TEORETICKÉ ZÁKLADY ELEKTRICKÉHO TEPLA

1. Fyzikální zákony šíření tepla

- Teplo se přenáší z tělesa teplejšího na těleso studenější třemi způsoby:
  1. **Vedením (kondukcí) –** zpravidla v tělesech tuhých
  2. **Prouděním (konvekcí) –** v prostředí kapalném nebo plynném
  3. **Sáláním, zářením (radiací)**
- V praxi se uvedené přenosy tepla zřídka objevují odděleně
- Při konkrétních řešeních můžeme uvažovat s každým způsobem šíření odděleně a celková přenesená energie je pak rovna součtu energií přenášených jednotlivými způsoby

Šíření tepla vedením

- Proces šíření tepla vedením je velmi složitý a nelze jej v obecném případě zvládnout matematicky
- Budeme vyšetřovat jen některé jednodušší případy důležité při výpočtech elektrických pecí, a to za použití zjednodušujících předpokladů
- Šíření tepla budeme vyšetřovat ve **stejnorodém (izotropním) prostředí** (má stejné fyzikální vlastnosti ve všech směrech)
- Tepelný stav takového prostředí je určen **teplotním polem**, tj. množinou okamžitých teplot všech bodů zkoumané části prostoru
- Teplotní pole je **spojité (nepřetržité)**, tzn. dvěma nekonečně blízkým bodům přísluší i nekonečně malý rozdíl teplot
- Teplotní pole je pole skalární a v nejobecnějším případě je dáno tímto výrazem pro trojrozměrné neustálené teplotní pole (*J* je teplota uvažovaného bodu, *x*,*y*,*z* jsou souřadnice bodu a *t(*s) je časová souřadnice)

$$\vartheta = f(x; y; z; t) \qquad (1.1)$$

§ Ustálené pole je zvláštním případem obecného pole, kdy teplota jednotlivých bodů se nemění v čase:

$$\frac{\partial J}{\partial t} = 0 \qquad (1.2)$$

§ Obecný výraz pro stacionární pole tedy je:

$$J = f(x;y;z) \qquad (1.3)$$

§ Uvažujeme-li zvláštní případ šíření tepla rovnou stěnou (teoreticky nekonečných rozměrů), která odděluje dvě prostředí o teplotách J_1 a J_2, potom tepelný tok postupuje pouze v jednom směru kolmém k rozhraní a předchozí rovnice pro neustálený stav bude mít tvar:

$J = f(x;t)$ ..... *neustálený stav*

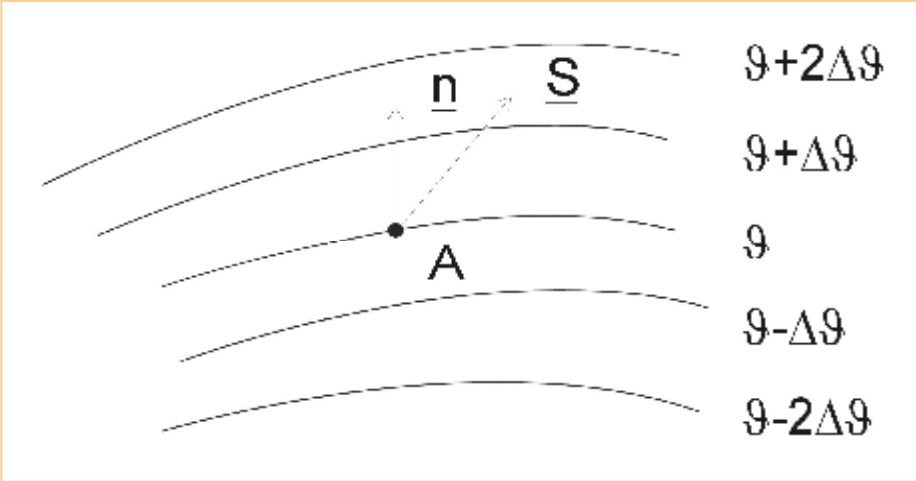
$J = f(x)$ ..... *ustálený stav*

§ Plochy zahrnující body stejné teploty jsou **isotermické plochy**

- Při prostupu tepla rovnou stěnou jsou isotermické plochy roviny rovnoběžné s rozhraním
- Při prostupu tepelného toku válcovou stěnou jsou isotermické plochy souosé válce, u stěny kulové soustředné koule

