$

kde **a** značí vektor aproximačních koeficientů

Řešením dostaneme :

$$\mathbf{a} = \mathbf{K}^{-1} \mathbf{f}$$

(8.14)

$$\text{Dále označíme } \mathbf{a}^T = (a_1, \dots, a_M) \quad (8.15)$$

Potom lze výslednou aproximaci napsat ve tvaru

$$\begin{aligned} \omega &= \omega_0 + \mathbf{a}^T \mathbf{v} = \omega_0 + \mathbf{f}^T (\mathbf{K}^T)^{-1} \mathbf{v} = \\ &= \omega_0 + \mathbf{f}^T (\mathbf{K}^{-1}) \mathbf{v} \end{aligned} \quad (8.16)$$

Uvedeným postupem lze velmi výhodně řešit konkrétní diferenciální rovnice aplikované na modely, které jsou zadány matematickými funkcemi, případně jsou zkonstruované v nějakém CAD systému.

8.3. Charakteristika výsledků numerického řešení

Při řešení sdílení tepla metodou konečných prvků, jako při každém numerickém výpočtu, nesmíme zapomenout, že výpočet provádíme na zjednodušeném matematickém modelu, nikoliv na skutečné součásti. Někdy se stává, že matematický model má více (matematicky) správných řešení, z nichž fyzikální realitě odpovídá pouze jedno.

Proto může nastat u složitějších částí nebo u nevhodně zvoleného modelu situace, že z numerického řešení dostaneme právě nereálný kořen. Potom se mohou vypočítané hodnoty značně lišit od skutečnosti.

Často je příčinou chybného výpočtu špatně nastavený pouze některý z parametrů, který může výsledné hodnoty podstatně změnit.

Při výpočtech, které byly provedeny bylo velmi obtížné určit celkovou emisivitu materiálu v daných podmínkách, které mají být simulovány. Skutečnou hodnotu nejvíce vystihuje veličina ϵ^T , která se může u jednoho povrchu velmi měnit v závislosti na vlnové délce dopadajícího záření. V některých případech, jako např. při optimalizaci odrazové plochy hraje velký vliv určení funkce, podle které je tepelné záření vyzařováno do okolního prostoru. U většiny materiálů topných ploch dostačuje použít Lambertův kosinový zákon, podle kterého je funkce určující rozložení tepelných paprsků do okolního prostoru kosinus úhlu mezi paprskem a normálou emitující plochy. Při modelování procesů tepelného záření (zejména u materiálů s nižší hodnotou ϵ) je třeba pamatovat na to, že „Lambertův Kosinový zákon“ není zákonem v pravém smyslu, ale je jenom teoretické přiblížení fyzikální realitě.

Většinou nejsou s potřebnou přesností známy některé fyzikální veličiny, případně jejich funkční závislost na teplotě a na čase (například součinitel přestupu tepla α). Proto lze doporučit, nejdříve se nad výsledky zamyslet a zhodnotit, jestli numericky získané výsledky mohou být správné. Vhodné je určit analyticky nebo odhadem přibližné řešení a porovnat ho s řešením vypočteným pomocí MKP.

Výsledky spočtené v programu algor nevykazují žádné závažnější chyby nebo nepřesnosti. Výjimku tvoří pouze nestacionární přenos tepla zařízením.

8.4. Použití MKP v programu ALGOR

Výhodou numerického řešení je, že můžeme sledovat přenos tepla za nejrozličnějších předpokladů. Je možné provést výpočet pouze pro konvektivní přenos tepla mezi vzduchem za radiátorem a stěnou nebo uvažovat pouze přenos zářením mezi radiátorem a stěnou. Je ale třeba mít na paměti, že se jedná o matematický model a že např. tyto uvedené situace (kromě několika výjimečných případů) u praktického zadání nemohou nastat. U praktického případu při vytápění nastává vždy kombinovaný přenos tepla, a to současně konvekcí a zářením. Určit tepelné toky a rozložení teplotních polí je v tomto případě komplikované a to zejména v případech, jde-li o geometricky složitější plochy. Použití MKP je jedním z možných způsobů, jak řešit složité problémy při výpočtu teplotních polí u tvarově složitých předmětů. Proto byly v této práci provedeny výpočty teplotních polí a tepelných toků v několika zkonstruovaných modelových případech. V příloze na *Obr. I až LXX* je zobrazeno rozložení teplotních polí pro různé vypočtené modely.

Modelováním a výpočtem pomocí MKP lze velmi dobře zjistit rozložení teplotních polí a velikost tepelných toků ve zkoumaném tělese.

V příloze na *Obr. I až LXX* je zobrazeno rozložení teplotních polí u jednotlivých vypočtených modelů. Jednotlivé případy jsou voleny tak, aby zdůrazňovaly význam přenosu tepla sáláním.

Graficky zobrazené výsledky výpočtů jednotlivých topných ploch doplňují jednotlivé zákonitosti a jevy, na které bylo poukázáno v předchozích kapitolách této práce. Pomocí MKP je zkoumáno rozložení teplot a tepelných toků za různých, předem definovaných podmínek.

9. Konstrukce topných ploch

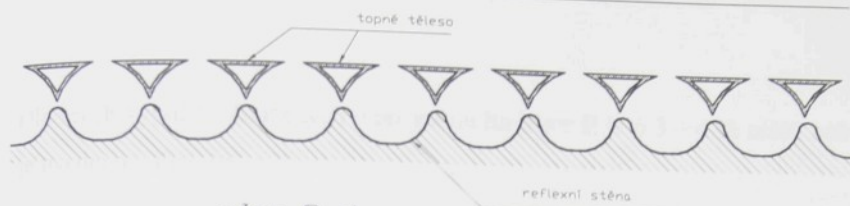
Z poznatků uvedených v této práci vyplývá možnost úspor energie zvětšením sálavé složky přenosu tepla. Jsou zde uvedeny způsoby zvýšení radiační složky tepla.

Pokud mají navrhovaná tělesa sloužit pro zahřívání a sušení materiálů, které se vyznačují výraznými selektivními vlastnostmi, je možné podstatně zlepšit radiační vlastnosti topných těles výběrem optimálního selektivního povrchu a tím zefektivnit přenos tepla zářením mezi topným tělesem a daným materiálem. V oblasti vytápění je v současné době výzkum a zlepšování radiačních vlastností vhodných selektivních povrchů pro topné plochy neefektivní. Jedná se nejen o poměrně náročný a pracný výzkum, ale i potřebu řešit složité technologické problémy. Je to ale cesta, která může vést k podstatným úsporám energie na vytápění. Při projektování vytápěné místnosti je třeba postupovat tak, aby části místnosti s nižší teplotou měly nízkou emisivitu ε_λ , tím pádem i pohltivost a části místnosti s vyšší teplotou (otopná tělesa) měly emisivitu ε_λ ve vlnových délkách λ co nejvyšší (dle Wienova zákona Z.9). Při výběru vhodných selektivních povrchů není vždy nutné zjišťovat závislost emisivity ε_λ na vlnové délce, ale je možné použít např. přístroj Hélios a zjistit celkové hodnoty emisivity ε_T pro provozní podmínky, ve kterých bude rovněž probíhat měření.

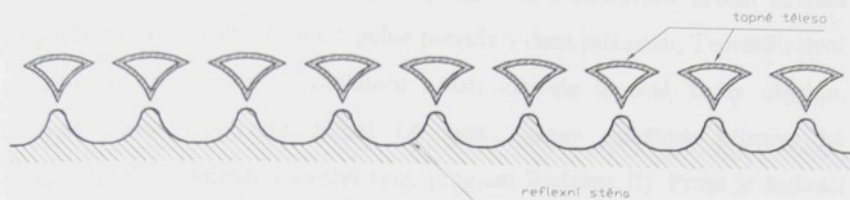
Další možností zvýšení hodnoty tepelného toku zářením je zvýšení teploty topného tělesa. Toho lze docílit zvýšením teploty topného média. To je ale z hlediska využití tepelné energie cesta velmi neefektivní, protože se

současně zvyšuje i složka konvekčního přenosu tepla. Na neekonomičnost zvyšování teploty topného média je poukázáno v několika kapitolách této disertační práce a to z několika různých pohledů, např. v kapitole o exergii. Zvýšení teploty povrchu topného tělesa je možné dosáhnout i konstrukčním uspořádáním. Je to sice zvýšení teploty o několik málo stupňů, ale většinou docílíme i snížení tepelného toku konvekcí. Tím pádem může dojít k velkému zvýšení poměru tepelných toků zářením vůči konvekcí.

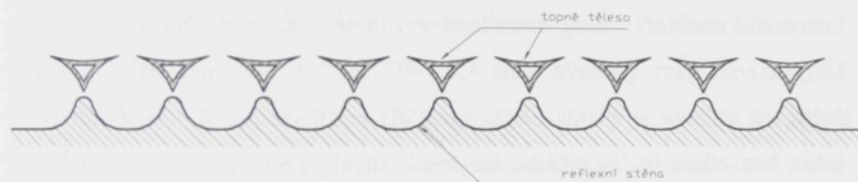
Omezit ztráty konvekcí a vedením je možné, použitím různých křidélek a izolace. Topné těleso je potom méně ochlazováno. Vlivem menšího ochlazování bude jeho povrchová teplota vyšší. V kapitole 7 a 8 je uvedeno, jaký vliv má hliníková fólie umístěná za radiátorem. Podle [29] použitím uvedené fólie dochází k omezení tepelných ztrát prostupem tepla ve zdi daného objektu při použití deskových topných těles o 2,4 %. Podobnou hodnotu lze vyčíst z graficky znázorněných hodnot získaných při řešení přenosu tepla stěnou pomocí MKP za různých podmínek. Toto zjištění může vést k závěru, že úspora vzniklá uvedeným opatřením je příliš nízká a nepodstatná. Snížení tepelných ztrát o 2,4 % je skutečně příliš málo. Podstatné ale je, že toto těleso bude na zadní straně méně ochlazované. V důsledku toho stoupne jeho teplota a tím pádem se bude větší množství tepelné energie sdílet sáláním. Pro simulování tohoto procesu byl zhotoven program Radiátor II (viz. příloha). Pomocí uvedeného programu je možné simulovat vliv odrazové fólie za deskovým radiátorem. Výsledky programu se téměř shodují s naměřenými hodnotami. Menší rozpor vykazuje pouze hodnota snížení topného výkonu vlivem odrazové fólie.



obr. 9.1.



obr. 9.2



obr. 9.3.



obr. 9.4.

Dle mých výpočtů obsažených v programu Radiátor II je o 3 – 4 % nižší, než je uvedeno v literatuře [29].

U většiny klasických topných těles se tok tepelného záření emitovaný na přední a zadní stěně příliš neliší. Tepelné záření emitované přední stranou topného tělesa ovlivňuje stav tepelné pohody v dané místnosti. Tepelné záření emitované zadní stranou radiátoru zčásti zvyšuje tepelné ztráty objektu. Největší část tepelného záření od zadní strany radiátoru přispívá ke konvektivnímu ohřevu vzduchu (viz. program Radiátor II). Proto je žádoucí hledat taková řešení, která povedou k efektivnějšímu využití i tohoto záření. V některých případech je možné řešit uvedený problém vhodným umístěním topných těles. Ve většině ostatních případů je možné využitelnou vyzářenou energii ve formě tepelného záření maximalizovat pouze vhodnou konstrukcí topných těles. Na Obr. 9.1 až Obr. 9.4 jsou uvedeny řezy navrženými topnými tělesy. K maximalizaci efektivní sálavé složky je využito speciálně navržené reflexní odrazové plochy, která má odrážet záření emitované zadní stranou radiátoru tak, aby většina záření prošla mezerami mezi jednotlivými žebry.

U nově navržených topných těles je zářivý výkon $\dot{Q}_{\text{Rad}}$ ve směru od přední strany topného radiátoru vyšší, než by byl v případě sálání od černého tělesa o stejných rozměrech a teplotě, jaké má přední strana radiátoru.

Pomocí programu Radiátor I můžeme posoudit vliv tvaru odrazové stěny a topného radiátoru. Do programu je možné zadat různé tvary odrazové plochy a radiátoru. Program vykresluje dráhu zadaných paprsků na obrazovku a zapíše

do textového souboru hodnoty o průchodech paprsků. Účelem programu je hledání optimální kombinace tvarů odrazové a topné plochy.

Pokusy a výpočty ukázaly, že radiační výkon takto navrženého radiátoru oproti deskovému radiátoru může být vyšší. Žádná z uvažovaných kombinací tvarového radiátoru a odrazové plochy nevykazovala vyšší hodnotu tepelného zářivého toku, než o 7 % více než deskový radiátor. Navíc nevhodnou kombinací topného tělesa a odrazové plochy často není dosaženo ani hodnoty tepelného záření deskového radiátoru.

Poměrně dobré výsledky je možné dosáhnout u parabolické odrazové stěny.

Optimální projekční uspořádání a vhodná konstrukce topných ploch zvyšující sálavou složku přestupu tepla, má při vytápění největší vliv na úsporu energie.

Závěr

V této práci je z několika hledisek dokázána důležitost přenosu tepla tepelným zářením od topných těles. Zvyšování sálavé složky přenosu tepla při vytápění je uvedeno jako cesta vedoucí k úspoře energie, kterou je vhodné se ubírat při projektování a konstrukci topných ploch. Optimální uspořádání topných ploch má být takové, aby přenos tepla zářením byl pokud možno co nejefektivnější. Z výsledků práce vyplývá, že je výhodné, aby každá teplosměnná plocha byla navržena tak, aby podíl tepla přeneseného sáláním byl co nejvyšší. Maximalizací přenosu tepla tepelným zářením je možné docílit velmi výrazných úspor energie. Práce obsahuje rozbor několika druhů vytápění a návrhy topných ploch z hlediska nejvyššího využití energie při vytápění. Na základě poznatků, získaných v rámci této práce je možné navrhnout a projektovat topné plochy tak, aby se spotřebovalo méně energie pro vytápění.

K vyhodnocení radiačních vlastností navrhovaných materiálů byl s úspěchem použit navržený přístroj Hélios. Za pomoci vyhodnocovacího programu Persé byla posouzena vhodnost navrhovaných povrchů pro různá spektra tepelného záření závisící na teplotě emitujícího povrchu. Nevýhodou přístroje Hélios je dlouhá doba ustálení teplot a z toho plynoucí časová náročnost měření. Jako porovnávacího povrchu bylo u většiny měření použito sazí. Měření bylo komplikované, z důvodu rychle klesající absorpce s rostoucí vlnovou délkou dopadajícího záření. Pro další měření doporučuji použít jako povrchu porovnávací desky materiály vyznačující se velkou emisivitou v širokém spektru blízkého infračerveného záření, např. oxidy niklu.

Pro řešení několika případů bylo použito metody konečných prvků. Grafickým znázorněním velikostí tepelných toků a teplotních polí jsou získány velmi přehledné informace pro konstrukci teplosměnných ploch. Jedná se o perspektivní pomůcku při návrhu topných ploch s názorným zobrazením teplotních polí a polí tepelných toků.

Jeden ze způsobů, jak dosáhnout zvýšení tepelného záření, je vhodná volba kombinace povrchů ploch, mezi kterými dochází k přenosu tepla. Jedná se v podstatě o dosažení co nejvyšší emisivity u povrchů, mezi kterými je žádoucí co nejvyšší přenesená energie ve formě záření. Naopak u povrchů těles, která není žádoucí ohřívat, je vhodné dosáhnout takových reflexních vlastností, aby se tepelné záření odráželo směrem do míst, kde chceme dosáhnout potřebné tepelné pohody. Zvýšení radiačního výkonu topných ploch lze nejjednodušeji dosáhnout použitím takových materiálů povrchu topných těles, které se vyznačují vhodnými radiačními vlastnostmi. Vzhledem k tomu, že měrná emisivita topných těles bývá poměrně velká, většinou lze zvýšit tímto způsobem podíl vyzařené energie poměrně málo. Její další zvyšování a optimální sladění spektra tepelného záření se spektrální emisivitou daných povrchů s ohledem na technologické a provozní možnosti by vyžadovalo náročný výzkum.

Radikálnějším a efektivnějším řešením je zvětšení topných ploch. To vede k velkému zvýšení pořizovacích nákladů. Potom je třeba hledat optimum mezi nárůstem pořizovacích nákladů a dosaženou úsporou energie.

Nejvýhodnějším řešením je vhodná konstrukce topných ploch. Jejich optimální zhotovení je limitováno technologickými podmínkami při výrobě. Součástí této práce jsou programy Radiátor I a Radiátor II, které jsou efektivní pomůckou při návrhu topných ploch. Umožňují posoudit vhodnost použití

zadané topné plochy, hlediska sálavé složky přenosu tepla. Radiátor II sleduje vliv reflexního povrchu za radiátorem. Výsledky programu se shodují s naměřenými a spočtenými údaji uvedenými v literatuře. Velkou výhodou je, že všechny fyzikální parametry je možné si nastavit dle libovolného skutečného zadání. Program Radiátor I slouží k návrhu vhodného tvaru topného tělesa a odrazové plochy za tělesem. Jeho obsluha je podstatně složitější a náročnější. Pomocí tohoto programu se sice podařil záměr této práce a to návrhu topného tělesa, které bude do místnosti vyzařovat více tepelného záření, než deskový radiátor o stejných čelních rozměrech, ale výsledek je poněkud sporný. Jedná se o poměrně složitý tvar topného tělesa a odrazové plochy, což je z praktického hlediska vzhledem k technologické náročnosti téměř nepoužitelné. Navíc zvýšení zářivého toku uvedeného radiátoru oproti deskovému je pouze několik málo procent. V naprosté většině případů zvolené kombinace navrhnutého tvaru radiátoru a odrazové plochy nedosahují ani hodnot vyzařovaného tepelného toku deskového radiátoru.

Při návrhu vhodného tvaru vlastního topného tělesa i okolních odrazových reflexních stěn je možné dosáhnout velmi výhodných parametrů z hlediska toku vyzařované energie. Bylo by perspektivní dále pokračovat v optimalizaci tvaru topného tělesa a odrazových stěn z hlediska dosažení maximální hodnoty vyzařované energie a současně najít vhodné technologické řešení, které by bylo ekonomicky dostupné.

Literatura

- [1] Blažek M.: Chlazení detektorů infračerveného záření – Sborník Infračervená radiometrie, infrasytémy – DT ČS VTS Brno 1990.
- [2] Cihelka J.: Vytápění, větrání a klimatizace, SNTL – Praha 1985.
- [3] Cihelka J.: Sálavé vytápění, SNTL – Praha 1957.
- [4] Cihelka J.: Sálavé vytápění, SNTL – Praha 1961.
- [5] Dines G. D.: Radiation effects in solid, INC – New York 1957.
- [6] Dvořák M. O sálavém topení netradičně, Klimatizace (103) – Praha 1998
- [7] Einstein A.: Sbranie naučných trudov /3, Nauka - Moskva 1966.
- [8] Elsner N.: Grundlagen der Technischen Thermodynamik, AKADEMIE – VERLAG, Berlin 1985.
- [9] Feist W., Klien J.: Nízkoenergetický dům, HEL – Ostrava 1994.
- [10] Glück B.: Stralungsheizung – Theorie und Praxis VEB Berlin 1981.
- [11] Gray W.A, Müller R.: Engineering calculations in radiative heat transfer, Pergamon press – Oxford 1974.
- [12] Heitler W.: The Quantum Theory of Radiation , Oxford 1957.
- [13] Heřmanský B., Štoll I.: Energie pro 21. století, skripta ČVUT Praha,1992.
- [14] Hes L.: Zvláštnosti radiačního měření teploty netkaných textilií – Sborník Infračervená radiometrie, infrasytémy – DT ČS VTS Brno 1985.
- [15] Hollas J. M.: Modern spectroscopy, Wiley – New York 1996.
- [16] Holló J., Kaffka K.J., Gönczy J.L.: Near infrared, Akadémiai Kiadó – Budapest 1987.
- [17] Hottel H. C.: Přenos tepla zářením, SNTL – Praha 1979.

- [18] Hudson R. D.: Infrared system engineering, Wiley – Interscience – New York, 1969.
- [19] Chadson R.: Infrakrasne systémy, Mir – Moskva 1972.
- [20] Chyský J.: Sdílení tepla sáláním, Stavomontáže – Praha 1951.
- [21] Kalčík J., Sýkora K.: Technická termodynamika, ČSAV Praha 1973.
- [22] Kalčík J.: Technická termodynamika, NČSAV Praha 1963.
- [23] Karamanolis S.: Sluneční energie, MAC – Praha 1996.
- [24] Karlsson B.: Optical properties of solids for solar energy conversion, Almqvist & Wiksell – Stockholm, 1981.
- [25] Kotrbatý M.: Vytápění velkoprostorových objektů zavěšenými sálavými panely, ČSVTS – Praha 1988.
- [26] Kotrbatý M.: Vytápění zavěšenými sálavými panely – kombinace s větracími systémy, ČSVTS – Praha 1988.
- [27] Kozlov I.G.: Sovremennye problemy elektronnoj spektroskopii, ATOMIZDAT – Moskva 1978.
- [28] Kunin T.: Temperatura, MIR - Moskva 1985.
- [29] Laboutka K., Berounský V., Chyba A.: Význam hliníkových fólií za otopnými tělesy – Zdravotní technika a vzduchotechnika 1987/6
- [30] Láng L.: Absorption spectra in the infrared region, Akadémiai Kiadó – Budapest 1978.
- [31] Levitin I. B.: Infračervená technika, ALFA – Bratislava 1979.
- [32] Lunde P. J. Solar thermal engineering : Space heating and hot water systems, Wiley - New York 1980
- [33] Mahlík K.: Využití termovize při bilancích exergie – Sborník Infračervená radiometrie, infrasytémy –DT ČS VTS Brno 1985.
- [34] Maryška J. Základy metody konečných prvků, VŠST Liberec 1992.

- [35] Miler L.J.: Principles of infrared technology, VNR – New York 1994.
- [36] Mittermair F., Sauer W., Weiße G.: Zařízení se slunečními kolektory, HEL – Ostrava, 1995.
- [37] Modest M. F.: Radiative heat transfer; Pennsylvania State University 1993.
- [38] Montgomery R. H., Miles W. F. The solar decision book of homes Wiley - New York 1982
- [39] Pecold K.: Raumlufttemperatur, VEB Verlag Technik – Berlin 1986.
- [40] Pechar F., Rykl D.: Infrared reflection spectra of selected minerals, ACADEMIA – Praha 1988
- [41] Petráš D.: Vliv oblečení člověka na tepelnou pohodu a energetickou náročnost v obytných budovách, sborník ČSVTS – Praha 1985.
- [42] Ralčuk N. T.: Panelnoje otoplenije zdaniy, Budibelnik – Kijev 1964.
- [43] Rabiasz R.: Statyczne i dynamiczne własności cieplne grzejników konwekcyjnych, Politechniki Warszawskiej – Warszawa 1981
- [44] Rautuan S.G. a kolektiv: Novye metody spektroskopii, Nauka – Novosibirsk 1982.
- [45] Richter E.: Heating - Practical guidebook, Wiley - New York 1978
- [46] Řeháček J.: Zlepšování užitných vlastností pozemních staveb, SNTL – Praha 1990.
- [47] Sala A.: Radiant Properties of Materials, PWN – Warszawa 1986.
- [48] Sazima M.: Sdílení tepla, SPN – Praha 1986.
- [49] Sparrow E. M., Cess R. D.: Radiation heat transfer, HPC – Belmont California 1978.
- [50] Středa I., Sazima M., Doubrava J.: Termomechanika – skripta ČVUT, Praha 1992.

- [51] Šilar P.: Algor – Stacionární sdílení tepla, TU Liberec 1994.
- [52] Šilar P.: Sálání a jeho vliv na tepelnou pohodu, Seminář – Aktuální problémy mechaniky tekutin '98, Praha 1998.
- [53] Šilar P.: Topná tělesa a jejich sálání – vliv na tepelnou pohodu, Seminář MOSD98, Perning 1998.
- [54] Šilar P.: Teplotní analýza konstrukčních prvků elektrického stroje užitím metody konečných prvků – Diplomová práce, TU Liberec 1995.
- [55] Šorin S.N.: Sdílení tepla, SNTL / ALFA – Praha 1968.
- [56] Touloukian Y.S., DeWitt D.P., Hemicz R.S.: Thermal radiative properties – Coatings, IFI – New York 1970.
- [57] Touloukian Y.S., DeWitt D.P.: Thermal radiative properties – Metallic elements and alloys, IFI – New York 1972.
- [58] Touloukian Y.S., DeWitt D.P.: Thermal radiative properties – Nonmetallic solids, IFI – New York 1972.
- [59] Tratzscher W., Brodnaskij V. M., Michalek K.: Exergie Theorie und Anwendung, VEB – Leipzig 1984.
- [60] Tratzscher W.: Exergie und Stoffwandlung, Akademie – Verlag Berlin 1985.
- [61] Trofimov V. P., Agzericho K. S.: Radiacionnyj teploobmen v dvuchfaznyh sredach, Nauka i tehnika – Minsk 1987
- [62] Valchářová J.: Soudobé numerické metody v mechanice kontinua, Praha 1986.
- [63] Vanasse G. A.: Spectrometric techniques, ACADEMIC PRESS - New York 1981.
- [64] Walther L., Gerber D.: Infrarotmesstechnik, VEB – Berlin 1981.
- [65] Termomechanika – tabulky (Pomůcka ke cvičením) – TU - Liberec Katedra termomechaniky 1999.

Summary

This doctor thesis deals with heat transfer between the heating elements and particular persons. The radiating heat transfer coming from the heating elements should evoke the heat comfort at lower air temperature. In consequence of that fact there will be lower heat losses in the given object.

Two surface types, which affect heat radiation between heating elements and surroundings, are discussed in this thesis:

- ♦ Appropriate choice of the heating surface material is insisted. The material must be characterized by high spectral emissivity for the wave-band, in which the most of energy in the form of heat radiation is emitted.
- ♦ Different surrounding surfaces enclose the heating areas. Spectral reflexivity and geometric characteristics of these surfaces should focus the heat rays to the area, where the heat comfort is to be achieved.

A device Hélios was designed for an evaluation of a radiation characteristic. Several selected examples providing different conditions, were calculated by means of the finite elements method to judge better the heating surface quality.

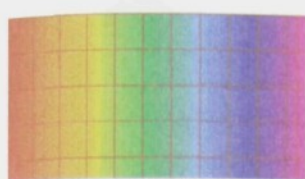
The software Radiator I Radiator II simulated Heating elements with reflector background.

This thesis shows the way toward the energy savings in heating, the way one should follow when designing heating surfaces.

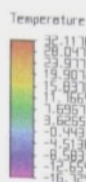
Příloha

PŘÍLOHA.....I – LXX

GRAFICKÉ ZOBRAZENÍ VÝSLEDKŮ MKP.....	II – XXVI
POPIS A KOMENTÁŘ K VÝSLEDKŮM MKP	XXVII – XXXVI
ZÁVISLOST SPEKTRÁLNÍ EMISIVITY MATERIÁLŮ	XXXVII – IXL
RADIAČNÍ VLASTNOSTI LIDSKÉHO TĚLA.....	XL
VLIV HLINÍKOVÉ FOLIE ZA RADIÁTOREM	XLI
RADIAČNÍ VLASTNOSTI VYBRANÝCH MATERIÁLŮ	XLII – XLIV
POROVNÁNÍ NÁKLADŮ NA VYTÁPĚNÍ	XLV
POPIS PROGRAMU RADIÁTOR I	XLVI – LV
POPIS PROGRAMU RADIÁTOR II.....	LVI – LXII
ZÁKLADNÍ ZÁKONY O TEPELNÉM ZÁŘENÍ.....	LXIII – LXX



Obr. I



Obr. II



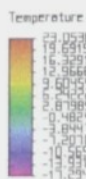
Obr. III



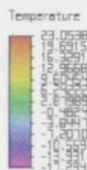
Obr. IV



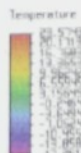
Obr. V



Obr. VI

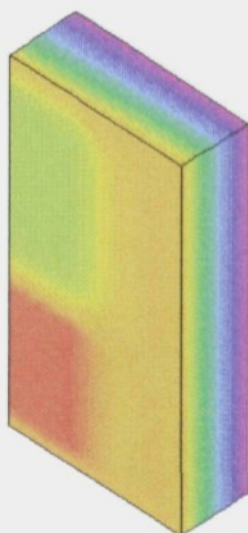


Obr. VII



Obr. VIII





Temperature

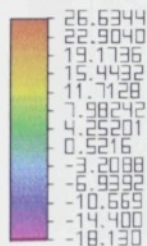


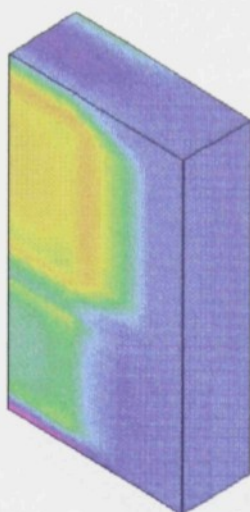
↑ Obr. IX ↑

↓ Obr. X ↓



Temperature



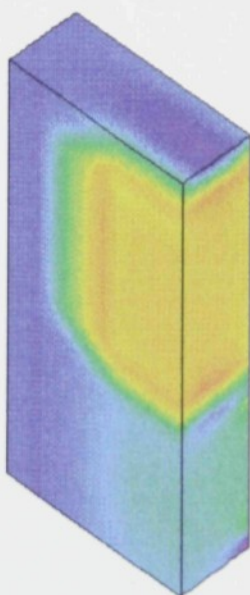


Flux Dot :

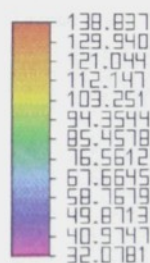


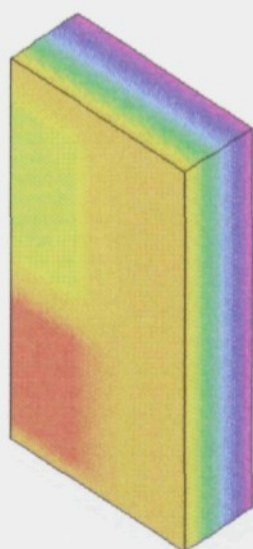
↑ Obr. XI ↑

↓ Obr. XII ↓

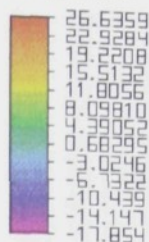


Flux Dot :



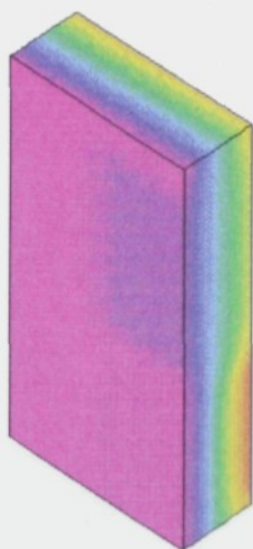


Temperature

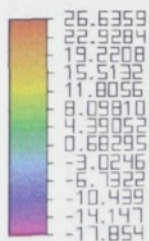


↑ Obr. XIII ↑

↓ Obr. XIV ↓

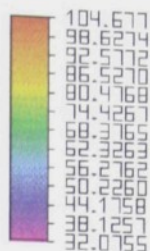


Temperature



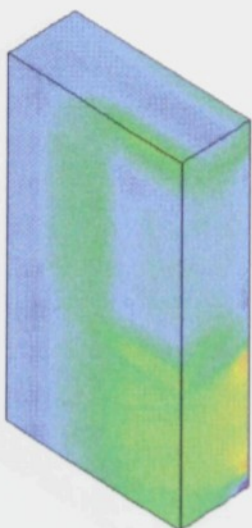


Flux Dot :

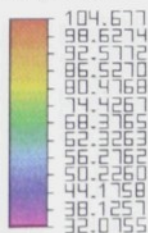


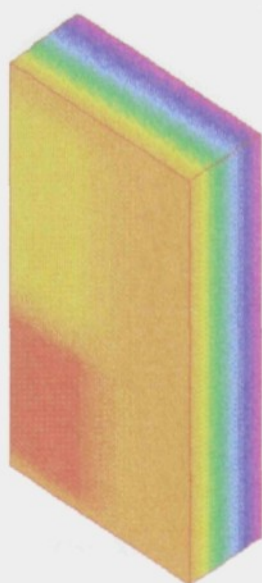
↑ Obr. XV ↑

↓ Obr. XVI ↓

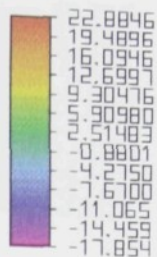


Flux Dot :





Temperature

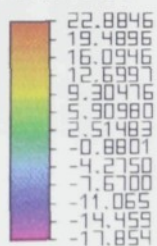


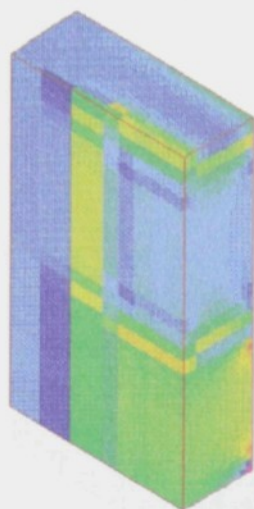
↑ Obr. XVII ↑

↓ Obr. XVIII ↓



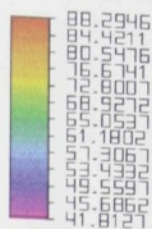
Temperature





↑ Obr. XIX ↑

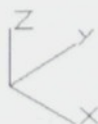
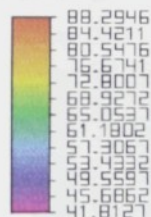
Flux Dot :

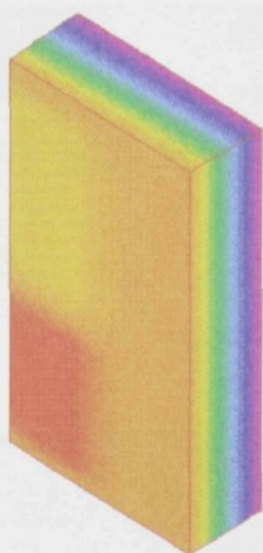


↓ Obr. XX ↓

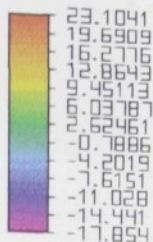


Flux Dot :



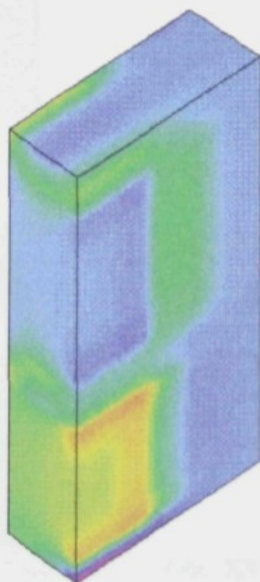


Temperature

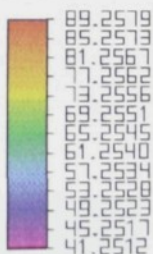


↑ Obr. XXI ↑

↓ Obr. XXII ↓

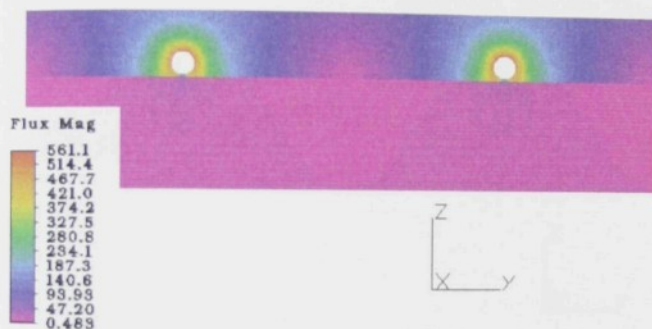


Flux Dot :