§ **Isotermy** jsou křivky spojující body téže teploty

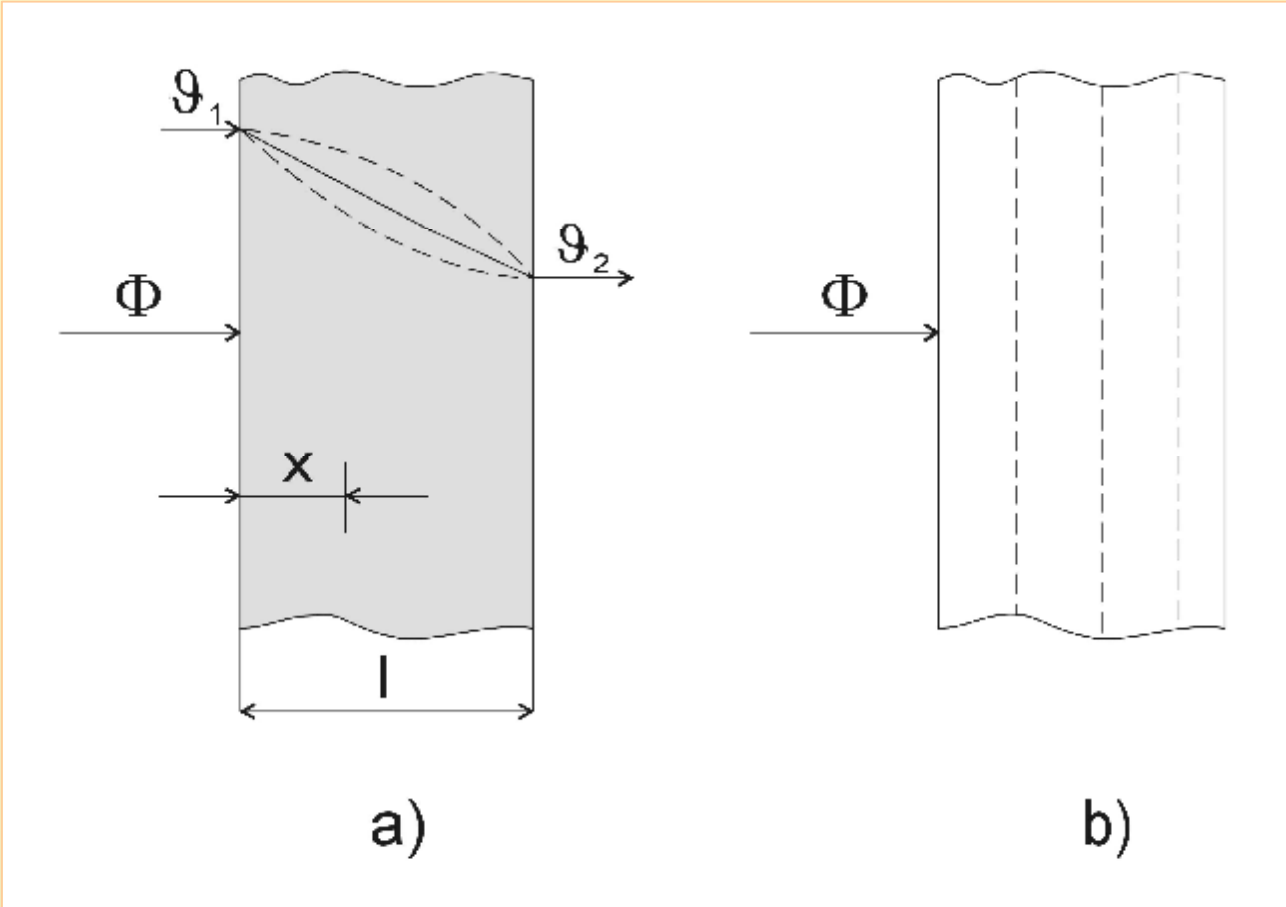
- Na Obr. 1.1 vidíme isotermy, které se od sebe navzájem liší rozdílem teplot ΔJ



Obr. 1.1

- Měrná tepelná vodivost je množství tepla, které projde za jednotku času plochou 1 m^2 isotermické plochy při teplotním spádu 1 $K.m^{-1}$

Vedení tepla rovnou stěnou



Obr. 1.4

- V případě schematicky znázorněném na Obr. 1.4 bude teplota obou rozhraní ϑ_1, ϑ_2
- Tepelný tok prochází stěnou kolmo k rozhraní zleva doprava
- Isotermické plochy jsou rovnoběžné s rozhraním (viz. Obr. 1.4b)
- Vyšetříme teplotu v obecném bodě ve vzdálenosti X od levého rozhraní
- Stejnou teplotu budou mít všechny body na isotermické rovině vedené tímto bodem

- Předpokládejme prozatím zjednodušeně, že teplota J_1, na levém rozhraní je stejná jako teplota plynného prostředí
- Obdobně teplota J_2 na pravém rozhraní je rovna teplotě plynného prostředí
- Nyní budeme řešit lineární rovnici $J = C_1 \cdot x + C_2$ pro body *x=0* a *x=l*

1. pro *x=0*

$$J = J_1 = C_2$$

2. pro *x=l*

$$J = J_2 = C_1 \cdot l + J_1 \Rightarrow C_1 = \frac{J_2 - J_1}{l} = \frac{\partial J}{\partial x}$$

- Obě integrační konstanty dosadíme do řešené lineární rovnice $J = C_1 \cdot x + C_2$
- Dostaneme:

$$J = \frac{J_2 - J_1}{l} \cdot x + J_1 = J_1 - \frac{J_1 - J_2}{l} \cdot x \qquad (1.21)$$