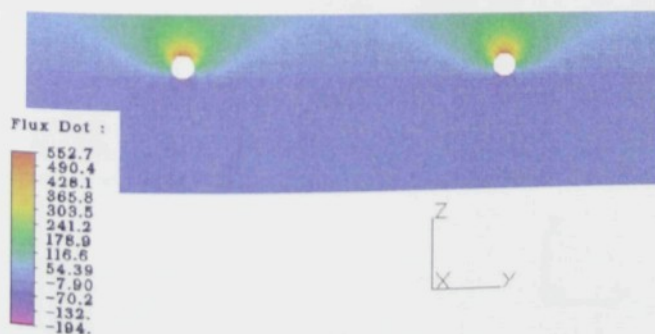




Obr. XXIII



Obr. XXIV



Obr. XXV



Obr. XXVI



Obr. XXVII



Obr. XXVIII



Obr. XXIX



Obr. XXX



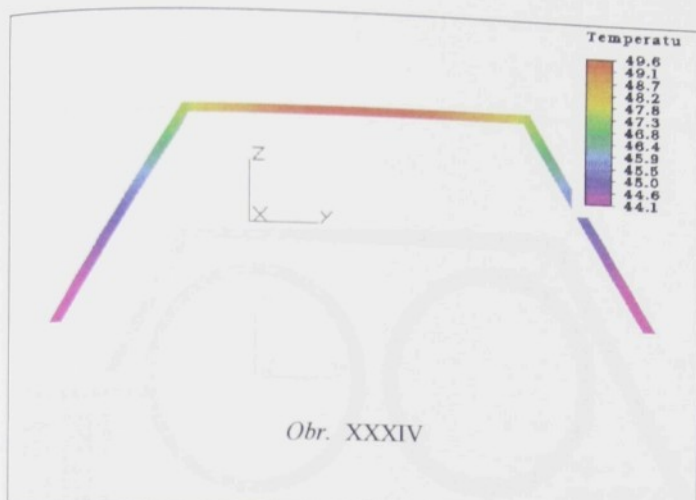
Obr. XXXI



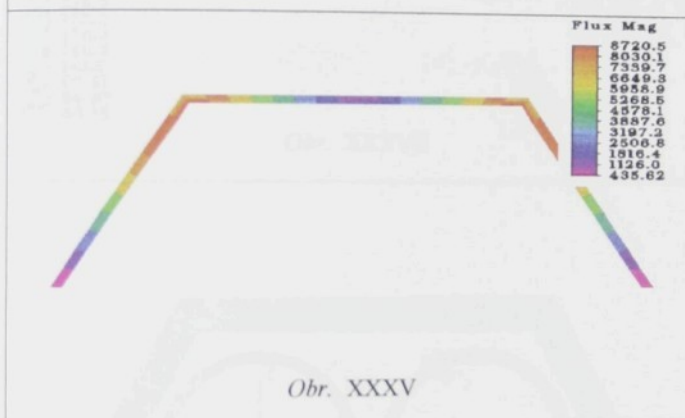
Obr. XXXII



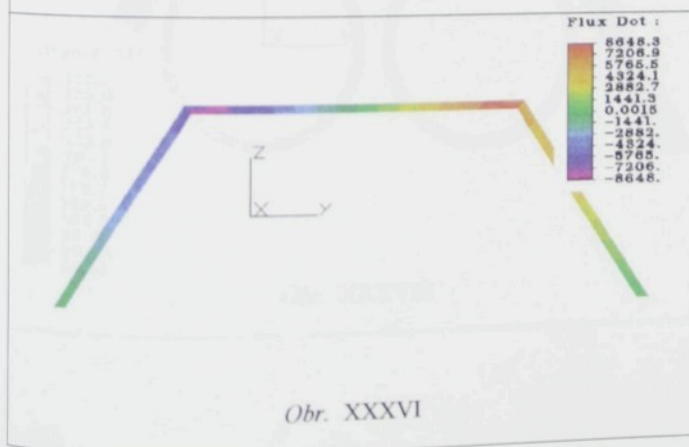
Obr. XXXIII



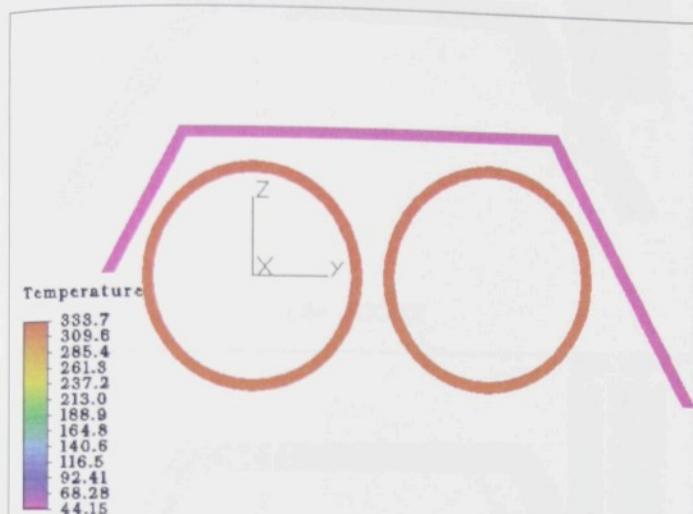
Obr. XXXIV



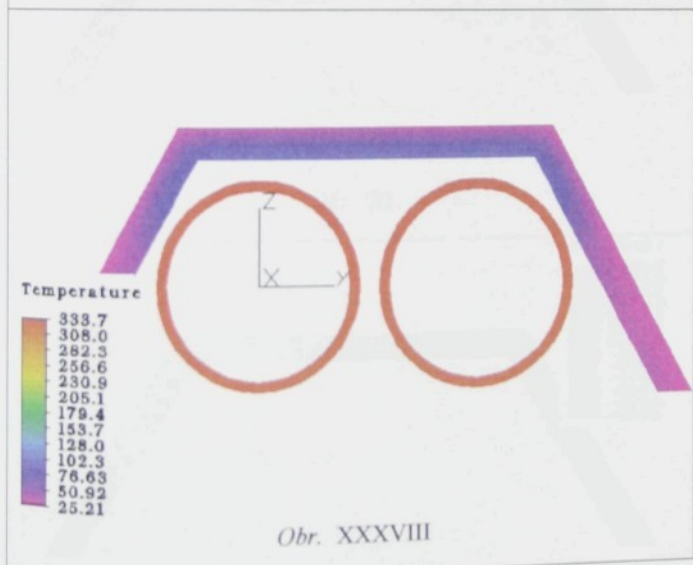
Obr. XXXV



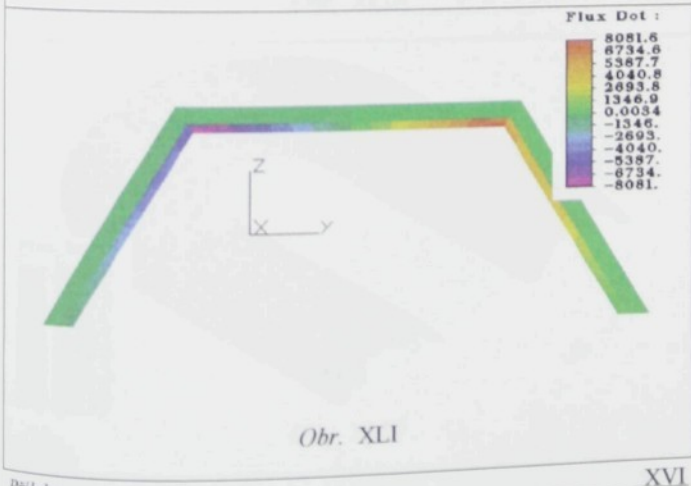
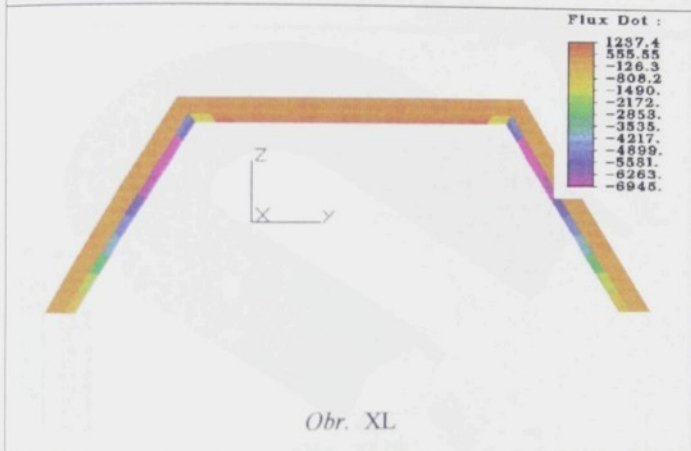
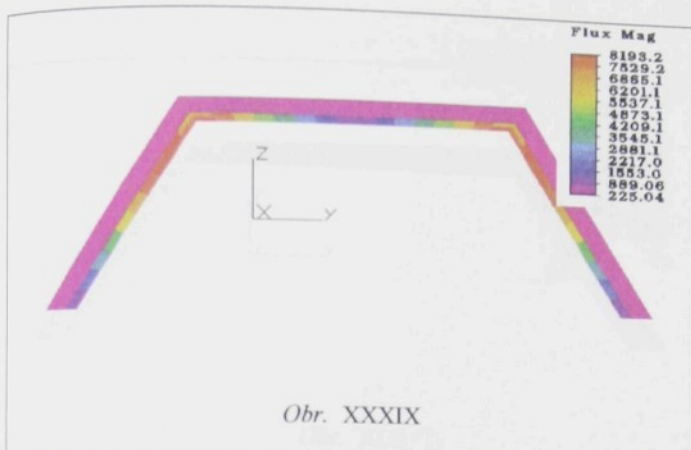
Obr. XXXVI



Obr. XXXVII

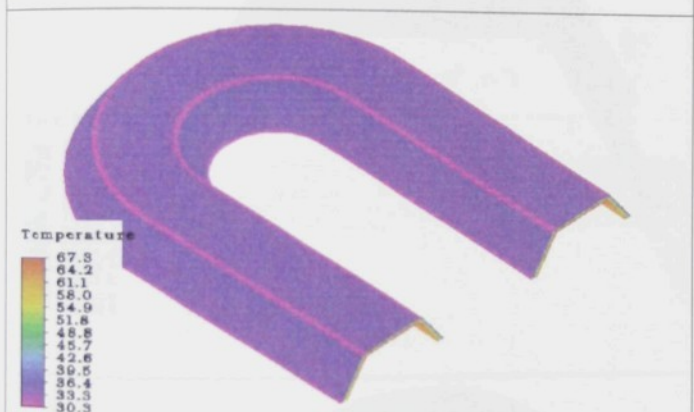


Obr. XXXVIII

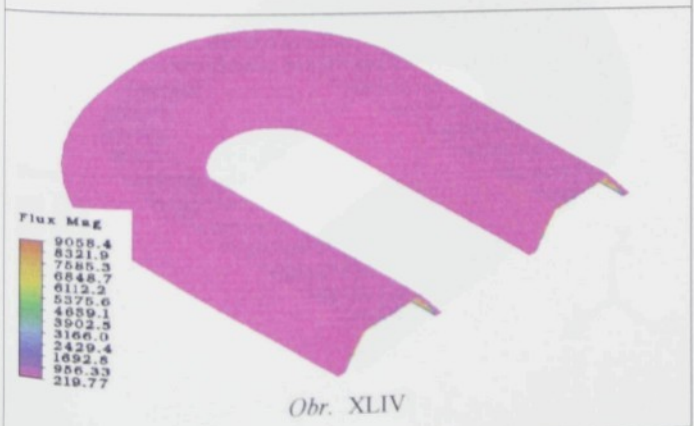




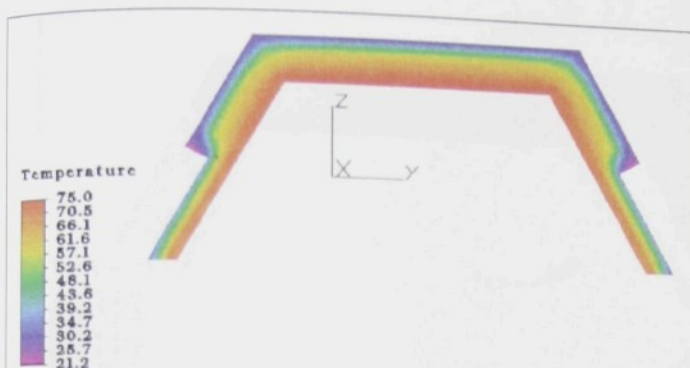
Obr. XLII



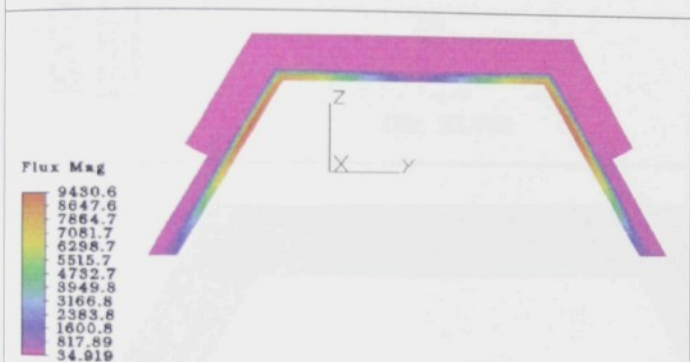
Obr. XLIII



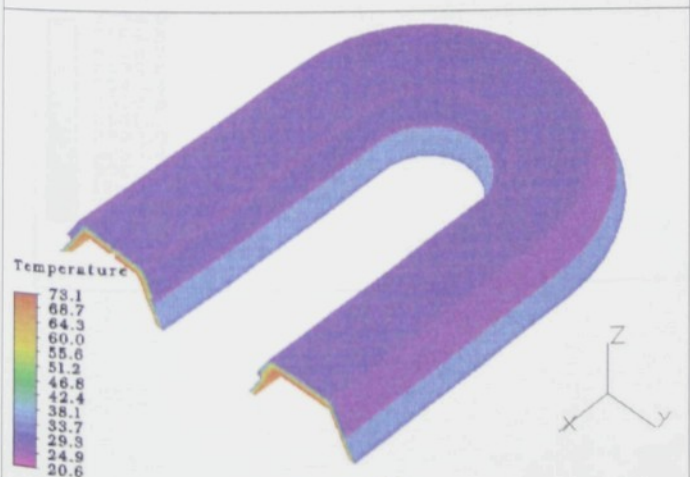
Obr. XLIV



Obr. XLV

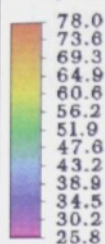


Obr. XLVI



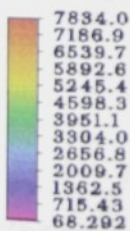
Obr. XLVII

Temperature

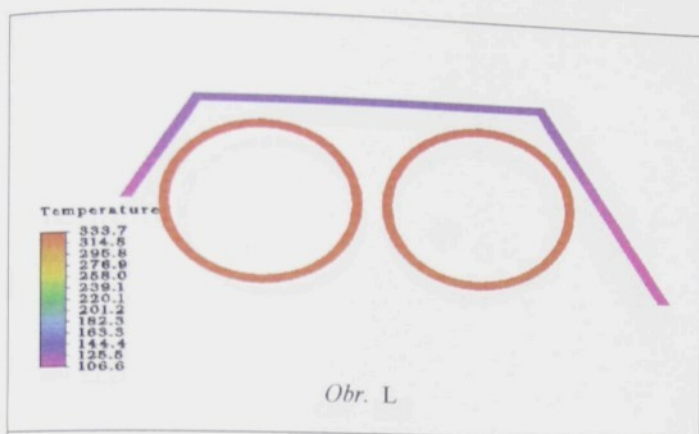


Obr. XLVIII

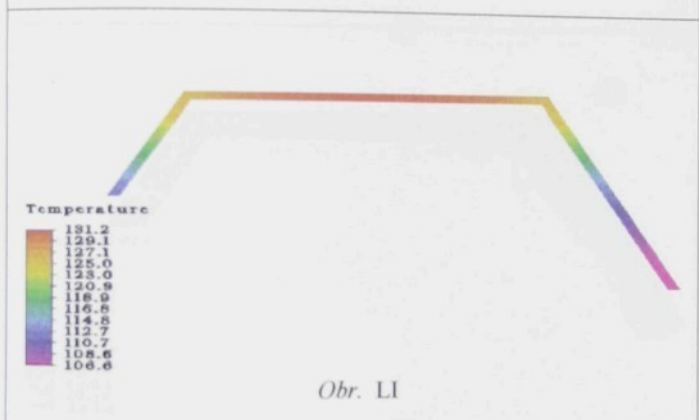
Flux Mag



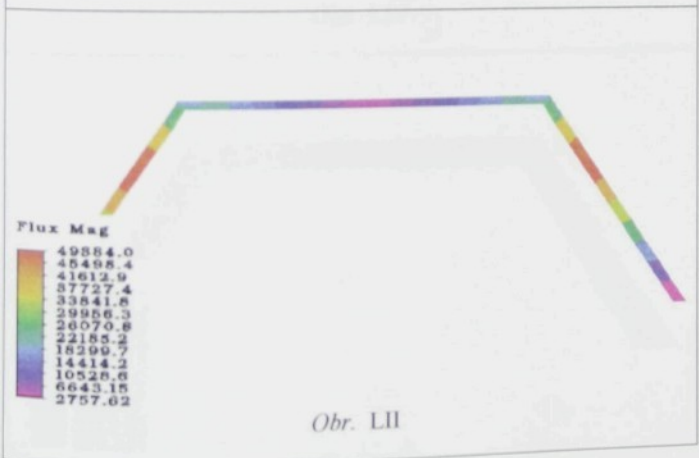
Obr. IL



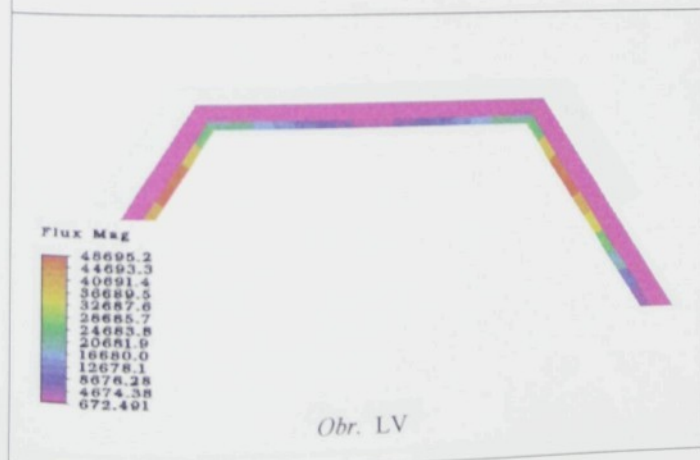
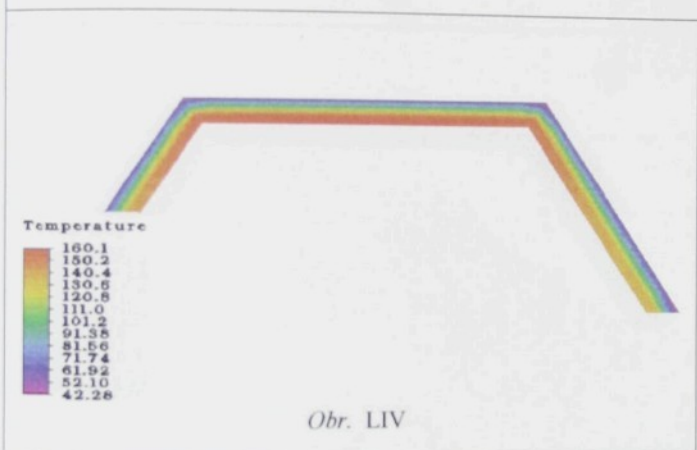
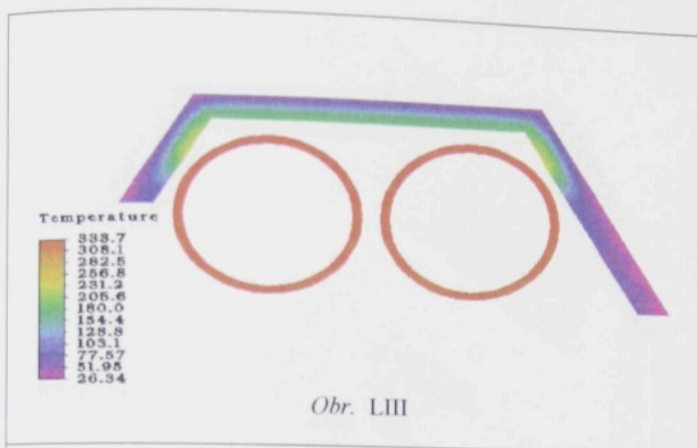
Obr. L

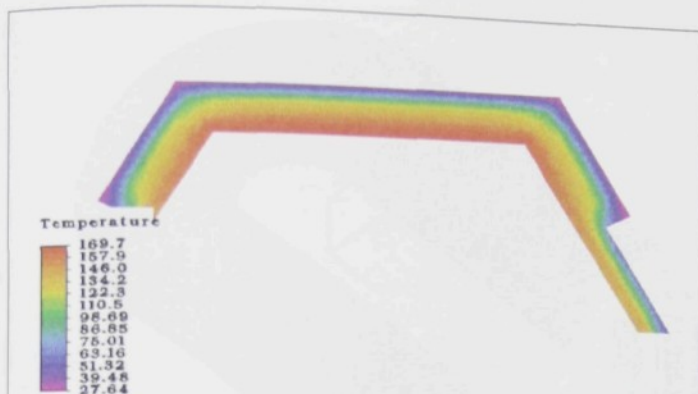


Obr. LI



Obr. LII

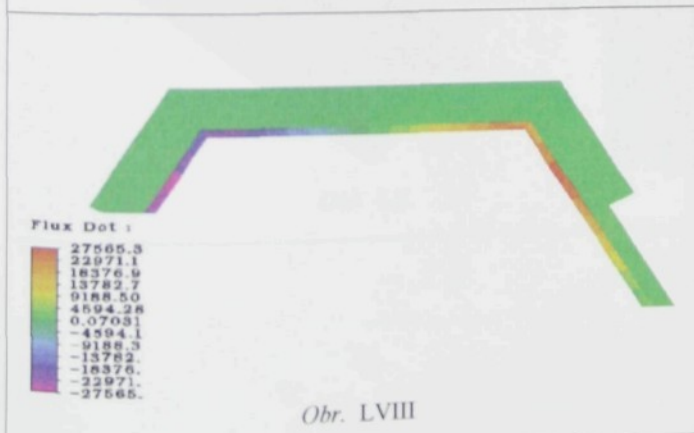




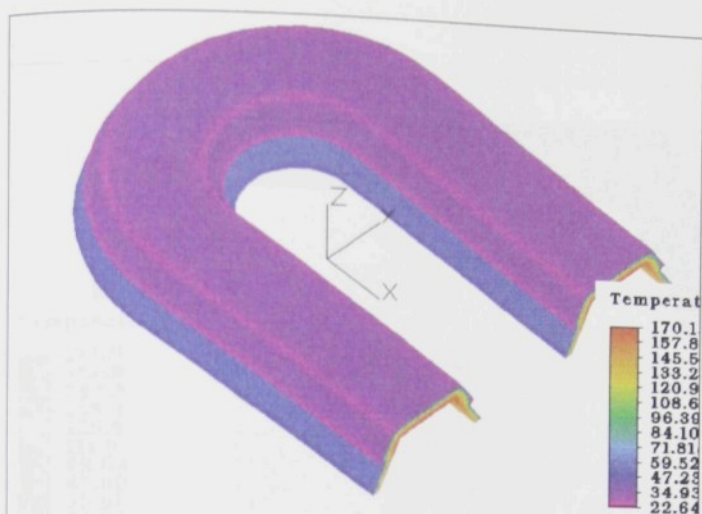
Obr. LVI



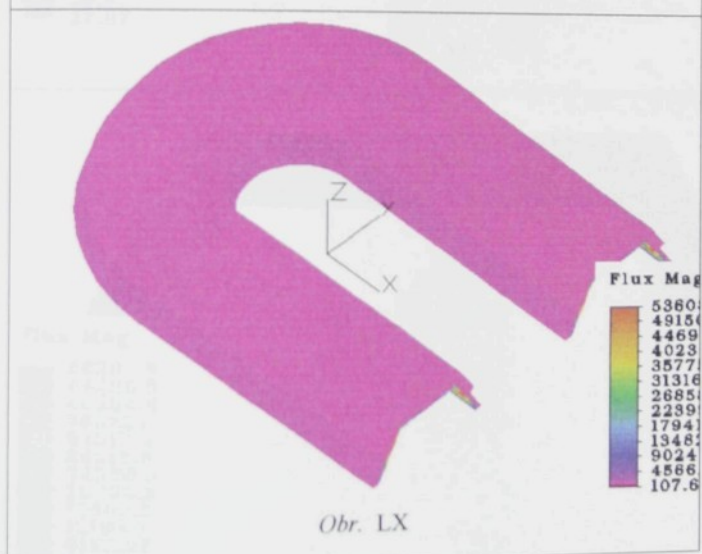
Obr. LVII



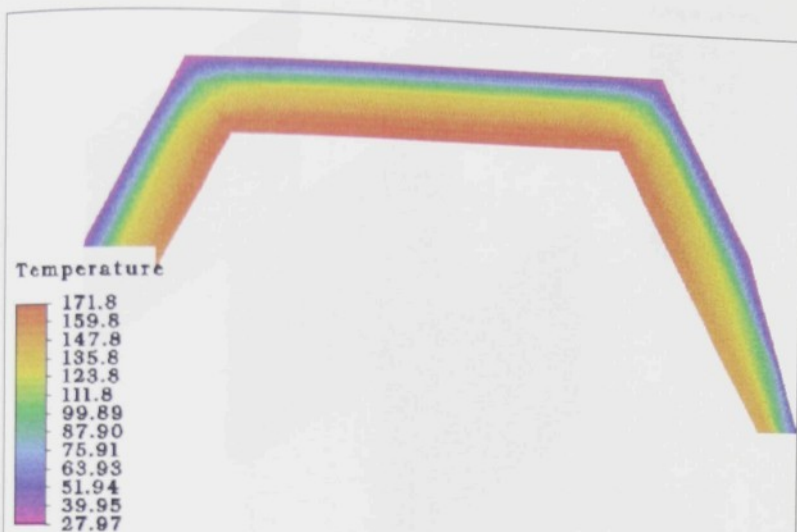
Obr. LVIII



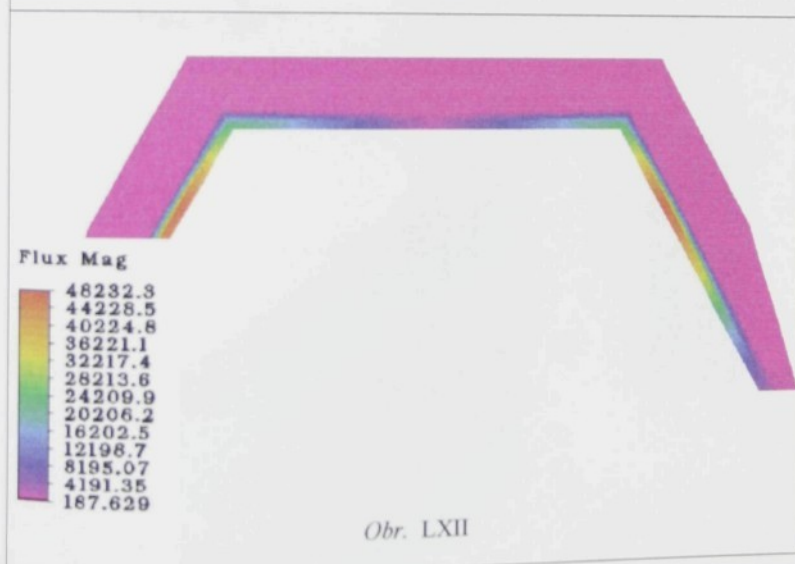
Obr. LIX



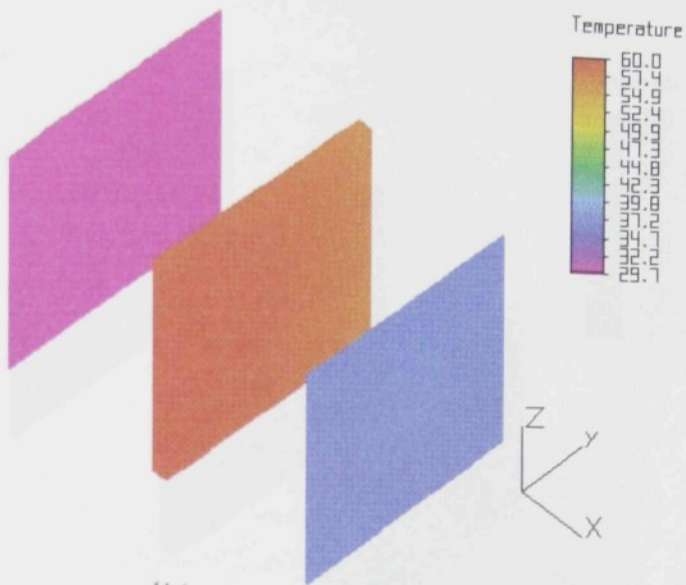
Obr. LX



Obr. LXI

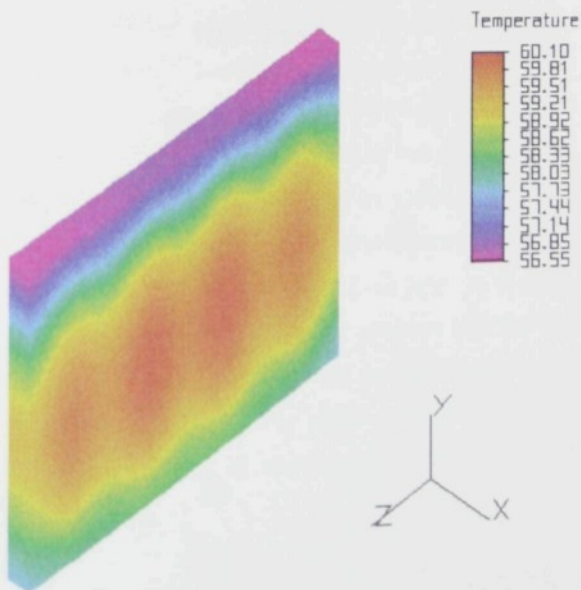


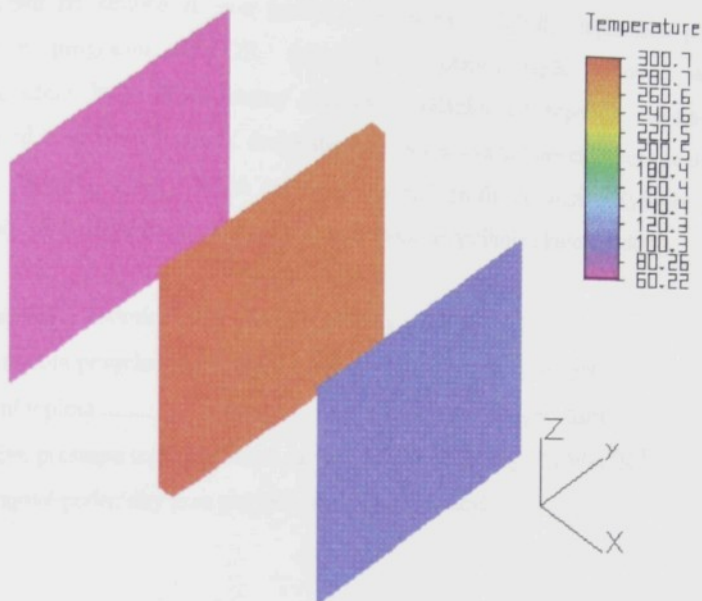
Obr. LXII



↑ Obr. LXIII ↑

↓ Obr. LXIX ↓





↑Obr. LXX↑

Popis zobrazených teplotních polí a polí tepelných toků

V příloze na stránce II jsou graficky zobrazeny výsledky teplotních polí vypočtené v programu ALGOR. Jedná se o přenos tepla cihlovou zdí s omítkou, která je z jedné strany ohřívána sáláním od topného radiátoru a konvekcí od teplého vzduchu. Z druhé strany je ochlazována konvekcí venkovním vzduchem. Na Obr. I až VIII je zobrazen teplotní profil ve stěně. Výpočet je proveden jako jednorozměrné vedení tepla, což zcela nevystihuje skutečný děj.

Zadání okrajových podmínek pro uvedené příklady je následující:

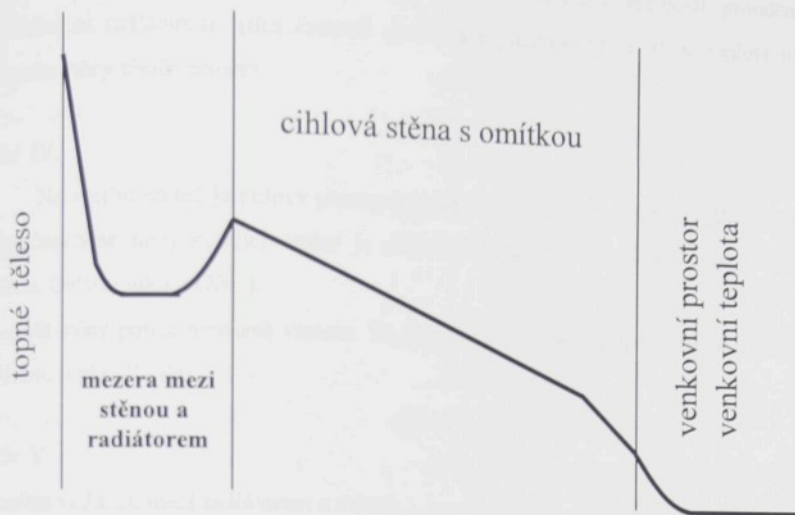
- střední teplota povrchu zadní strany radiátoru $t_{\text{rad}} = 55^{\circ}\text{C}$
- venkovní teplota $t_{\text{v2}} = -20^{\circ}\text{C}$
- součinitel přestupu tepla konvekcí na venkovní straně..... $\alpha_2 = 20\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$.

Ostatní okrajové podmínky jsou pro jednotlivé případy různé.

Obr. I.

- teplota vzduchu mezi radiátorem a stěnou $t_v = 28^{\circ}\text{C}$
- součinitel přestupu tepla konvekcí na vnitřní straně stěny..... $\alpha_1 = 30\text{W m}^{-2}\text{K}^{-1}$
- charakterizuje vyvinuté turbulentní proudění v mezní vrstvě stěny
- součinitel C_{12} mezi radiátorem a stěnou $C_{12} = 3,84 \cdot 10^8\text{W m}^{-2}\text{K}^{-4}$
- odpovídající pohltivostem $\epsilon_1 = 0,8$ pro radiátor a $\epsilon_2 = 0,84$ pro stěnu

Vlivem dopadajícího tepelného záření je stěna za radiátorem teplejší, než vzduch mezi radiátorem a stěnou. Dochází tedy ke konvektivnímu ohřevu vzduchu nejenom od topného tělesa, ale i od stěny. Z Obr. 8.1. je vidět, že tepelné ztráty daného objektu vzrostou, protože povrch zdi je od radiátoru ohříván tepelným zářením. Velká část energie tepelného záření emitovaná zadní stranou radiátoru není zcela ztracena, je jenom hůře využita. Tepelné záření od zadní strany radiátoru přispěje konvektivním ohřevem vzduchu od stěny za radiátorem ke zvýšení teploty v daném objektu (vzduchu v mezeře).



Obr.8.1. Schematický průběh teploty ve stěně za radiátorem (Obr. I, II, III)

Obr. II.

- teplota vzduchu mezi radiátorem a stěnou..... $t_v = 28^\circ\text{C}$

součinitel přestupu tepla konvekcí na vnitřní straně $\alpha_1 = 46 \text{ Wm}^{-2} \text{ K}^{-1}$

Ostatní jako u Obr. I.

Proudění za radiátorem je velmi intenzivní. To vede k většímu odvodu tepla nejen od topného tělesa, ale i od stěny.

Z Obr. II. je vidět, že zvyšováním rychlosti proudění vzduchu za radiátorem se teplota na povrchu stěny téměř nezmění.

Obr. III.

- teplota vzduchu mezi radiátorem a stěnou $t_v = 28^\circ\text{C}$

- součinitel přestupu tepla konvekcí na vnitřní straně..... $\alpha_1 = 20 \text{ Wm}^{-2} \text{ K}^{-1}$

Ostatní jako u Obr. I.

Zadané podmínky, s kterými byly vypočteny teplotní pole na Obr. III. tvoří nejobvyklejší případ při vytápění konvektivním radiátorem.

Ze znázorněných teplotních polí je vidět, že změnou rychlosti proudění vzduchu za radiátorem (tím změnou součinitele přestupu tepla α) se teplota na povrchu stěny téměř nemění.

Obr. IV.

Na vnitřní straně je nulový přestup konvekci. Je to pouze modelový případ, ve skutečnosti se nevyskytující. Stěna je ohřívána pouze od opadajícího tepelného záření. Ostatní jako u Obr. I.

Teplota stěny pouze nepatrně vzroste. To ukazuje na u tohoto případu na velký vliv přenosu tepla sáláním.

Obr. V.

-teplota vzduchu mezi radiátorem a stěnou $t_v = 18^\circ\text{C}$

-součinitel přestupu tepla konvekci na vnitřní straně..... $\alpha_1 = 20\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$,

-Ostatní jako u Obr.I.

Výrazným poklesem teploty vzduchu topným tělesem se dosáhlo intenzivnějšího přenosu tepla od stěny za topným tělesem. Stěna je zahřívána tepelným zářením od radiátoru a ochlazována konvekci od vzduchu.

Obr. VI.

Mezi stěnou a radiátorem je nulový přestup tepla sáláním.

Ostatní jako u Obr.III.

Je to nereálný případ. Povrch stěny za radiátorem by se musel chovat jako absolutně bílé těleso.

Obr. VII.

-teplota vzduchu mezi radiátorem a stěnou $t_v = 28^\circ\text{C}$

- součinitel přestupu tepla konvekci na vnitřní straně stěny..... $\alpha_1 = 30\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$

(vyvinuté turbulentní proudění v mezní vrstvě stěny)

-součinitel C_{12} mezi radiátorem a stěnou $C_{12} = 0,231 \cdot 10^{-8}\text{W m}^{-2}\text{K}^{-4}$

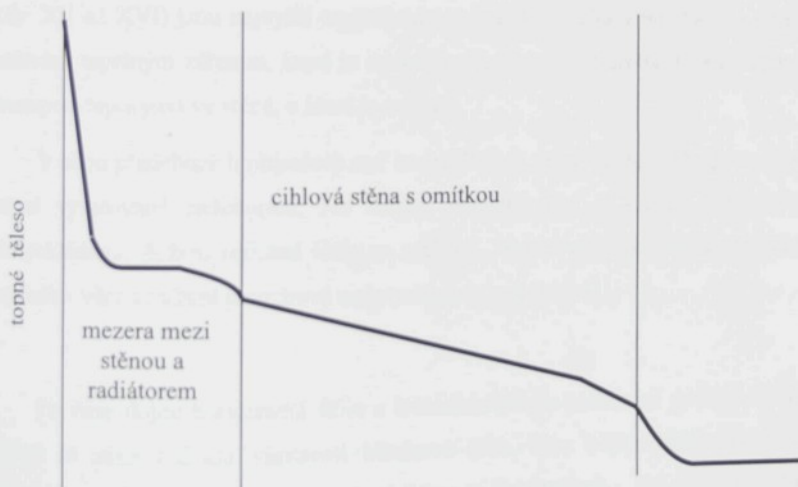
odpovídající pohltivostem $\epsilon_1 = 0,8$ pro radiátor a $\epsilon_2 = 0,05$ pro stěnu

Tento případ kromě radičních vlastností povrchu stěny za radiátorem je shodný s případem na Obr. I. Stěna za topným tělesem na Obr. I. je pokryta hliníkovou fólií. Teplota stěny velmi poklesla z důvodu velkého snížení přenosu tepla tepelným zářením. Z rozložení teplotních polí a především z poklesu povrchové teploty je vidět velký vliv použití hliníkové fólie jako reflexní vrstvy za topným tělesem.

Obr. VIII.

-součinitel C_{12} mezi radiátorem a stěnou $C_{12} = 0,5775 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$
odpovídající pohltivostem $\epsilon_1 = 0,8$ pro radiátor a $\epsilon_2 = 0,125$ pro stěnu

Teplotní pole na Obr. VIII. odpovídají případu, kdy je hliníková fólie v provozu delší dobu a dojde u ní k mechanickému poškození povrchu nebo k mírnému zaprášení.



Obr.8.1. Schematický průběh teploty ve stěně za radiátorem (Obr. VII, VIII)

Na Obr. (IX až XXII) jsou na třírozměrném modelu rovněž znázorněny teplotní pole a pole tepelných toků ve stěně, u které je z vnitřní strany radiátor. Nad

radiátorem je umístěno okno. Tento model více vystihuje skutečnou situaci, protože počítá se skutečným třírozměrným vedením tepla. Grafické znázornění výpočtu připomíná obrazy, které bychom získali termovizní kamerou při fotografování skutečných objektů. Na uvedených obrázcích je vidět teplejší místo na spodní části obrázku (u radiátoru). Na horní části, kde je umístěné okno, jsou vyšší tepelné toky.

Na Obr. (IX až XII) jsou znázorněny teplotní pole a tepelné toky na cihlové zdi bez tepelné izolace s klasickým oknem. Na Obr. XI a XII jsou zobrazeny tepelné toky ve směru Y, to znamená z vnitřní strany zdi ven.

U Obr. (XIII až XVI) je použito tepelné izolace a vakuovaného okna. Je vidět značné snížení tepelných toků. V předchozím případě (Obr. XI až XII) jsou nejvyšší tepelné toky v oblasti, kde je okno. V tomto případě (Obr. XV až XVI) jsou nejvyšší tepelné toky ve stěně za radiátorem. Tam je stěna zahřívána tepelným zářením, které je emitováno radiátorem. Největší tepelné ztráty prostupem tepla jsou ve stěně, u které je radiátor.

V obou předchozích případech zeď za radiátorem velmi dobře pohlcuje tepelné záření vyzařované radiátorem. Na dalším modelu Obr. (XVII až XX) bylo předpokládáno vložení reflexní fólie za radiátor. Je zde vidět podstatné omezení tepelného toku a snížení povrchové teploty stěny za radiátorem.

Po čase dojde k zaprášení fólie a k mechanickému poškození povrchu. Tím pádem se sníží reflexní vlastnosti hliníkové fólie. Stav odpovídající mírnému zaprášení fólie nebo mechanickému poškození je znázorněn na Obr. (XXI až XXII).

Modelování podlahového vytápění

Pomocí MKP můžeme modelovat chování podlahového vytápění ve stacionárním i nestacionárním režimu. Na Obr. (XXIII až XXXIII) jsou znázorněny výsledky výpočtu (teplotní pole, pole tepelných toků) na modelech podlahového vytápění za různých podmínek. Na všech modelech, kromě posledního případu (Obr. XXXII a XXXIII), je teplota topné vody 45 °C.