- V uvažovaném případě se teplota J ve stěně zmenšuje lineárně se vzdáleností X z hodnoty J_1 na levém rozhraní k hodnotě J_2 na pravém rozhraní
- V předchozím jsme předpokládali, že tepelná vodivost l je konstantní, nezávislá na teplotě
- Vezmeme-li v úvahu, že pro keramické materiály tepelná vodivost l s teplotou mírně roste, bude skutečný průběh teploty ve stěně dán přibližně křivkou znázorněnou na Obr. 1.4a nad lineárním průběhem
- Druhá křivka zakreslená pod lineárním průběhem platí pro čisté kovy se záporným teplotním součinitelem tepelné vodivosti

Fourierův výraz pro tepelný tok

- Elementární tepelný tok dF projde plochou dS za 1 sekundu

$$d\Phi = -l \cdot \frac{\partial J}{\partial x} \cdot dS \cdot 1 = -l \cdot \frac{J_2 - J_1}{l} \cdot dS \cdot 1 = l \cdot \frac{J_2 - J_1}{l} \cdot dS \cdot 1 \qquad (1.22)$$

$$\Phi = l \cdot \frac{J_2 - J_1}{l} \cdot S \cdot dS = l \cdot \frac{J_2 - J_1}{l} \cdot S \; (J \cdot s^{-1}) \qquad (1.23)$$

- Množství tepla, které projde za 1 sekundu částí S nekonečné stěny, je úměrné měrné vodivosti l, rozdílu teplot povrchů stěny, ploše S a nepřímo úměrné tloušťce stěny l
- Výsledný výraz pro tepelný tok můžeme napsat ve tvaru, který je analogií Ohmova zákona

$$\Phi = (J_2 - J_1) \cdot \frac{l \cdot S}{l} = \frac{J_2 - J_1}{\dfrac{l}{l \cdot S}} = \frac{J_2 - J_1}{R_t} \qquad (1.24)$$

- Tzn. analogicky s $\quad I = \dfrac{U}{R_e}$

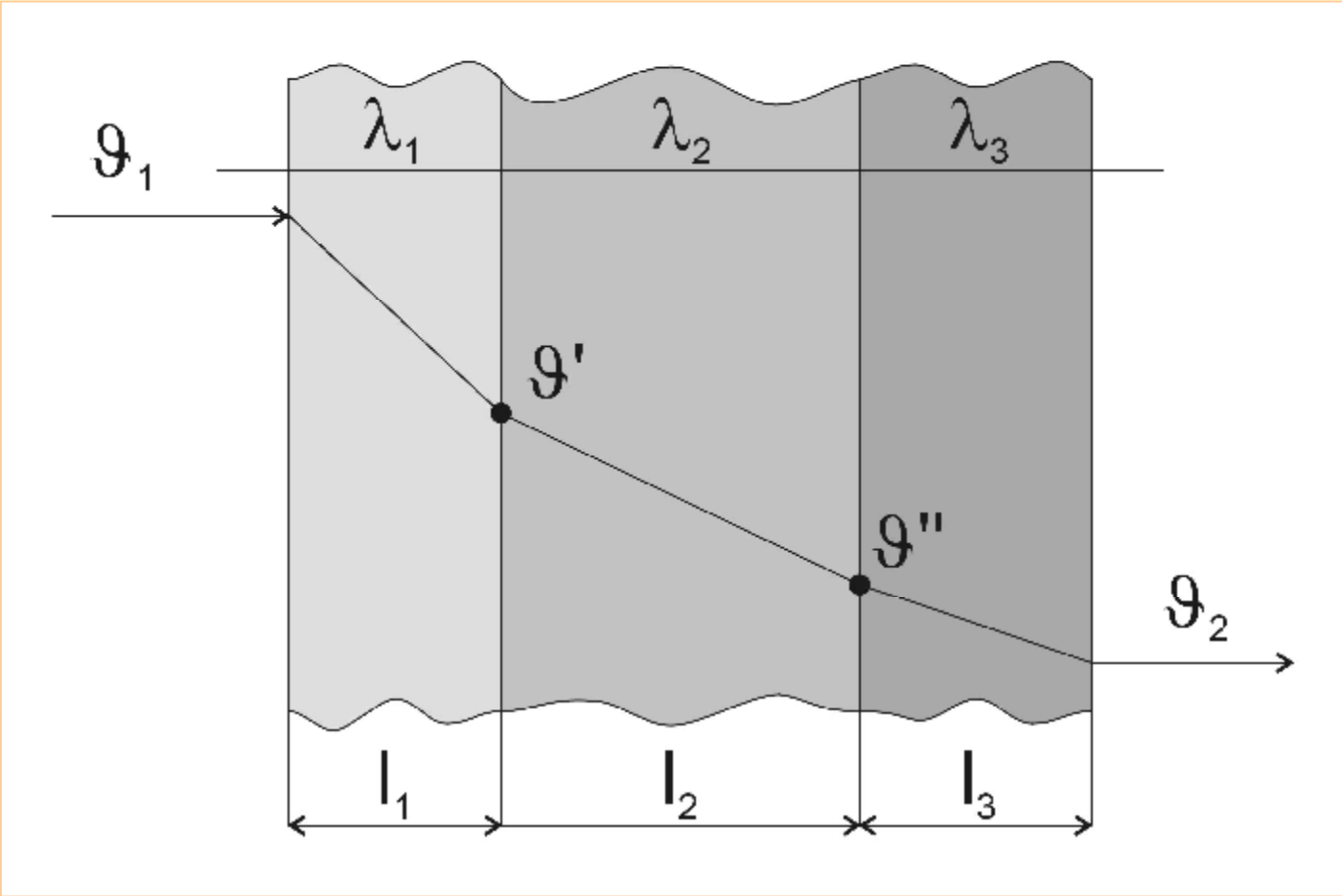
- Tepelný tok F odpovídá intenzitě proudu I, rozdíl teplot odpovídá napětí, přivedenému na odpor R_t, resp. R_e