Na (Obr. XXIII až XXV) je znázorněn případ, kde se na povrchu podlahy uvažuje pouze s přenosem tepla konvekci. Jedná se o případ podlahy s vysoko reflexním povrchem. Protože se takové materiály pro konstrukci podlah nepoužívají, jedná se pouze o modelový případ, který ve skutečnosti neexistuje. Je uveden jen pro možnost srovnání s ostatními případy.

Na Obr. XXIII je znázorněno rozložení teplotních polí, na Obr. XXIV pole teplotních toků, a Obr. XXV pole teplotních toků ve směru Z, to znamená ve směru k podlaze.

Na (Obr. XXVI a XXVII) je počítáno na povrchu podlahy nejen s přenosem tepla konvekci, ale i s tepelným zářením. Tento model znázorňuje obvyklou konstrukci podlahového topení. Na rozložení teplotních polí (Obr. XXVI) jsou vidět nižší teploty především ve směru nahoru od topných trubek a na (Obr. XXVII) jsou nižší hodnoty tepelných toků, než v předchozím případě. Je to z důvodu intenzivnějšího ochlazování podlahy, která vydává teplo v podobě tepelného záření.

Na následujícím modelu (Obr. XXVIII a XXIX) je mezi izolací a cementovým potěrem (mazaninou) vložena hliníková fólie odrážející tepelné záření emitované teplým betonovým potěrem. Z grafického rozložení teplotních polí a tepelných toků lze vyčíst, že se jedná o konstrukci, která je lepší, než v předšlém případě. Je možné vyčíst výhodnější rozložení teplot. Na Obr. XXVI je nejvíce zahříván cementový potěr pod topnou trubkou, kdežto na (Obr. XXVIII) je nejvíce

zahříván cementový potěr nad ní. Hliníková fólie odráží tepelné záření, a proto tepelné toky směřují více nahoru směrem k podlaze a méně dolů do izolace.

Na modelu (Obr. XXX a Obr. XXXI) je modelována konstrukce, která má směřovat k dosažení rovnoměrnější teploty na povrchu podlahy. Nad topnými trubkami je umístěna deska, která má usměrnit tepelné toky. Ostatní parametry jsou stejné, jako v předchozím případě.

V prvním případě (Obr. XXX) je deska z hliníku, který velmi dobře rozvádí teplo od topných trubek. Na zobrazení teplotních polí je vidět lepší odvod tepla, než v předchozích případech. Rozložení teplot na povrchu podlahy je rovnoměrnější.

Ve druhém případě (Obr. XXXI) je deska z izolačního materiálu. Je zabráněno přílišnému zahřátí povrchu podlahy. Toto řešení má opodstatnění tam, kde může dojít k překročení hygienických limitů stanovujících maximální teplotu povrchu podlahy.

Na (Obr. XXXII a XXXIII) je znázorněn model jako na (Obr. XXVIII a Obr. XXIX), ale teplota topné vody v trubkách je $45\text{ }^{\circ}\text{C}$. Z důvodu vyšší teploty protékající vody úměrně vzrostly velikosti teplot a velikosti tepelných toků.

Modelování krytu kompaktního plynového zářiče

V příloze na Obr. XXXIV až Obr. LXII je znázorněno rozložení teplotních polí a velikosti tepelných toků krytem kompaktního sálavého zářiče.

Jsou vyráběny v podstatě dva typy plynových zářičů.

Kryt prvního typu je z lesklého hliníkového plechu (Obr. XXXIV až IL). Chová se jako reflexní vrstva. Má za úkol:

- odrážet tepelné záření, které je vyzařováno náhradním šedým tělesem o teplotě $330\text{ }^{\circ}\text{C}$ a pohltivosti $\varepsilon = 0,98$.
- zabránovat konvekčnímu proudění vzduchu

Tento typ je velmi rozšířen.

Na Obr. XXXIV až XXXVI je zobrazen řez nejjednodušším krytem (bez izolace) sálavého tělesa. Na Obr. XXXIV jsou zobrazena teplotní pole, na Obr. XXXV tepelné toky a na Obr. XXXVI tepelné toky pouze ve směru Y, což znamená do stran. I když vnitřní povrch krytu je vysoce reflexní a odráží tepelné záření, je kryt zahřát na poměrně vysokou teplotu (především konvekci) a procházejí jím značné tepelné toky.

Obr. XXXVII až Obr. XXXVIII představuje řez topnými tělesy i s topnými trubkami, ve kterých je spalován plyn.

Obr. XXXIX až Obr. XLII představuje řez krytem sálavého tělesa, které je pokryto vrstvou azbestu, který slouží jako izolace. Na Obr. XL jsou zobrazeny tepelné toky ve směru Z, to znamená směrem vzhůru. Na Obr. XLI jsou zobrazeny tepelné toky ve směru Y, to znamená do stran.

Na Obr. XLIII až Obr. XLIV je kryt zobrazen v axonometrickém pohledu.

Na Obr. XLV až Obr. XLVII je zobrazen kryt s azbestovou izolací, na kterou byla dána další izolace typu pěnový polystyren. Je vidět, že z důvodu lepších izolačních vlastností celého krytu došlo ke snížení ztrát prostupem tepla krytem zářiče.

Na Obr. XLVIII až Obr. IL je zobrazen kryt sálavého zářiče s optimálně řešenou izolací. Jedná se o stejný kryt pracující za stejných podmínek, jako je v předchozím případě. Pouze ostrý přechod, který vznikl přidáním izolace (pěnového polystyrenu) je plynule vyplněn toutž izolační hmotou. Výsledkem přidání poměrně malého množství izolační hmoty je poměrně velké zlepšení izolačních vlastností a tím zmenšení ztrát způsobených prostupem tepla krytem.

U krytu druhého typu (Obr. L až Obr. LXII) nemá být záření odráženo, ale naopak v co možná největší míře pohlceno. Vlivem pohlceného tepelného záření a konvekčního ohřevu od teplého vzduchu, který je zadržován pod krytem, je povrch

plechu zahrát na podstatně vyšší teplotu, než v předchozím případě. Potom se kryt chová rovněž jako zářič a pomáhá dodávat tepelný zářivý výkon do potřebné zóny. Záření, které je emitováno plechem krytu je o vyšší vlnové délce, než má vlastní zářivá část tělesa tvořená potrubím. Intenzita zářivého toku je menší, než v předchozím případě. Navíc je podstatné, že určitá část záření z celkového spektra tepelného záření vyzářeného zářičem má delší vlnovou délku (Z_9), než v předešlém případě. To může být velmi významný jev, který přispěje k efektivnějšímu využití sálavého zářiče, protože:

- lidem je více příjemné tepelné záření o vyšších vlnových délkách, než tepelné záření o nižších vlnových délkách. Tepelné záření o vyšších vlnových délkách je lidskými smysly vnímáno příjemněji, nevyvolává v takové míře nepříjemné pocity ze sálavého tepla.
- spektrální pohltivost většiny materiálů, které mají uvedené záření absorbovat, většinou roste s vlnovou délkou dopadajícího záření. To povede ke zvýšení využití emitovaného záření.

Nevýhody oproti prvnímu typu vyplývají z vyšší teploty krytu, což způsobuje vyšší ztráty konvekci. Z toho důvodu je nutné klást větší důraz na tepelnou izolaci krytu.

Model na *Obr. L až Obr. LII* se liší od modelu na *Obr. XXXIV až Obr. XXXVII* jenom povrchem na vnitřní straně krytu. Na *Obr. L* jsou vypočteny podstatně vyšší teploty, než na *Obr. XXXIV*. Jestliže porovnáme tepelné toky z *Obr. LII* s *Obr. XXXV*, tak je vidět, že izolace se jeví jako naprostou nutností.

Model na *Obr. XXXVIII až Obr. XLIV* je analogický modelem na *Obr. LIII až Obr. LV*. Zatímco u prvního s lesklým povrchem typu slabá azbestová izolace téměř dostačovala, tak u druhého typu se jeví jako naprosto nedostačující.

Z následujících *Obr. LVI až Obr. LXII* je vidět, jaký vliv má izolace na tepelné ztráty. Z důvodu snížení tepelných ztrát způsobených prostupem tepla krytem, se s rostoucí izolací zvyšuje teplota na vnitřní straně krytu. To má vliv na množství tepla, které je vyzářeno krytem.

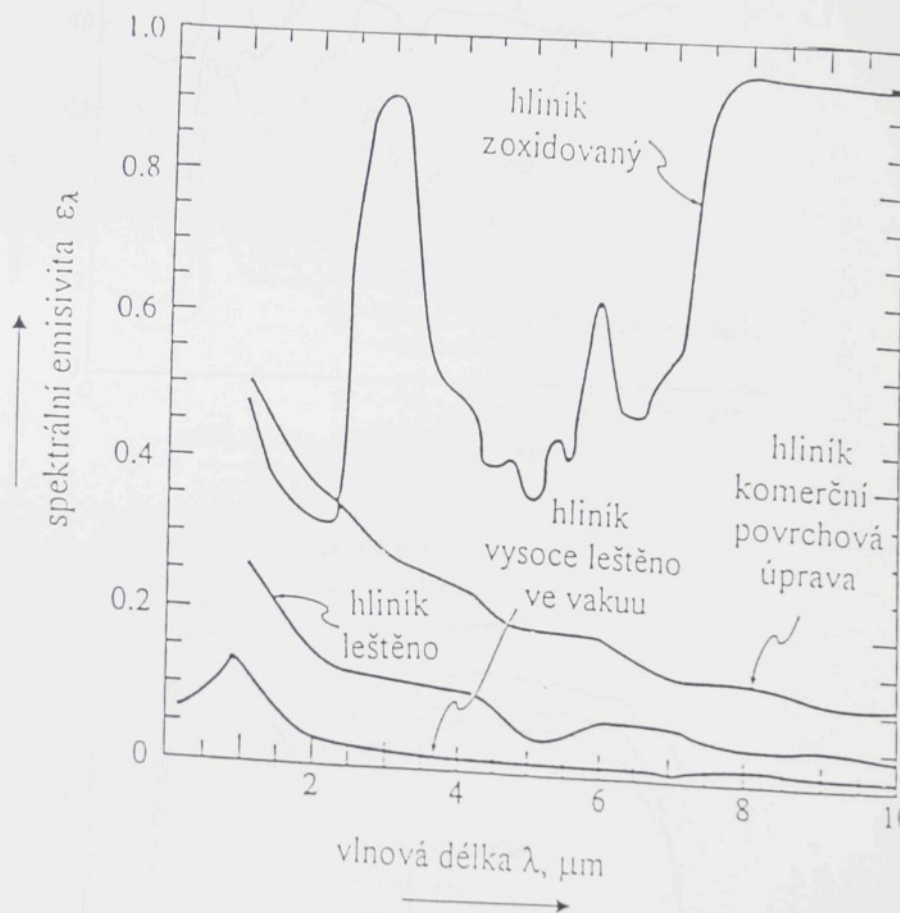
Model přístroje na měření pohltivosti

Pro posouzení správnosti uvedených výpočtů je zde modelována část přístroje na měření pohltivosti Hélios.

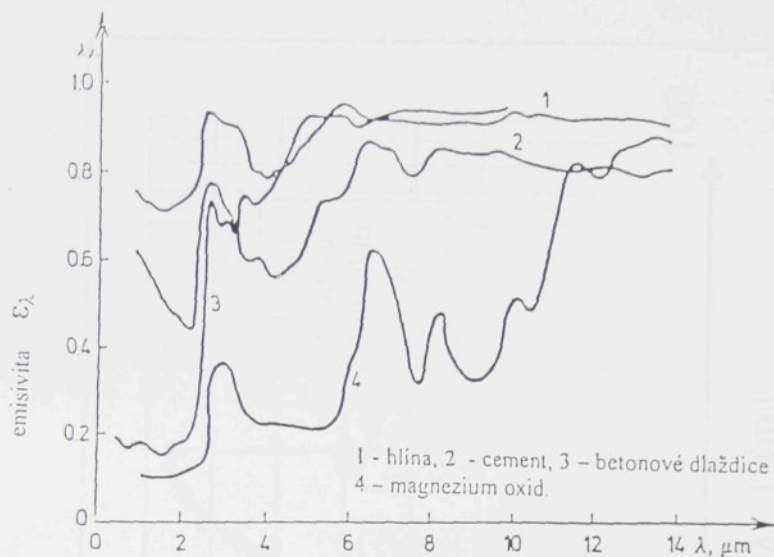
Na Obr. LXVIII až Obr. LXX jsou zobrazena teplotní pole na deskách přístroje Hélios. Obr. LXVIII a obr. LXIX představuje případ z tabulky (tab. 6.1) při teplotě prostřední desky $t_B = 60^\circ\text{C}$. Na Obr. LXIX jsou zobrazena teplotní pole prostřední desky B, která je zahřívána průchodem elektrického proudu.

Obr. LXX zobrazuje teplotní pole odpovídající případu ze stejné tabulky. Teplota prostřední desky je $t_B = 300^\circ\text{C}$.

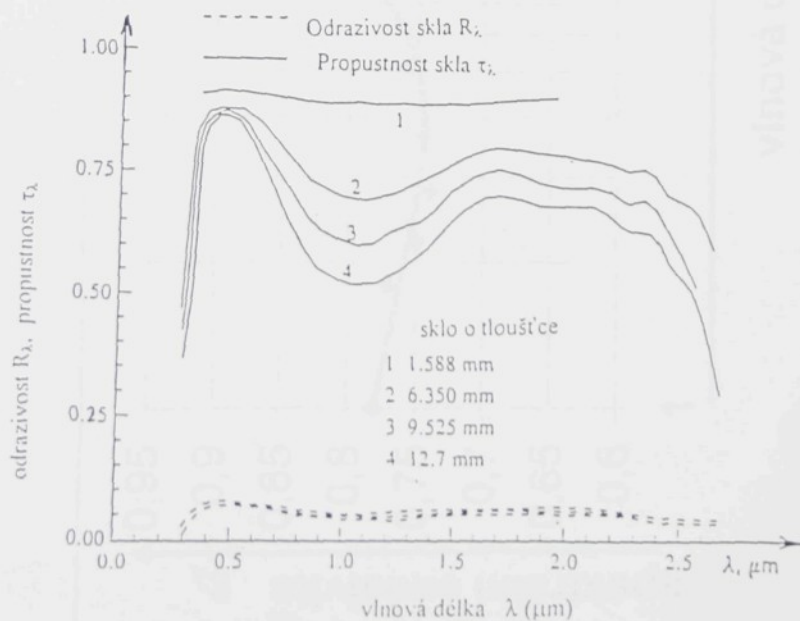
Největším problémem u podobných výpočtů, jako je tento, je správná volba a zadání určujících veličin, především součinitelů přestupu tepla α , poměrů osálení φ a emisivity ε . Obtížné je rovněž přesné určení materiálových vlastností, především u nestejnorodých a anizotropních materiálů. Chyba, vzniklá při výpočtu, je obvykle způsobena chybným a nebo nepřesným určením některých výše uvedených veličin.



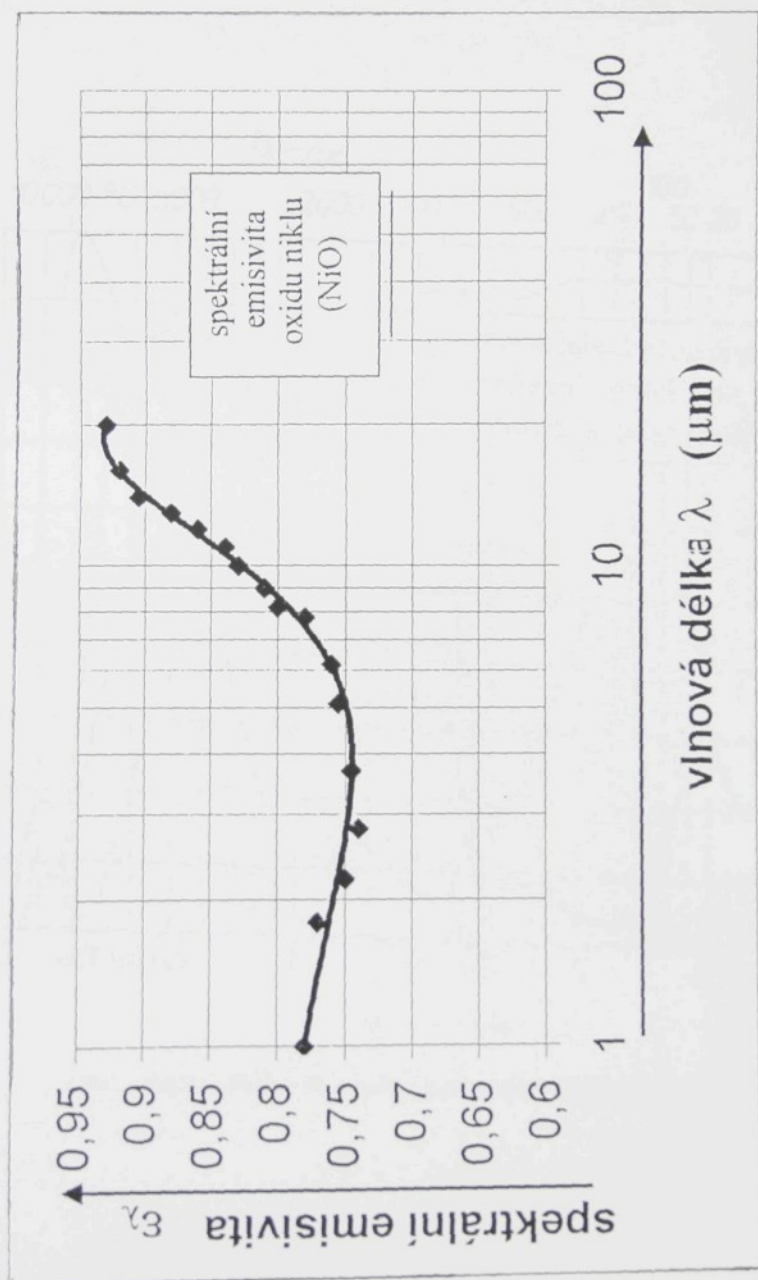
Obr. LXXI. Spektrální emisivita ϵ_λ pro hliník s rozdílnou úpravou povrchu.



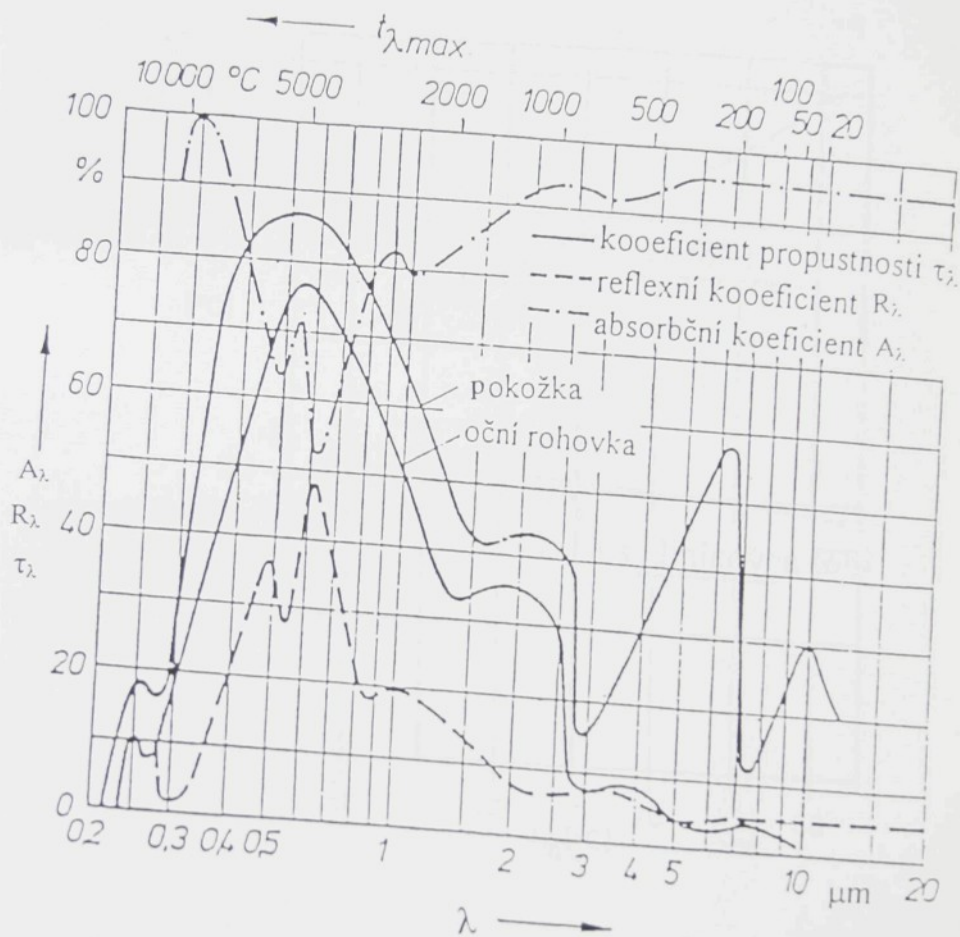
Obr. LXX II Spektrální emisivita materiálů.



Obr. LXXIII Spektrální emisivita skla o různé tloušťce



Obr. LXXIV Spektrální emisivita oxidu niklu



Obr. LXXXV. Radiační vlastnosti povrchu lidského těla.



Obr. LXXVI Závislost teploty stěny za radiátorem na střední teplotě vody.

Radiační vlastnosti vybraných materiálů

Povrch	T (K)	ϵ_T
Barvy a laky		
sněhobílý email na drsném železném plechu	296	0,906
černý lesklý lak, stříkaný na železo	298	0,875
černý matný lak	311 až 367	0,96 až 0,98
olejové barvy	373	0,92 až 0,69
Al barvy dle obsahu Al a stáří	373	0,27 až 0,67
Al barva, po ohřevu	422 až 589	0,35
Barva na radiátory - bílá	373	0,79
- krémová	373	0,77
- bílená	373	0,84
- bronz	373	0,51
silný lakový nátěr na Al slitinách	311 až 422	0,87 až 0,97
bezbarvý nátěr se silikonovým pojivem tlustý	533	
0,025 až 0,38 mm - na konstrukční oceli	533	0,66
- na ušlechtilé oceli	533	0,68 až 0,75
- na Al slitinách	533	0,77 až 0,82
cihla - červená drsná	294	0,93
- ohnivzdorná, šamotová	1373	0,75
- obyčejná	1373	0,45
písek	293	0,6
porcelán	300	0,92
	523	0,99
- bílý	293	0,7 - 0,75
dub - hoblovaný	294	0,90
kaučuk - tvrdá deska	296	0,94
- měkká, šedá, drsná deska	298	0,86
Sklo o tloušťce 12,7 mm	200	0,865
	600	0,85
	1200	0,79
papír na pocínovaném nebo černěném plechu	292	0,92, 0,94
omítka, (sádrová) hrubě bílená	284 až 361	0,91
sádrovec 0,5 mm tlustý na černěné desce	294	0,903

Tab. 1.

Povrch	T (K)	ε_T
Hliník 98 % - leštěný povrch	294 až 423	0,04
	473	0,05
	773	0,08
- neobrobený	311	0,055 až 0,07
- plech obchodní jakost	373	0,09
- oxidovaný při 872 K	472 až 872	0,11 až 0,19
- velmi oxidovaný	367 až 778	0,20 až 0,31
- kysličník hlinitý	550 až 772	0,63 až 0,42
- kysličník hlinitý	772 až 1100	0,42 až 0,26
- Al střešní krytina	311	0,216
Měď - leštěný povrch	50	0,022
	250	0,023
	500	0,031
	625	0,038
	750	0,047
	875	0,054
- elektrolytická, velmi leštěná	353	0,018
- technická, zaškrabaná	295	0,072
- deska dlouhou dobu ohřívána pokrytá, pokrytá tlustou vrstvou oxidů	298	0,78
- deska, zahřívána na 872 K	472 až 872	0,57
- kysličník měďný	1072 až 1372	0,56 až 0,54
Železo a ocel		
- elektrolytické železo, vysoce leštěné	450 až 500	0,052 až 0,064
- ocel leštěná	373	0,066
	700 až 1300	0,14 až 0,38
- litina šedá, leštěná	473	0,21
- litina soustružená	295	0,44
	1155 až 1261	0,60 až 0,70
- ocelová deska, velmi zkorodovaná	293	0,69
- ocel, tmavošedý povrch	373	0,31
- ocelový plech, válcovaný	293	0,66
- ocel. oxidovaná při 867 K	472 až 872	0,79
- ocelový plech, velmi tlustá vrstva oxidů	297	0,80 až 0,82
- litá deska, drsná	311 až 522	0,82
- litina, drsná, silně oxidovaná	311 až 522	0,95
Olovo čisté (99,96%), neoxidované	400 až 500	0,057 až 0,075
- šedě oxidované	297	0,28
Nikl elektrolyticky pokovený povrch, leštěný	296	0,045
- elektrolyticky pokovený, neleštěný	293	0,11
Pocínovaný ocelový plech, obchodní jakost	373	0,07 až 0,08

Tab. II.

Povrch	T (K)	ε_T
Hliník 98 % - leštěný povrch	294 až 423	0,04
	473	0,05
	773	0,08
- neobrobený	311	0,055 až 0,07
- plech obchodní jakost	373	0,09
- oxidovaný při 872 K	472 až 872	0,11 až 0,19
- velmi oxidovaný	367 až 778	0,20 až 0,31
- kysličník hlinitý	550 až 772	0,63 až 0,42
- kysličník hlinitý	772 až 1100	0,42 až 0,26
- Al střešní krytina	311	0,216
Měď - leštěný povrch	50	0,022
	250	0,023
	500	0,031
	625	0,038
	750	0,047
	875	0,054
- elektrolytická, velmi leštěná	353	0,018
- technická, zaškrabaná	295	0,072
- deska dlouhou dobu ohřívána pokrytá, pokrytá tlustou vrstvou oxidů	298	0,78
- deska, zahřívána na 872 K	472 až 872	0,57
- kysličník měďný	1072 až 1372	0,56 až 0,54
Železo a ocel		
- elektrolytické železo, vysoce leštěné	450 až 500	0,052 až 0,064
- ocel leštěná	373	0,066
	700 až 1300	0,14 až 0,38
- litina šedá, leštěná	473	0,21
- litina soustružená	295	0,44
	1155 až 1261	0,60 až 0,70
- ocelová deska, velmi zkorodovaná	293	0,69
- ocel, tmavošedý povrch	373	0,31
- ocelový plech, válcovaný	293	0,66
- ocel, oxidovaná při 867 K	472 až 872	0,79
- ocelový plech, velmi tlustá vrstva oxidů	297	0,80 až 0,82
- litá deska, drsná	311 až 522	0,82
- litina, drsná, silně oxidovaná	311 až 522	0,95
Olovo čisté (99,96%), neoxidované	400 až 500	0,057 až 0,075
- šedě oxidované	297	0,28
Nikl elektrolyticky pokovený povrch, leštěný	296	0,045
- elektrolyticky pokovený, neleštěný	293	0,11
Pocínovaný ocelový plech, obchodní jakost	373	0,07 až 0,08

Tab. II.

Závislost měrné zářivosti hliníku ϵ_λ na vlnové délce záření λ [μm]			
λ [μm]	ϵ_λ	λ [μm]	ϵ_λ
0,15	0,83	1,0	0,92
0,2	0,86	1,2	0,95
0,25	0,91	1,4	0,96
0,3	0,92	1,6	0,97
0,4	0,918	1,8	0,975
0,5	0,915	2,0	0,978
0,6	0,905	3,0	0,981
0,7	0,89	5,0	0,982
0,8	0,86	8- 20	0,984

Tab. III.

Závislost měrné zářivosti mědi ϵ_λ na vlnové délce záření λ [μm]			
λ [μm]	ϵ_λ	λ [μm]	ϵ_λ
0,1	0,09	0,4	0,41
0,15	0,13	0,5	0,57
0,2	0,28	0,6	0,80
0,25	0,39	0,7	0,97
0,3	0,32	0,8	0,98
0,35	0,38	1,0-2,0	0,985

Tab. IV.

propustnost skla o tloušťce 2 mm v závislosti na vlnové délce záření			
λ [μm]	τ_λ	λ [μm]	τ_λ
2,0	0,88	4,0	0,80
2,5	0,87	4,2	0,79
2,6	0,87	4,4	0,76
2,7	0,87	4,6	0,72
2,8	0,83	4,8	0,67
2,9	0,60	5,0	0,48
3,0	0,40	5,2	0,27
3,2	0,53	5,4	0,14
3,4	0,63	5,6	0,09
3,6	0,72	5,8	0,05
3,8	0,78	6,0	0,02

Tab. V.

Porovnání ročních nákladů na vytápění různými druhy paliv

Druh paliva - energie	Jednotka	Výhřevnost v MJ na jednotku	Výhřevnost v kWh na jednotku	Účinnost systému v %	Objekt	Spotřeba v kWh	Spotřeba v GJ	Spotřeba jedn.	Cena za jedn.	Cena za 1 kWh	Cena za 1 GJ	Celková cena za otop
Hnědé uhlí	kg	18,40	5,11	5,11	byť RD 1 RD 2	21 605 39 683 74 956	78 143 270	4 428 7 766 14 668	1,673 1,673 1,673	0,327 0,327 0,327	91 91 91	7 073 12 992 24 540
Černé uhlí	kg	30,1	8,34	8,34	byť RD 1 RD 2	20 940 38 462 72 650	75 138 262	2 511 4 612 8 711	2,640 2,640 2,640	0,317 0,317 0,317	88 88 88	6 628 12 175 22 997
Koks	kg	27,28	7,58	7,58	byť RD 1 RD 2	20 315 37 313 70 481	73 134 254	2 680 4 923 9 298	3,608 3,608 3,608	0,476 0,476 0,476	132 132 132	9 670 17 761 33 548
Zemní plyn	m ³	33,65	9,35	9,35	byť RD 1 RD 2	15 467 28 409 53 662	56 102 193	1 654 3 038 5 739	6,163 5,733 5,492	0,659 0,613 0,587	183 170 163	10 194 17 418 31 518
CZT	MJ	1,00	0,28	0,28	byť RD 1 RD 2	13 889 25 773 48 186	50 93 173	49 603 92 047 173 867	0,310 0,200 0,200	1,107 0,714 0,714	307 198 198	15 377 18 409 34 773
El. Přímotopy	kWh	3,60	1,00	1,00	byť RD 1 RD 2	13 889 25 510 48 186	50 92 173	13 889 25 510 48 186	1,206 1,117 1,296	1,206 1,117 1,296	335 310 360	16 755 28 494 62 449
LTO	kg	42,50	11,81	11,81	byť RD 1 RD 2	15 467 28 409 53 662	56 102 193	1 310 2 406 4 544	11,055 11,055 11,055	0,936 0,936 0,936	260 260 260	14 478 26 593 50 231
PROPAN	kg	46,33	12,87	12,87	byť RD 1 RD 2	15 467 28 409 53 662	56 102 193	1 202 2 207 4 170	18,958 18,958 18,958	1,473 1,473 1,473	409 409 409	22 783 41 848 79 046

Náklady na otop jsou u každého druhu paliva vypočteny ve třech případech:

Pro byť je uvažováno se 70 m² plochy a tepelné náročností 0,7 GJ/m²
 RD1 představuje rodinný dům s jednou bytovou jednotkou o ploše 100 m² a tepelné náročností 0,9 GJ/m²
 RD2 představuje rodinný dům s jednou bytovou jednotkou o ploše 200 m² a tepelné náročností 0,85 GJ/m²

V tabulce jsou použity průměrné ceny energií platné od 1. ledna 2000.

Ceny LTO jsou uvedeny po odečtení spotřební daně

Ceny zemního plynu a elektrické energie jsou uvedeny včetně stálých platů, u cen elektrické energie

je počítána pouze sazba v pásmu pro nízký tarif

U tuhých paliv se náklady na otop zvýší o dopravu.

Popis programu Radiátor I

Je to Program pro prostředí Windows 95 až Windows NT. Ovládání a většina příkazů je standardních pro dané prostředí.

Program Radiátor slouží k posouzení efektu odrazu tepelného záření odrazovou stěnou za radiátorem. Je možné modelovat různé tvary jak radiátoru, tak i odrazové stěny. Je předvoleno několik matematických funkcí určujících tvar odrazové plochy nebo radiátoru. Je ale možné naprogramovat prakticky libovolný tvar, jak radiátoru, tak i odrazové plochy.

Veškeré trajektorie paprsků jsou během výpočtu zobrazovány na obrazovku nebo na tiskárnu. Při výpočtu je dále vygenerován textový soubor, ve kterém jsou informace o vyzáření a odrazech každého paprsku a na konci souboru údaje o vhodnosti vyzářovací a odrazové plochy jako celku. Na konci textového souboru je provedeno vyhodnocení. V tomto vyhodnocení je uvedeno:

Prošlé paprsky : paprsky, které prošly mezerami mezi žebry.

Paprsky celkem: počet vyzářených paprsků celkem.

Pohlčené paprsky: počet pohlčených paprsků celkem.

Hned pohlčené paprsky: počet vyzářených paprsků, aniž by se odrazily od zadní plochy.

Totéž platí o celkové intenzitě záření.

Dále je uvedeno kolik procent energie bylo vyzářeno směrem před radiátor, kolik procent energie bylo vyzářeno směrem před radiátor, aniž by bylo odraženo zadní stranou a kolik procent energie bylo odraženo. Rozdělení intenzity vyzářované energie je provedeno podle Lambertova kosinového zákona. Dále je uvedeno, kolik procent paprsků je vyzářeno zadní plochou směrem do místnosti.

Hodnota index určuje vhodnost zvolené kombinace. Pokud index = 1, potom je množství energie vyzářené do přední strany stejné, jako u deskového radiátoru. Pokud je index = 1,07, potom uvedený radiátor vyzářuje o 7 % více energie, než deskový radiátor.

Vlastní výpočet spustíme z dialogového okna Graf menu výpočet

Zde si můžeme vybrat několik režimů

- Okno .. výpočet je prováděn, v okně Graf jsou zobrazeny vyzářovací funkce a jsou zde zakreslovány dráhy jednotlivých paprsků
- Tisk .. jako předchozí, ale grafický výstup je poslán na tiskárnu
- Comp.. Pouze výpočet bez grafického výstupu

- Rad fce zobrazí vyzařovací funkci v okně Graf
- Rad fce Print... vytiskne vyzařovací funkci
- Rad fce Print I... vytiskne vyzařovací funkci a její parametry

Jednotlivé vlastnosti jsou zadány v oknech 'Režim výpočtu' a 'Geometrie'. Tyto vlastnosti je možné uložit do souboru s příponou.rad následujícím způsobem: V okně režim výpočtu zadáme cestu uložení do kolonky adresář a název souboru s příponou rad do kolonky vlastnosti.

Obsah uložíme příkazem: *Okno Graf menu - Vlastnosti/Save all form*

Soubor s uloženými parametry načteme

Okno Graf menu - Vlastnosti/Open all form

Hodnoty pouze do okna 'Režim výpočtu' načteme:

Okno Graf menu - Vlastnosti/Open Režim výpočtu form

Hodnoty pouze do okna 'Geometrie' načteme:

Okno Graf menu - Vlastnosti/Open Geometrie form

Existuje zvláštní soubor 'nastavení.rad, který uložíme následovně:

Klikneme na tlačítko "Ulož nastavení" v okně Režim výpočtu. Pokud jednotlivé parametry změníme, je možné se k původním uloženým hodnotám vrátit tlačítkem "Vrátit k uloženému nastavení" – načte hodnoty parametrů ze souboru 'nastavení.rad'.

Při spuštění programu se načtou do oken parametry ze souboru nastavení.rad.

Vypočtené výsledky ve vlastním textovém editoru zobrazíme:

Okno Graf menu - Vyhodnocení/Open výsledky

Pokud je okno graf zavřené, tak je možné ho otevřít z menu Graf/GrafForm

Parametry ve skupině ReadForm

N .. počet bodů na vyzařující ploše, ze kterých jsou vyzařovány paprsky

N1, N2 .. první a poslední vyzařující bod.

T úhel mezi jednotlivými paprsky

T1, T2 ... úhel prvního a posledního paprsku

Výsledky.. název souboru, ve kterém jsou ukládány vypočtené výsledky

Vlastnosti.. název souboru, ve kterém jsou uloženy parametry pro výpočet

Adresář.. pracovní adresář

Odrazivost.. hodnota odrazivosti

Dále zde jsou funkční tlačítka pro uložení nastavených parametrů, vrácení k uloženým parametrům a zobrazení vyzařovacích funkcí.

Popis konstant určující geometrické rozměry

Parametr **St** – určuje typ odrazové stěny

Je definován pro tyto hodnoty

Parabolická stěna

15,17 –

$$y=x^2$$

35,37 –

$$y = x^2 + S$$

41,47 –

$$y = \frac{c + x^e}{q}$$

51,57 –

$$y = \frac{c + x^e}{q} + S$$

rovná stěna

70

$$y = p$$

kruhová vydutá stěna

80,85

$$y = \frac{S^2 - C - \sqrt{(S)^2 - x^2}}{q}$$

81,87

$$y = \frac{S^2 - C - \sqrt{(S)^2 - x^2}}{q} + S$$

Zrcadlovou stěnu je možné ohraničit rovinou kolmou k řezu. Na zadní „horní“ straně toho docílíme zvolením parametru **St=17,37,47,85,87**.

Na přední „spodní“ straně zatrhne dolní useknutí.

Míru ohraničení „useknutí“ zvolíme zadáním konstant **z1** a **z2**.

Parametr **Rad** – určuje typ vyzařující plochy (radiátoru)

Rad = 1 Řez článkem představuje rovnoramenné pravoúhlé trojúhelníky

Rad = 11 Jako Rad = 1, ale paprsky jsou vyzařovány i z přední strany
(Z poloviny jednoho segmentu)

Rad = 2 Pod touto hodnotou parametru 'Rad' lze modelovat topné těleso, jehož obvod se skládá ze zaoblené a rovinné plochy. Paprsky jsou vyzařovány ze zaoblené a rovinné plochy. Není počítáno s vyzařováním paprsků z přední strany.

Rad = 21 Jako Rad = 2, ale paprsky jsou vyzařovány i z přední strany
(Z celé poloviny jednoho segmentu)

Rad = 3 Řez tímto tělesem představuje klasický radiátor k ústřednímu topení.

Rad = 4 U Rad = 3 vyzařuje pouze zadní polovina radiátoru (čtvrtina segmentu).
U Rad = 4 vyzařuje celý radiátor (polovina segmentu).

Rad = 5 Řez článkem představuje rovnoramenné trojúhelníky o libovolném vrcholovém úhlu.

Rad = 51 Jako Rad = 5, ale paprsky jsou vyzařovány i z přední strany tělesa.

Použití konstant **m**, **z**, **prot** je znázorněno na obrázcích.

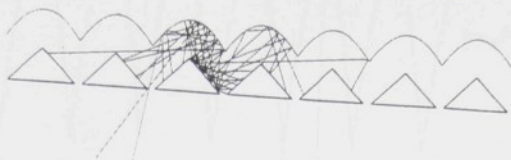
Konstanta **p** posouvá zářící těleso od odrazové plochy

Pro správnou funkci programu je možné zadat aproximační koeficienty a to krok aproximace a chybu aproximace. První skupina aproximačních koeficientů se týká vyzáření paprsku a jeho prvního odrazu, druhá všech dalších odrazů, třetí pohlcení paprsku vyzařujícím tělesem.