- Výraz $R_t = \dfrac{l}{l \cdot S}$ nazýváme **tepelným odporem stěny**

- Jestliže oba povrchy uvažované stěny nemají stejnou plochu, pak při výpočtu dosazujeme za S **geometrický střed z obou ploch**

$$S_{stř} = \sqrt{S_1 \cdot S_2}\ ; \quad \Phi = l \cdot \frac{J_1 - J_2}{l} \cdot S_{stř} \qquad (1.25)$$

Rovná stěna složená z více vrstev



Obr. 1.5

- Jednotlivé vrstvy jsou z různých materiálů, **tepelná vodivost** l **je různá**, tloušťky jsou rovněž různé, plochu S však uvažujeme **stejnou u všech vrstev**
- V ustáleném stavu prochází všemi vrstvami tentýž tepelný tok F
- Pro jednotlivé vrstvy můžeme napsat výrazy:

1. vrstva $$\Phi = l_1 \cdot \frac{J_1 - J^I}{l_1} \cdot S \Rightarrow J_1 - J^I = \frac{\Phi \cdot l_1}{l_1 \cdot S} \quad (1.26)$$

2. vrstva $$\Phi = l_2 \cdot \frac{J^I - J^{II}}{l_2} \cdot S \Rightarrow J^I - J^{II} = \frac{\Phi \cdot l_2}{l_2 \cdot S} \quad (1.27)$$

3. vrstva $$\Phi = l_1 \cdot \frac{J^{II} - J_2}{l_3} \cdot S \Rightarrow J^{II} - J_2 = \frac{\Phi \cdot l_3}{l_3 \cdot S} \quad (1.28)$$

- Ustálený tepelný tok F uvažovanou vícevrstvou stěnou bude:

$$\Phi = \frac{J_1 - J_2}{\frac{l_1}{l_1 \cdot S} + \frac{l_2}{l_2 \cdot S} + \frac{l_3}{l_3 \cdot S}} \; (J \cdot s^{-1}) \qquad (1.29)$$

- Tento vztah značí, že tepelné odpory jednotlivých vrstev se sčítají podobně jako se sčítají v elektrotechnice **odpory spojené za sebou (sériově)**
- Z uvedených vztahů můžeme po stanovení tepelného toku *F* určit teploty *J'* a *J''* na rozhraních mezi vrstvami

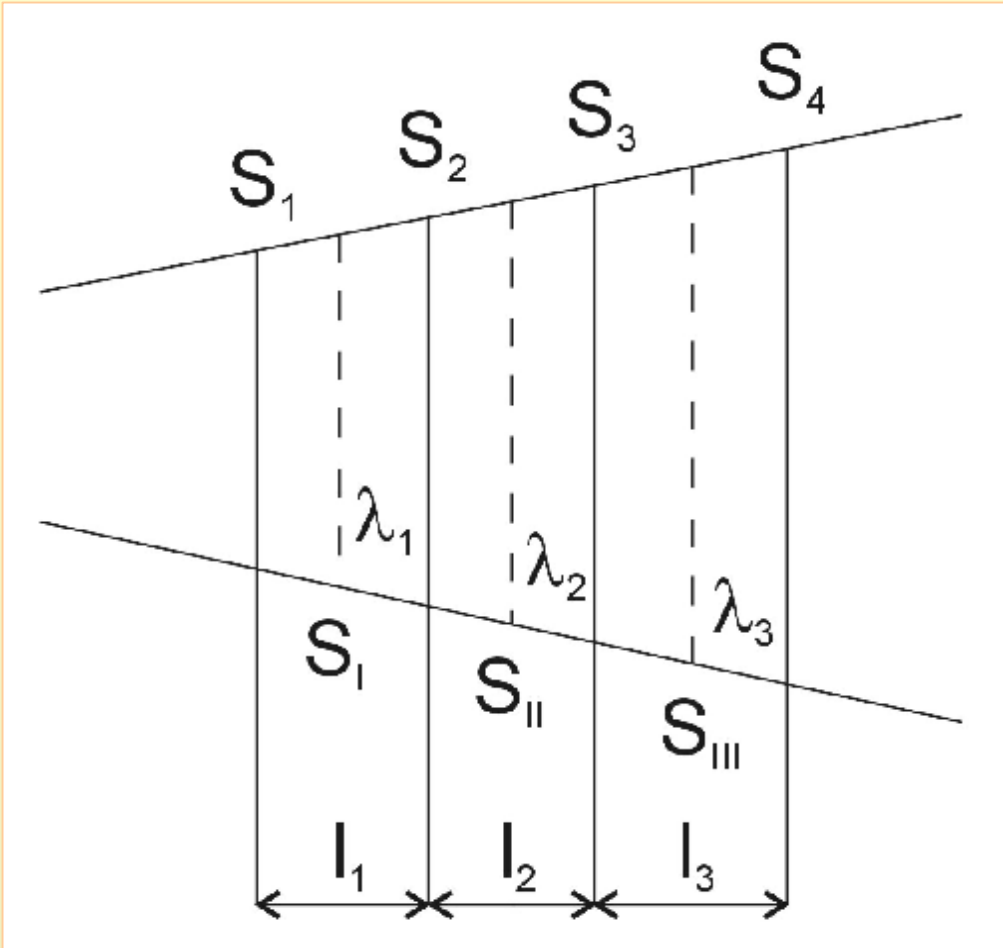
$$J' = J_1 - \frac{\Phi \cdot l_1}{l_1 \cdot S};\ J'' = J_2 - \frac{\Phi \cdot l_2}{l_2 \cdot S}\ (K) \qquad (1.30)$$

- **U skutečných odporových pecí však nejsou plochy *S* u všech vrstev stejné (Obr. 1.6 na následující straně)**
- Zvětšují se, postupujeme-li z vnitřních vrstev k vnějším

$$S_I = \sqrt{S_1 \cdot S_2};\ S_{II} = \sqrt{S_2 \cdot S_3};\ S_{III} = \sqrt{S_3 \cdot S_4} \qquad (1.31)$$

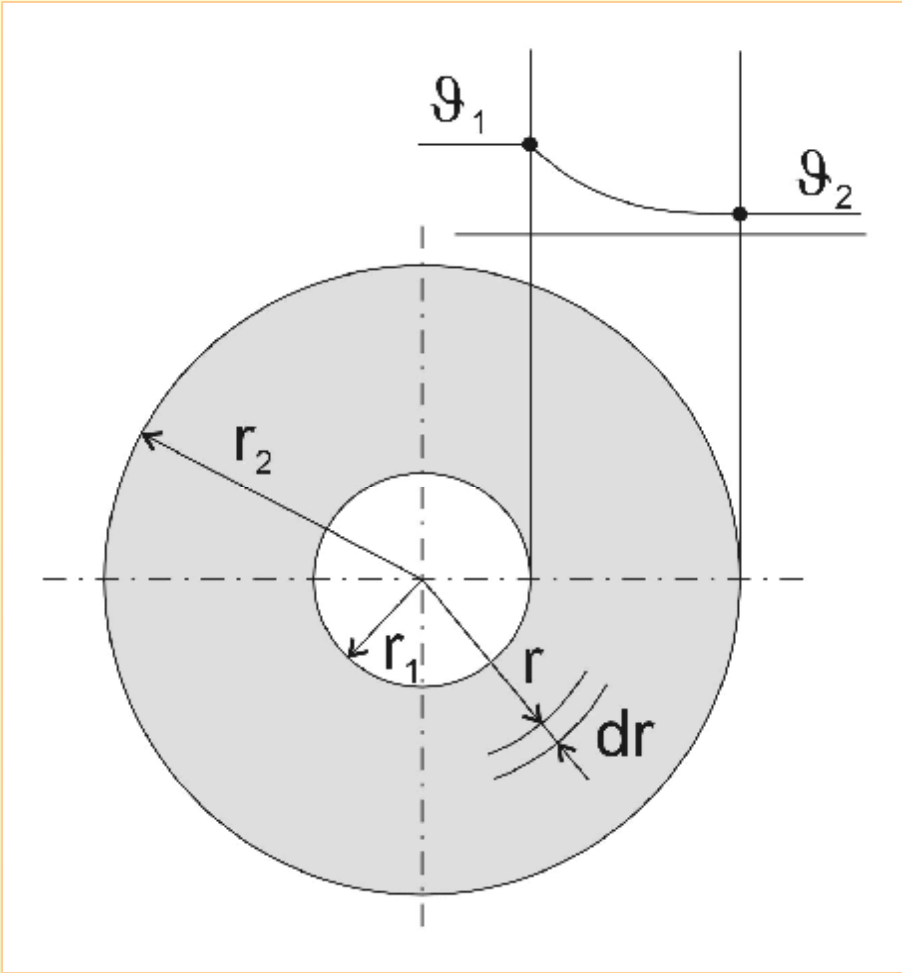
- Výsledný tepelný tok stěnou je pak:

$$\Phi = \frac{J_1 - J_2}{\frac{l_1}{l_1 \cdot S_I} + \frac{l_2}{l_2 \cdot S_{II}} + \frac{l_3}{l_3 \cdot S_{III}}}\ (J \cdot s^{-1}) \qquad (1.32)$$