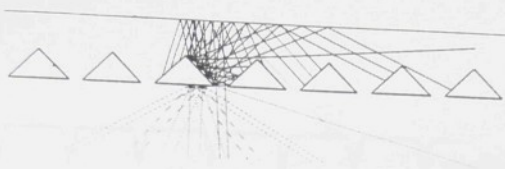
Pro konstrukci vyzařovací plochy je možné si vyvolat celou funkci tvořící zářící těleso a zvolit její tloušťku a barvu. Dále je možné zvolit si tloušťku a barvu zářícího tělesa, odrazové plochy paprsku, přímo vyzářeného paprsku a paprsku, který byl úspěšně odražen.

Dále lze zadat délku odraženého a přímo vyzářeného paprsku.

Ukázka výstupů programu Radiator I :



St = 41 p= 2
Rad=1 m= 0,56
S= 5 z= 0,4
e= 1,9 prot=50
c= 120 Z1= 5
q= 5,5



St = 70 p= -20
Rad=11 m= 1
S= 5 z= 2,5
e= 2,1 prot=50
c= 0 Z1= 5
q= 1

Ukázka konce vygenerovaného textového souboru s výsledky programu Radiator I

index = 1,11578
prospe paprsky = 29 vyzar intez = 13,016
paprsky celkem = 350 celkova intenzita = 229,039
pohlcene paprsky = 319 pohlcene intenz = 214,798
hned pohlcene paprsky = 107 hned pohl. in. = 61,084

Odraženo ven 5,6828 % z celkové energie vyzařené zadní stranou neuvažováno s optickou ztrátou na odrazové ploše
Z toho přímo vyzařeno 1,0537 % z celkové energie vyzařené
Z toho odraženo 4,6291 % z celkové energie vyzařené

Odraženo ven 5,0360 % z celkové energie vyzařené zadní stranou uvažováno s optickou ztrátou na odrazové ploše
Z toho přímo vyzařeno 1,0537 % z celkové energie vyzařené
Z toho odraženo 3,9823 % z celkové energie vyzařené

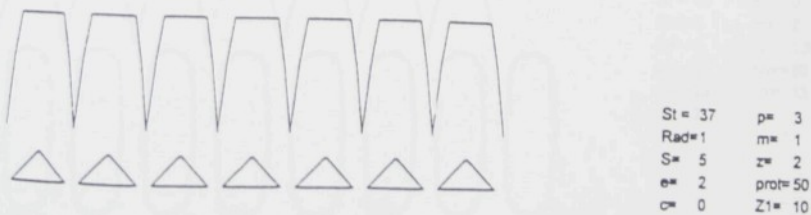
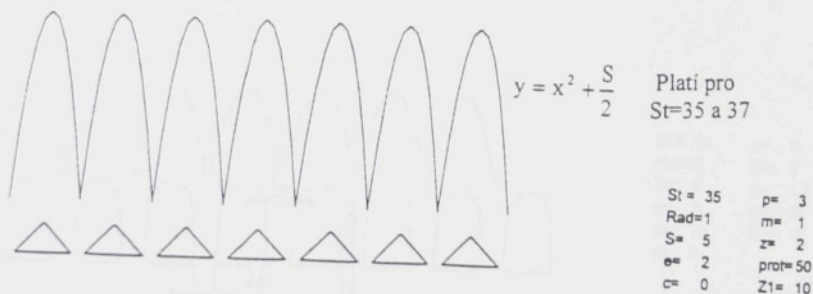
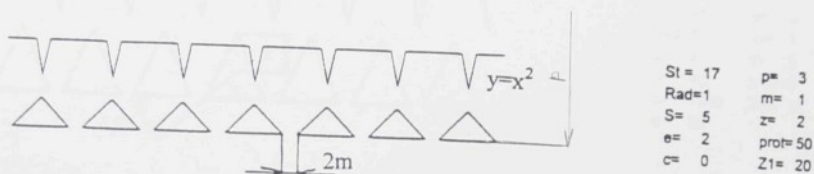
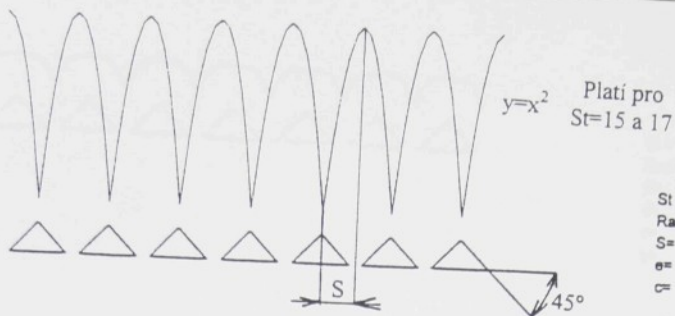
Odraženo ven 8,2857 % celkového počtu paprsků vyzařených zadní stranou

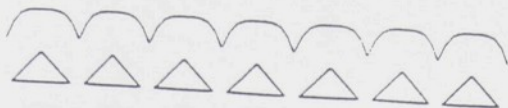
St = 41 typ steny
Rad = 1 typ radiátoru
e= 2,1 hodnota exponentu
c= 120,0 konstanta v rovnici
q = 5,5 konstanta q
p = 2 vzdálenost od S*S
m = 0,3000000000000000182 2*m = mezera
z = 0,5
prot = 50
Z1 = 5 Z2 = 25
S = 5 vzdálenost průtnutí parabol od x=0

N1=1 N2=10 nn=-10,00
T1=-17

T2=17

tt=5

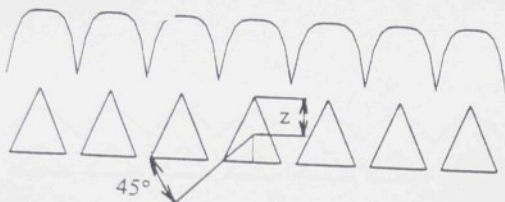




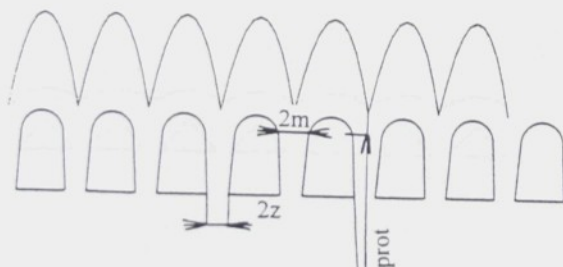
St= 41	p= -7
Rad=1	m= 1
S= 5	z= 2
e= 3,7	prot=5
c= 1240	Z1= 0
q= 100	

$$y = \frac{c + x^e}{q}$$

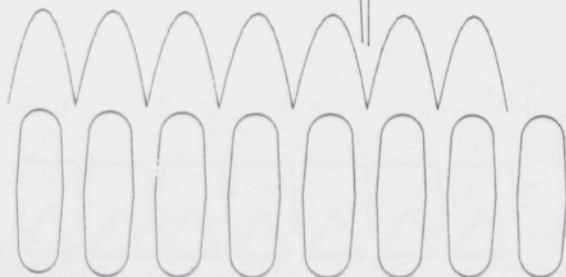
Platí pro
St=41 a 47



St= 41	p= 5
Rad=5	m= 1
S= 5	z= 5
e= 4,1	prot=5
c= 1240	Z1= 12
q= 85	



St= 41	p= 0
Rad=2	m= 2
S= 5	z= 1,5
e= 2	prot=30
c= 28	Z1= 12
q= 2	



St= 41	p= 0
Rad=3	m= 2
S= 5	z= 1,5
e= 2	prot=30
c= 28	Z1= 12
q= 2	



St = 47 p= 0
Rad=1 m= 1
S= 5 z= 2
e= 2,7 prot=5
c= 170 Z1= 0
q= 10

$$y = \frac{c + x^e}{q} \quad \text{Platí pro} \\ \text{St=41 a 47}$$



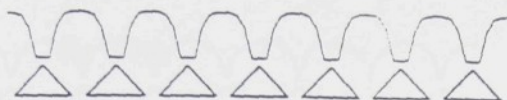
St = 47 p= 0
Rad=1 m= 1
S= 5 z= 2
e= 1,7 prot=5
c= 80 Z1= 0
q= 4



St = 47 p= 0
Rad=1 m= 1
S= 5 z= 2
e= 1,7 prot=5
c= 210 Z1= 0
q= 10



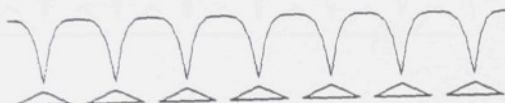
St = 47 p= 3
Rad=51 m= 1
S= 5 z= 2
e= 2,1 prot=50
c= 0 Z1= 20



St = 51	p = -7
Rad = 1	m = 1
S = 5	z = 2
e = 4	prot = 5
c = 440	Z1 = 12
q = 40	Z2 = 17

$$y = \frac{c + x^e}{q} + \frac{S}{2}$$

Platí pro
St=51 a 57



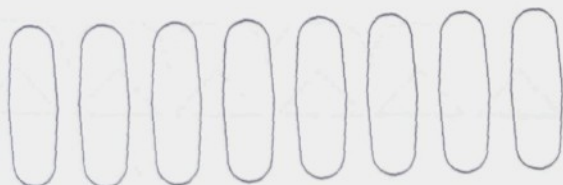
St = 51	p = -3
Rad = 5	m = 1
S = 5	z = -2,2
e = 4,1	prot = 5
c = 1240	Z1 = 12
q = 85	



St = 57	p = -7
Rad = 1	m = 1
S = 5	z = 2
e = 4	prot = 5
c = 440	Z1 = 13
q = 40	Z2 = 17

$$y = p$$

Platí pro
St=70



St = 70	p = 0
Rad = 3	m = 2
S = 5	z = 1,5
e = 1,7	prot = 30
c = 20	Z1 = 12
q = 1	



$$y = \sqrt{\left(\frac{S}{2}\right)^2 - x^2}$$

Platí pro
St=80 a 85

St = 80	p = -7
Rad=1	m = 1
S = 5	z = 2
e = 5	prot = 5
c = 8	Z1 = 12
q = 1	



St = 81	p = -7
Rad=1	m = 1
S = 5	z = 2
e = 5	prot = 5
c = 15	Z1 = 12
q = 0,5	



$$y = \sqrt{\left(\frac{S}{2}\right)^2 - x^2} + \left(\frac{S}{2}\right)$$

Platí pro
St=81 a 87

St = 85	p = -7
Rad=1	m = 1
S = 5	z = 2
e = 5	prot = 5
c = 18	Z1 = 12
q = 0,5	



St = 87	p = -30
Rad=1	m = 1
S = 7	z = 2
e = 5	prot = 5
c = 30	Z1 = 13
q = 1	

Popis programu Radiátor II

Program Radiátor II určí procentuelní úsporu energie na vytápění při použití odrazové fólie. Jako základní případ je uvedeno vytápění s deskovým radiátorem. Při výpočtu postupujeme následovně:

V části 1a) určíme velikost konvekce na vnitřní straně stěny za radiátorem.

Odhadneme „ts1“ teplotu povrchu stěny
zadáme „tv1“teplotu vzduchu mezi stěnou a radiátorem
„L“charakteristický rozměr
„v“rychlost proudění vzduchu.

Vybereme mezi konvekcí volnou a nucenou a klikneme na výpočet v části 1a.

Pro výpočet Nu jsou v zadány čtyři rovnice pro přirozenou konvekci a čtyři rovnice pro nucenou konvekci.

Rovnice pro přirozenou konvekci

1)

$$Nu = 0.68 + \frac{0.67 \cdot Pr^{\frac{1}{4}} \cdot Gr^{\frac{1}{4}}}{\left[1 + \left(\frac{0.492}{Pr} \right)^{\frac{9}{16}} \right]^{\frac{4}{9}}} \quad \text{pro } 8 \cdot 10^{-5} < Gr \cdot Pr < 10^8 \text{ a } 0,022 < Pr < 10^6 \quad [65]$$

2)

$$Nu = 0.59 \cdot Pr^{\frac{1}{4}} \cdot Gr^{\frac{1}{4}} \quad \text{pro } 10^4 < Gr \cdot Pr < 10^9 \quad [65]$$

3)

$$Nu = 0.1 \cdot Pr^{\frac{1}{3}} \cdot Gr^{\frac{1}{3}} \quad \text{pro } 10^9 < Gr \cdot Pr < 10^{13} \quad [65]$$

4)

$$Nu = 0.15 \cdot (Pr \cdot Gr)^{\frac{1}{3}} \cdot (Pr \cdot Pr_s)^{\frac{1}{4}} \quad \text{pro } 6 \cdot 10^{10} < Gr \cdot Pr < 10^{20} \quad [48]$$

Rovnice pro nucenou konvekci

1) Laminární

$$Nu = 0.664 \cdot Re^{\frac{1}{2}} \cdot Pr^{\frac{1}{3}} \quad \text{pro} \quad Re < 10^5 \text{ a } 0,1 < Pr < 10^3 \quad [65]$$

2)

$$Nu = 0.0405 \cdot Re^{0.8} \cdot Pr \quad \text{pro} \quad 5 \cdot 10^5 < Re < 10^7 \quad [65]$$

3)

$$Nu = 0.037 \cdot Pr^{0.43} \cdot Re^{0.8} \cdot \left(\frac{Pr}{Pr_s} \right)^{0.25} \quad \text{pro} \quad 10^5 < Re \quad \text{a} \quad Pr > 0.5 \quad [65]$$

4) Pro plyny a vyšší teplotní spády

$$Nu = 0.037 \cdot Pr^{0.43} \cdot Re^{0.8} \cdot \left(\frac{T}{T_s} \right)^{0.25} \quad \text{pro} \quad 10^5 < Re \quad \text{a} \quad Pr > 0.5 \quad [48]$$

Obdobně postupujeme v části 1b), kde určíme hodnotu konvekce na venkovní straně zdi. Teplota stěny na venkovní straně je značena t_{s2} a teplota venkovního vzduchu t_{l2} .

Kliknutím na výpočet v části 2 proběhne bilance toků tepla ve zdi za radiátorem. Dosadíme správné hodnoty:

- „λ“ součinitel vedení tepla jednotlivých částí zdíva stěny
- „s“ jejich tloušťky,
- „tr“ střední povrchovou teplotu topného tělesa
- „to“ střední teplota povrchových stěn
- „tv“ teplota vzduchu – je převedena z části 1a (po kliknutí na tlačítko alfa)
- „eps R“ střední povrchovou teplotu topného tělesa
- „eps R“ poměrnou sálavost topného tělesa
- „eps S1“ poměrnou sálavost stěny za radiátorem
- „eps S2“ poměrnou sálavost odrazové fólie
- „eps S2“ střední poměrnou sálavost okolních stěn

Po proběhnutí výpočtu budou zobrazeny hodnoty teplot a tepelných toků pro zadané hodnoty emisivit „eps S1“ „eps S2“.

- množství tepla dodaného do místnosti
- účinně využité teplo s ohledem na index sálání
určuje ekvivalentní množství tepla dodaného konvekcí. Při indexu sálání 1 jsou tyto hodnoty rovny hodnotám v předchozím bodu.

Výpočet není nutné provádět uvedeným způsobem.

Stačí zadat před spuštěním části 2 alfy (součinitelé přestupu tepla) v části 1a a 1b , a teplotu venkovního vzduchu „t12“ a vzduchu uvnitř „t11“ v části 2.

Před spuštěním části 3 obě teploty stěny za topným tělesem „ts“ v části 2 a hodnoty „tv“, „L“, „to“, „tr“ v části 3.

Tyto hodnoty se mohou z části 1a a 1b převést kliknutím na tlačítko „alfa“ v části 1a a 1b .

Výsledky tohoto programu jsou v souladu s prací [29] , pouze snížení výkonu je dle programu asi o 3 % nižší, než uvádí doc. Laboutka.

V programu je možné zadat fyzikální vlastnosti materiálů a podmínky přestupu tepla a určit úsporu energie pro různé praktické případy. Je možné určit dobu návratnosti investice pro určité případy použití.

Programem je možné stanovit možné úspory energie na vytápění u jiných topných těles, než deskového radiátoru nebo topného panelu. Spočtené hodnoty při použití jiného topného tělesa, než deskového radiátoru je třeba brát pouze jako orientační, protože nevycházejí z rovnic tepelné bilance na uvedených radiátorech, ale z tepelné bilance na deskovém topném tělese s poměrně upraveným přenosem tepla konvekcí. Pokud chceme hodnotit vliv odrazové fólie u jiného typu topného tělesa, ta zvolíme 'Korekce na ostatní radiátory' a vybereme dle nabídky. Topná tělesa v nabídce se shodují s topnými tělesy v tabulce 7.1. Poslední typ v nabídce s označením 'článekový' se shoduje s obr. 7.2.

Část 1a - konvekce na vnitřní straně stěny

Vstupní hodnoty
 $t_{v1} = 29$ °C
 $t_{s1} = 36$ °C
 $L = 1$ m
 $v = 2$ m/s

☒ Přirozená
☐ Nucená

$Pr = 0,7261866584412$
 $Re = 1,222 \times 10^5$
 $Nu = 378,897387948353$

dle rovnice č. 3
 $\alpha = 9,899$ W/m² K
 $Q = 69,299938$ W/m²

Nové zadání
☒ Rovnice 3
☐ Rovnice 4

Výpočet

Část 1b - konvekce na vnější straně stěny

Vstupní hodnoty
 $t_{v2} = -20$ °C
 $t_{s2} = -16$ °C
 $L = 1$ m
 $v = 3$ m/s

☒ Přirozená
☐ Nucená

$Pr = 0,7155290746131$
 $Re = 2,565 \times 10^5$
 $Nu = 679,657390326262$

dle rovnice č. 3
 $\alpha = 15,37$ W/m² K
 $Q = 61,498260$ W/m²

Nové zadání
☒ Rovnice 3
☐ Rovnice 4

Výpočet

Část 2 - teplota stěny za radiátorem

$\lambda = 2$ W/mK	$\lambda = 0,062$ W/mK	$\lambda = 1$ W/mK	$K_s = 5$ W/mK
$s = 0,3$ m	$s = 0,0$ m	$s = 0,05$ m	$K_c = 2,7318$ W/mK
$t_r = 70$ °C	$t_r = 20$ °C	$t_r = 20$ °C	
$t_o = 20$ °C	$\epsilon = 0,9$		

Výpočet

teplota stěny za tělesem	teplo procházející zdí	teplo předané sáláním	předané konvekcí	teplota stěny venku	teplota vzduchu za tělesem
$\epsilon_s = 0,9$ $t_{s1} = 28,31$ °C	$Q = 182,28020$ W/m ²	$Q_s = 264,53653$ W/m ²	$Q = 82,28872$ W/m ²	$t_{sv} = -8,14$ °C	$t_{t1} = 32,324$ °C
$\epsilon_s = 0,3$ $t_{s1} = 17,23$ °C	$Q = 140,50577$ W/m ²	$Q_s = 113,08812$ W/m ²	$Q = 27,323975$ W/m ²	$t_{sv} = -10,8$ °C	$t_{t1} = 27,854$ °C
$\epsilon_s = 0,7$ $t_{s1} = 10,12$ °C	$Q = 113,64215$ W/m ²	$Q_s = 15,842594$ W/m ²	$Q = 97,811913$ W/m ²	$t_{sv} = -12,6$ °C	$t_{t1} = 16,868$ °C

Část 3 - výpočet celkové úspory

$t_v = 20$ °C
 $L = 1$ m
 $v = 2$ m/s

$t_o = 20$ °C
 $\epsilon_s = 0,7$

☒ Konvekce na radiátoru
☐ Přirozená
☐ Nucená

index sálání
směrnice v diagramu Račbuka
2

Konvekce	Sálání	Od zadní stěny	Celkem do místnosti	Učinně využitě teplo
$Q = 877,116$	$+ 242,721$	$+ 232,848$	$= 1,352,68$ W/m ²	$t_{o1} = 1398,6$ W/m ²
$Q = 924,989$	$+ 242,721$	$+ 91,1324$	$= 1,258,84$ W/m ²	$t_{o1} = 1304,7$ W/m ²

Výpočet **Print**

režim výpočtu
☒ stejná teplota
☐ stejný topný příkon

teplota vzduchu za tělesem
☒ Podle části 2
☐ stejná jako u př. bez fólie
☐ stejná jako u př. s fólií

☐ Korekce na ostatní radiátory

Úspora energie deskového radiátoru o 3,02 % = 41,77 W/m²
 Topný výkon efektivní radiátoru bude nižší o -6,78 % = -93,8430 W/m²

Část 1a - konvekce na vnější straně stěny

Vstupní hodnoty
 $t_{v1} = 29$ °C ☐ Přirozená ☒ Nucená
 $ts1 = 36$ °C
 $L = 1$ m
 $v = 2$ m/s
 $Pr = 0,7261866594412$
 $Re = 1,222 \times 10^5$
 $Nu = 378,897387948353$

Nové zadání
 Výpočet ☒ Rovnice 3 ☐ Rovnice 4
 dle rovnice č. 3
 $\alpha = 9,899$ W/m² K
 $Q = 69,299938$ W/m²

Část 1b - konvekce na vnější straně stěny

Vstupní hodnoty
 $t_{v2} = 20$ °C ☐ Přirozená ☒ Nucená
 $ts2 = -16$ °C
 $L = 1$ m
 $v = 3$ m/s
 $Pr = 0,7155290746131$
 $Re = 2,565 \times 10^5$
 $Nu = 679,657390326262$

Nové zadání
 Výpočet ☒ Rovnice 3 ☐ Rovnice 4
 dle rovnice č. 3
 $\alpha = 15,37$ W/m² K
 $Q = 61,498260$ W/m²

Část 2 - teplota stěny za radiátorem

$\lambda_{\text{lam}} = 1,2$ W/mK	$\lambda_{\text{lam}} = 0,062$ W/mK	$\lambda_{\text{lam}} = 0,8$ W/mK	$K_s = 1,2556$ W/mK
$s = 0,3$ m	$s = 0,03$ m	$s = 0,05$ m	$K_c = 1,0390$ W/mK

Výpočet
 $t_r = 70$ °C
 $t_o = 20$ °C
 $\epsilon_{\text{eps}} R = 0,9$
 $t_v = 20$ °C

teplota stěny za tělesem	teplo procházející zdí	teplo předané sáláním	předané konvekcí	teplota stěny venku	teplota vzduchu za tělesem
$\epsilon_{\text{eps}} S = 0,9$	$Q = 65,000145$ W/m ²	$Q_s = 223,28506$ W/m ²	$-158,3206$ W/m ²	$t_{\text{tsv}} = -15,7$ °C	$t_{\text{tl}} = 34,737$ °C
$\epsilon_{\text{eps}} S = 0,3$	$Q = 52,072555$ W/m ²	$Q_s = 100,09997$ W/m ²	$-48,07435$ W/m ²	$t_{\text{tsv}} = -16,6$ °C	$t_{\text{tl}} = 31,086$ °C
$\epsilon_{\text{eps}} m = 0,7$	$Q = 42,191121$ W/m ²	$Q_s = 6,0529199$ W/m ²	$36,194367$ W/m ²	$t_{\text{tsv}} = -17,2$ °C	$t_{\text{tl}} = 19,015$ °C

Část 3 - výpočet celkové úspory

$t_v = 20$ °C $t_o = 20$ °C ☐ Konvekce na radiátoru ☒ Přirozená ☐ Nucená
 $L = 1$ m $\epsilon_{\text{eps}} m = 0,7$ index sálání směrnice v diagramu Ralčuka 2

$t_r = 70$ °C	Konvekce	Sálání	Od zadní stěny	Celkem do místnosti	Učinné využití tepla
$t_o = 75,107696$ °C	$Q = 351,531$	$+ 242,721$	$+ 192,404$	$= 786,657$ W/m ²	$t_{o1} = 832,58$ W/m ²
	$Q = 428,960$	$+ 274,342$	$+ 83,3545$	$= 786,657$ W/m ²	$t_{o1} = 838,56$ W/m ²

Výpočet Print

režim výpočtu
☐ stejná teplota
☒ stejný topný příkon

teplota vzduchu za tělesem
☒ Podle části 2
☐ stejná jako u př. bez lólie
☐ stejná jako u př. s lólie

☐ Korekce na ostatní radiátory

Úspora energie deskového radiátoru o 1,58 % = 12,93 W/m²
 Topný efektivní výkon radiátoru bude vyšší o 0,73 % = 5,9829 W/m²

Část 1a - konvekce na vnitřní straně stěny

Vstupní hodnoty

$t_{v1} = 29$ °C

$t_{s1} = 36$ °C

$L = 1$ m

$v = 2$ m/s

☐ Přirozená

☒ Nucená

$Pr = 0,7261866584412$

$Re = 1,222 \times 10^5$

$Nu = 378,897387948353$

dle rovnice č. 3

Nové zadání

Výpočet ☒ Rovnice 3 ☐ Rovnice 4

$\alpha = 9,899$ W/m² K

$Q = 69,299938$ W/m²

Část 1b - konvekce na vnější straně stěny

Vstupní hodnoty

$t_{v2} = -20$ °C

$t_{s2} = -16$ °C

$L = 1$ m

$v = 3$ m/s

☐ Přirozená

☒ Nucená

$Pr = 0,7155290746131$

$Re = 2,565 \times 10^5$

$Nu = 679,657390326262$

dle rovnice č. 3

Nové zadání

Výpočet ☒ Rovnice 3 ☐ Rovnice 4

$\alpha = 15,37$ W/m² K

$Q = 61,498260$ W/m²

Část 2 - teplota stěny za radiátorem

$\lambda_{\text{lam}} = 1,2$ W/mK

$s = 0,3$ m

$t_r = 70$ °C

$t_o = 20$ °C

$\epsilon_{\text{eps}} R = 0,9$

$\lambda_{\text{lam}} = 0,062$ W/mK

$s = 0,03$ m

$t_v = 20$ °C

$\lambda_{\text{lam}} = 0,8$ W/mK

$K_s = 1,2556$ W/mK

$K_c = 1,0390$ W/mK

Výpočet

teplota stěny za tělesem		teplo procházející zdí		teplo předané sáláním		teplo předané konvekcí		teplota stěny venku za tělesem		teplota vzduchu za tělesem	
$\epsilon_{\text{eps}} S = 0,9$	$t_{s1} = 35,99$ °C	$Q = 65,000145$ W/m ²	$Q_s = 223,28506$ W/m ²	$Q_s = 158,3206$ W/m ²	$Q_s = 158,3206$ W/m ²	$t_{sv} = -15,7$ °C	$t_{t1} = 34,737$ °C				
$\epsilon_{\text{eps}} S = 0,3$	$t_{s1} = 24,85$ °C	$Q = 52,072555$ W/m ²	$Q_s = 100,09997$ W/m ²	$Q_s = 48,07435$ W/m ²	$Q_s = 48,07435$ W/m ²	$t_{sv} = -16,6$ °C	$t_{t1} = 31,086$ °C				
$\epsilon_{\text{eps}} m = 0,7$	$t_{s1} = 16,34$ °C	$Q = 42,191121$ W/m ²	$Q_s = 6,0529199$ W/m ²	$Q_s = 36,194367$ W/m ²	$Q_s = 36,194367$ W/m ²	$t_{sv} = -17,2$ °C	$t_{t1} = 19,015$ °C				

Část 3 - výpočet celkové úspory

$t_{v1} = 20$ °C

$t_o = 20$ °C

$L = 1$ m

$\epsilon_{\text{eps}} m = 0,7$

☐ Konvekce na radiátoru

☒ Přirozená

☐ Nucená

index sálání

směrnice v diagramu Račička

2

Výpočet

Print

režim výpočtu

☒ stejná teplota

☐ stejný topný příkon

teplo vzduchu za tělesem

☒ Podle části 2

☐ stejná jako u př. bez fólie

☐ stejná jako u př. s fólií

☐ Korekce na ostatní radiátory

	Konvekce	Sálání	Od zadní stěny	Celkem do místnosti	Účinně využitě teplo
$t_r = 70$ °C	$Q = 351,531$	$+ 242,721$	$+ 192,404$	$= 786,657$ W/m ²	$t_{o1} = 832,58$ W/m ²
$t_{v1} = 20$ °C	$Q = 371,389$	$+ 242,721$	$+ 83,3545$	$= 697,465$ W/m ²	$t_{o1} = 743,39$ W/m ²

Úspora energie deskového radiátoru o 1,58 % = 12,93 W/m²

Topný výkon efektivní radiátoru bude nižší o -10,91 % = -89,1918 W/m²

Základní zákony o tepelném záření

1. Kirchhoffův zákon

V rovnovážném stavu je systém izotermický, takže podle prvního postulátu termomechaniky nedochází k výslednému toku tepla žádným elementem povrchu, umístěným kdekoliv uvnitř daného systému. Z toho vyplývá, že intenzita záření u izometrického systému musí být stejná ve všech směrech a orientovaná plošná hustota tepelného toku E musí být konstantní.

Z energetické bilance potom plyne, že emisivita ϵ daného tělesa se rovná absorpci a téhož tělesa.

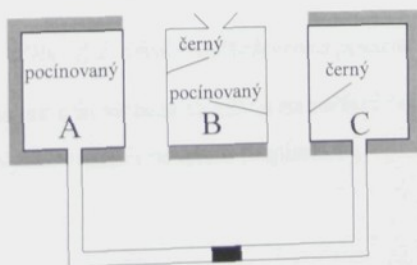
$$a = \epsilon \quad (Z.1)$$

Zákon platí rovněž pro monochromatické záření i pro všechny vlnové délky ve spektru.

$$a_\lambda = \epsilon_\lambda$$

(Z.2)

Podstatu Kirchhoffova zákona objevil již o čtvrt století dříve Ritchier na základě pokusu:



Obr. Z. 1. Ritchierův pokus.

Nádoba B je umístěna v malé vzdálenosti mezi dvěma nádobami A a C, které mají stejnou velikost a stejnou tepelnou kapacitu. Obě nádoby jsou spojeny kapilární trubičkou, v jejímž středu je kapka tekutiny, která tvoří diferenciální plynový teploměr. Pravé stěny nádob A a B jsou pocínovány, aby měly stejnou nízkou pohltivost a zářivost. Levé stěny nádob B a C jsou začerněny, aby jejich pohltivost a zářivost byla pokud možno co největší. Při nalití horké vody do nádoby B se na diferenciálním teploměru nenaměří žádná změna teploty.

Obdobu Ritchierova pokusu lze demonstrovat na přístroji Hélios vyrobeném na KTE – TU Liberec. Prostřední deska je elektricky ohřívána. Potom dochází k přenosu tepla zářením na krajní plechy. Jestliže jsou povrchy upraveny tak, jak je naznačeno na obrázku, potom bude podle Kirchhoffova zákona teplota obou krajních plechů stejná. Při větším rozdílu teplot povrchů se může jejich teplota lišit vlivem selektivnosti a závislosti emisivity na teplotě.



Obr. Z.2. Obdoba Ritchierova pokusu.

Přístroj Hélios lze s úspěchem využívat na měření celkové pohltivosti při různých teplotách vyzařovaného povrchu (kapitola 6).

2. Planckův zákon

Monochromatickou hustotu spektrálního toku vyzařované energie černého tělesa určíme podle Planckova zákona :

$$E_{0\lambda} = \frac{C_1 \lambda^{-5}}{e^{\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right)} - 1} \quad (Z.3)$$

Konstanty C_1 a C_2 jsou funkcemi universálních konstant.

Určí se:

$$C_1 = 2\pi c_L^2 h = 3,741274565 \cdot 10^{-16} \text{ Wm}^2 \quad (Z.4)$$

$$C_2 = \frac{hc}{k} = 1,44 \cdot 10^{-2} \text{ mK} \quad (Z.5)$$

kde

$$c_L = 299792,8 \text{ km s}^{-1} \quad \text{rychlost světla ve vakuu}$$

$$h = 6,6256 \cdot 10^{-34} \text{ W s}^2 \quad \text{Planckova kvantová konstanta}$$

$$k = 1,38054 \cdot 10^{-23} \text{ W s K}^{-1} \quad \text{Boltzmanova konstanta}$$

Uvedený vztah (1.7) pro výpočet konstanty C_1 platí pro nepolarizované záření do poloprostoru. Pro polarizované záření ve směru normály k zářivé ploše platí rovnice :

$$C_1 = c_L^2 h = 5,955 \cdot 10^{-17} \text{ Wm}^2 \quad (Z.7)$$

3. Wienův posunovací zákon

Spektrum záření absolutně černého tělesa při libovolné teplotě obsahuje všechny vlnové délky λ od 0 do ∞ . Pro každou teplotu však většina energie tepelného záření leží v určitém úseku spektra. Vlnovou délku, která odpovídá maximu vyzařené energie, určíme podle Wienova posunovacího zákona. Pro teploty 1000 až 1500 °C je maximum vyzařované energie při vlnových délkách 0,7 až 15 μm . Pro teplotu, která je na povrchu Slunce (6000 je °C), je zhruba polovina zářivé energie rozložena v oblasti spektra s vlnovými délkami od 0,3 do 0,6 μm , což odpovídá oblasti viditelných a ultrafialových paprsků. Pro ještě vyšší teplotu, která je na povrchu některých hvězd může ležet energie záření v oblasti ještě kratších vlnových délek.

Pro přenos energie zářením při vytápění je pro nás zajímavé rozložení energie podle vlnových délek při nižších teplotách.

Z grafického znázornění Planckova zákona je zřejmé, že intenzita záření dokonale černého tělesa vykazuje maximum při určité délce vlny λ_{max} , která se zmenšuje se stoupající teplotou podle Wienova posunovacího zákona:

$$\lambda_{\text{max}} T = a \quad (\text{Z.9})$$

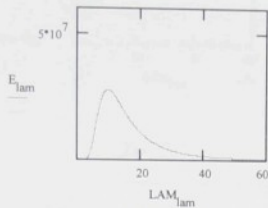
Kde $a = 2897,8 \mu\text{m K}$ je první Wienova konstanta.

Jinou formou lze Wienův zákon napsat jako závislost maxima vyzařovaného spektrálního toku energie na teplotě:

$$E_{\lambda \text{ max}} = b T^5 \quad (\text{Z.10})$$

Kde $b = 1,2862 \cdot 10^{-17} \text{ W m}^{-2} \mu\text{m}^{-1} \text{ K}^{-5}$ je druhá Wienova konstanta.

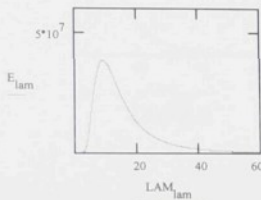
Rozložení spektrální zářivé energie černého tělesa $E_{0\lambda}$ lze určit podle Planckova zákona.



Obr. Z.3.

pro teplotu 20°C

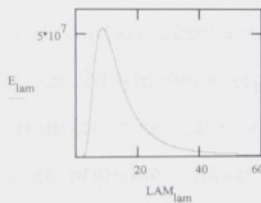
maximum vyzářené energie při
 $\lambda_{\text{max}} = 9,9 \mu\text{m}$



Obr. Z.4.

pro teplotu 40°C

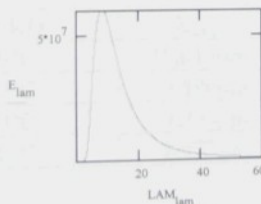
maximum vyzářené energie při
 $\lambda_{\text{max}} = 9,3 \mu\text{m}$



Obr. Z.5.

pro teplotu 60°C

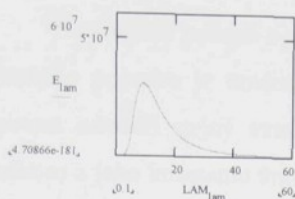
maximum vyzářené energie při
 $\lambda_{\text{max}} = 8,7 \mu\text{m}$



Obr. Z.6.

pro teplotu 70°C

maximum vyzářené energie při
 $\lambda_{\text{max}} = 8,4 \mu\text{m}$



Rozložení spektrální zářivé energie
pro šedé těleso.

$$\varepsilon = \varepsilon_\lambda = 0,8$$

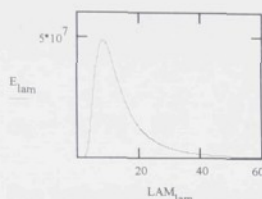
pro teplotu 40°C

maximum vyzářené energie při

$$\lambda_{\max} = 8,4 \mu\text{m}$$

S

Obr. Z.7.



Rozložení spektrální zářivé energie
pro šedé těleso.

$$\varepsilon = \varepsilon_\lambda = 0,8$$

pro teplotu 70°C

maximum vyzářené energie při

$$\lambda_{\max} = 8,4 \mu\text{m}$$

Obr. Z.8.

Z grafického znázornění Planckova zákona je vidět, že pro pokojovou teplotu hlavní část záření absolutně černého tělesa přísluší vlnovým délkám od 3 do 40 μm . Maximální energie je vyzařována o vlnových délkách 8 až 10 μm . Tuto skutečnost je třeba využít při návrhu povrchů ploch, které budou vyzařovat, případně přijímat tepelnou energii zářením. Je třeba, aby pro tyto intervaly vlnové délky záření byla pokud možno co nejvyšší měrná zářivost ε_λ .

teplota	$\lambda_{\max}$	teplota	$\lambda_{\max}$
0°C	10,615 μm	60°C	8,702 μm
20°C	9,890 μm	70°C	8,448 μm
40°C	9,258 μm	100°C	7,769 μm
50°C	8,972 μm	6000°C	0,462 μm

tab. Z.1. Vlnové délky, kterým odpovídá nejvíce vyzářené energie.

4. Stefan - Boltzmannův zákon

Na základě pokusů s platinovou černí Stefan usoudil, že intenzita záření černého povrchu je úměrná čtvrté mocnině jeho absolutní teploty. Krátce potom odvodil stejný vztah Boltzmann. Tento vztah (Stefan-Boltzmannův zákon) a jeho konstantu úměrnosti lze získat integrací Planckovy rovnice přes celé spektrum. Plošná hustota tepelného toku černého tělesa E_0 se spočítá:

$$E_0 = \int_0^{\infty} E_{0\lambda} d\lambda = \sigma_0 T^4 \quad [\text{W m}^{-2}] \quad (\text{Z.11})$$

kde

$$\sigma_0 = 5,775 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{K}^{-4}.$$

Pro technické výpočty se Stefan - Boltzmannův zákon používá ve tvaru:

$$E_0 = c_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4 \quad [\text{W m}^{-2}] \quad (\text{Z.12})$$

kde

$$c_0 = 5,775 \text{ W m}^{-2} \text{K}^{-4}.$$

5. Vyzařovaná energie jako funkce úhlu

Pro černá a šedá tělesa platí Lambertův kosinový zákon.

$$E_{\omega} = E_n \cos \omega \quad [\text{W m}^{-2}] \quad (\text{Z.13})$$

kde

ω	[rad]	úhel mezi směrem emitovaného paprsku a normálou emitující plochy
E_{ω}	$[\text{W m}^{-2}]$	plošná hustota tepelného toku ve směru ω
E_n	$[\text{W m}^{-2}]$	plošná hustota tepelného toku ve směru normály

U skutečných povrchů bude situace složitější. Je třeba vycházet z naměřených hodnot. Ve většině případů se bude měrná zářivost měnit v závislosti na úhlu ω jinak, než podle kosinového zákona. Většinu reálných povrchů lze zařadit do některé z následujících skupin.

- ♦ Materiály nekovové (plasty, papír, dřevo): se zvětšujícím úhlem ω klesá měrná zářivost.
- ♦ U materiálů s velmi lesklým povrchem (kovy): se zvětšujícím úhlem ω roste měrná zářivost.
- ♦ U velmi drsných povrchů: měrná zářivost téměř nezávisí na úhlu.