Obr. 1.6

Vedení tepla stěnou dutého válce nekonečné délky



Obr. 1.7

- V dutině válce nechť je prostředí o teplotě J_1, vně válce nechť je prostředí o teplotě J_2
- Zjednodušeně předpokládejme, že teplotu J_1 má i vnitřní povrch o poloměru r_1 a teplotu J_2 má vnější povrch o poloměru r_2
- Uvažujeme opět **ustálený stav**, tepelný tok má radiální směr od vnitřního k vnějšímu povrchu
- Isotermické plochy jsou souosé válce
- Uvažujeme isotermickou plochu o obecném poloměru r
- Touto plochou prochází tepelný tok F (uvažujeme část válce o délce l):

$$\Phi = -l \cdot \frac{\partial J}{\partial r} \cdot 2pr \cdot l \; (J \cdot s^{-1}) \qquad (1.33)$$

$$dJ = -\frac{\Phi}{2p \cdot l \cdot l} \cdot \frac{dr}{r}$$

- Integrací dostaneme teplotu J na poloměru r

$$J = -\frac{\Phi}{2p \cdot l \cdot l} \cdot \ln(r) + C$$

§ Integrační konstantu dostaneme z mezních podmínek

pro $r = r_1$ $$J_1 = -\frac{\Phi}{2p \cdot l \cdot l} \cdot \ln(r_1) + C$$

pro $r = r_2$ $$J_2 = -\frac{\Phi}{2p \cdot l \cdot l} \cdot \ln(r_2) + C$$

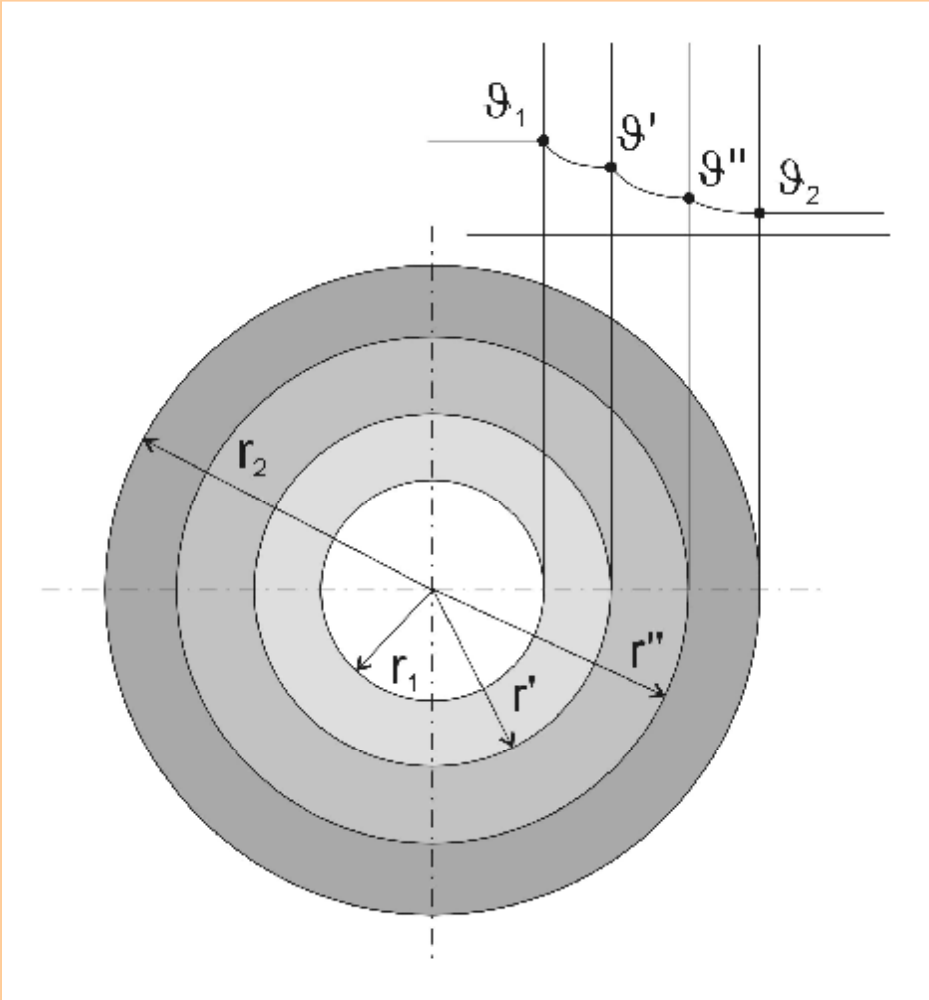
§ Odečtením druhé rovnice od první dostaneme:

$$J_1 - J_2 = -\frac{\Phi}{2p \cdot l \cdot l} \cdot (\ln r_1 - \ln r_2) = \frac{\Phi}{2p \cdot l \cdot l} \cdot \ln \frac{r_1}{r_2}$$

§ **Hledaný tepelný tok F je pak:**

$$\Phi = \frac{2p \cdot l \cdot l \cdot (J_1 - J_2)}{\ln \frac{r_2}{r_1}} = \frac{p \cdot l \cdot (J_1 - J_2)}{\frac{1}{2l} \cdot \ln \frac{d_2}{d_1}} \, (J \cdot s^{-1}) \qquad (1.34)$$

Vícevrstvový dutý válec



Obr. 1.8

§ Analogicky můžeme odvodit výsledný tepelný tok F a teploty J_1 a J_2 na rozhraních pro vícevrstvový dutý válec:

$$\Phi = \frac{p \cdot l \cdot (J_1 - J_2)}{\frac{1}{2l_1} \cdot \ln\frac{d'}{d_1} + \frac{1}{2l_2} \cdot \ln\frac{d''}{d'} + \frac{1}{2l_3} \cdot \ln\frac{d_2}{d''}} \; (J \cdot s^{-1}) \qquad (1.35)$$

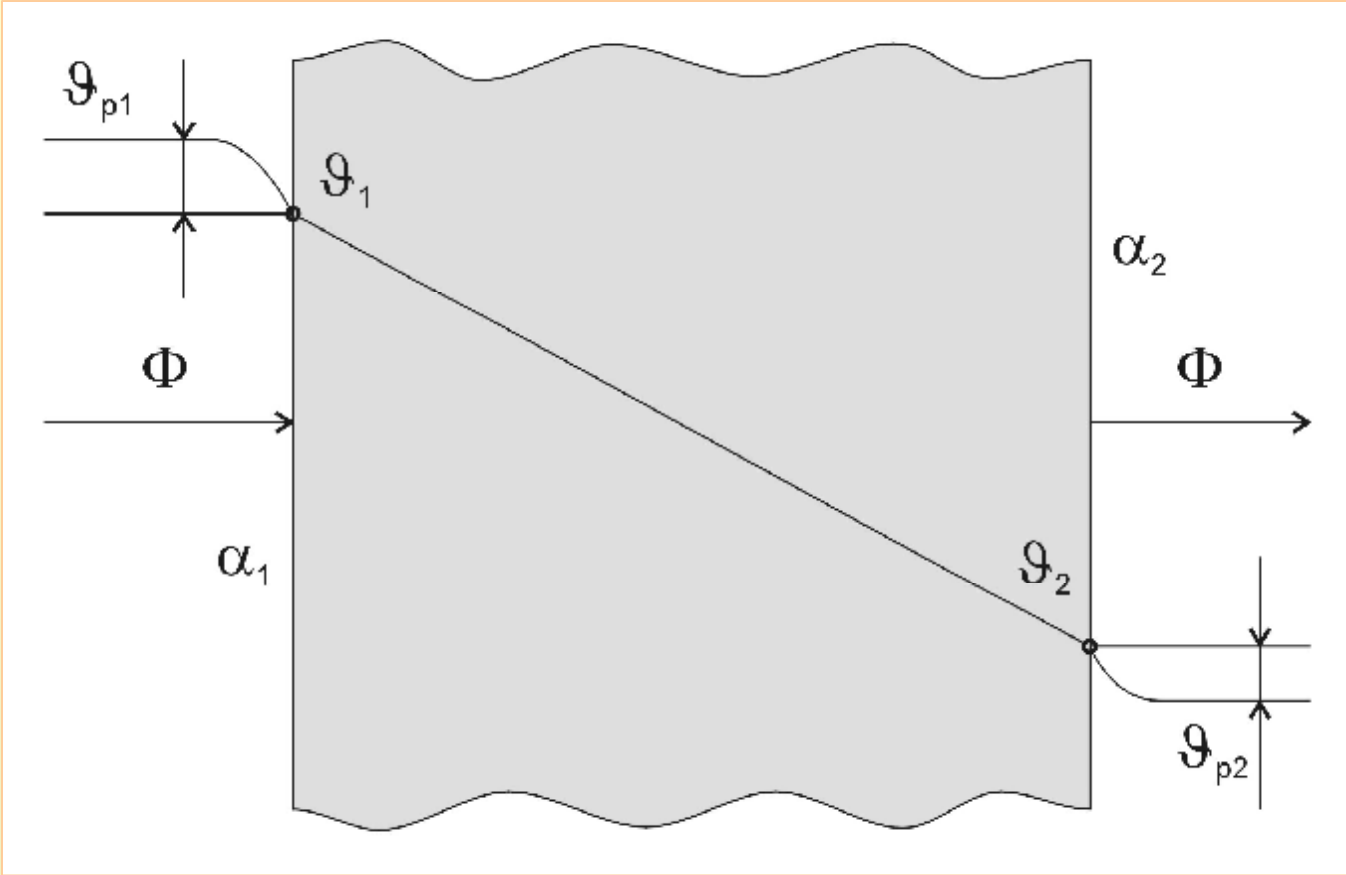
§ Pro teploty rozhraní J' a J'' platí:

$$J' = J_1 - \frac{\Phi}{p \cdot l} \cdot \frac{1}{2l_1} \cdot \ln\frac{d'}{d_1}$$

$$J'' = J_2 - \frac{\Phi}{p \cdot l} \cdot \frac{1}{2l_3} \cdot \ln\frac{d_2}{d''}$$

Šíření tepla prouděním

- Šíření tepla proděním má význam u elektrických pecí zejména **při nižších teplotách**
- Tímto způsobem počítáme ztráty ochlazováním vnějším povrchem u pecí odporových, obloukových, atd.
- Při vyšších teplotách se uplatňuje více **sálání tepla**, například při zahřívání vsázky uvnitř odporové pece
- Šíření tepla prouděním je důležité u **odporových pecí s umělou cirkulací atmosféry**



Obr. 1.10

- Na obr. 1.10 je vyznačena svislá stěna odporové pece
- Uvnitř této pece je teplota J_{p1} vyšší než je teplota J_{p2} v okolí pece
- Uvažujeme ustálený stav
- Určitý stálý tepelný tok bude procházet stěnou k vnějšímu povrchu pece
- Na vnitřním povrchu stěny vznikne teplota $J_1 < J_{p1}$
- Na vnějším povrchu bude teplota $J_2 > J_{p2}$
- Plynné prostředí (vzduch) v blízkostí povrchu pece se bude zahřívat a protože ohřátý vzduch je lehčí než-li studený, nastane podél stěny přirozené proudění vzduchu
- **Mezi teplotou prostředí a teplotou povrchu je i v ustáleném stavu teplotní rozdíl daný tím, že na povrchu stěny lpí vždy tenká vrstva plynu, která se nezúčastní proudění**
- **Touto vrstvou prochází tepelný tok pouze vedením a protože tepelná vodivost plynu je malá, nastává zde teplotní skok**

- Chceme-li, aby ochlazování stěny bylo účinnější, pak zavedeme umělou cirkulaci ovzduší, např. ofukování ventilátorem
- Přitom se zeslabí vrstva, která ulpívá na povrchu a součinitel přestupu tepla *a* vzroste
- Při předávání tepla prouděním užíváme pro výpočty **Newtonova vztahu**:

$$\Phi = a_1 \cdot (J_{p1} - J_1) \cdot S \; (W) \qquad (1.40)$$

$$\Phi = a_2 \cdot (J_2 - J_{p2}) \cdot S \; (W) \qquad (1.41)$$

- *a* je součinitel přestupu tepla

$$a = (J \cdot m^{-2} \cdot s^{-1} \cdot K^{-1}) \qquad (1.42)$$

- Součinitel přestupu tepla *a* závisí na mnoha činitelích, např. rozměry, tvar, plocha, drsnost povrchu, viskosita, rychlost proudění

Šíření tepla zářením

- **Každé těleso, jehož teplota je větší než absolutní nula, vyzařuje svým povrchem tepelnou energii**
- Je to elektromagnetické vlnění, které se šíří v průzračném prostředí přímočaře všemi směry
- Každé těleso, které se nachází v **průzračném prostředí**, vyzařuje svým povrchem do okolí, avšak současně přijímá energii vyzařovanou jinými tělesy
- V konečné fázi je zářivá energie pohlcena neprůzračnými tělesy a přemění se v energii tepelnou
- Těleso se buď zahřívá, když přijímá více než vyzařuje, nebo se ochlazuje, když převažuje jeho vlastní vyzařování
- **Absolutně prázdný prostor** je dokonale průzračný pro procházející záření
- Každé jiné prostředí částečně pohlcuje procházející záření

- Při dopadu záření na jakékoliv těleso se rozdělí přicházející tok energie **na tři části**:
  - *První část se odrazí*
  - *Druhá část projde tělesem, je-li průzračné*
  - *Třetí část je pohlcena a přemění se v teplo*
- Rozhraní, která odráží všechny dopadající paprsky, se nazývá „**absolutně bílé**„
- Rozhraní, které pohltí všechny dopadající paprsky, se nazývá „**absolutně černé**„ (tomuto stavu se blíží platinová čerň, saze)
- Skutečné povrchy nejsou ani absolutně bílé, ani absolutně černé, a proto jsou z fyzikálního hlediska považovány za povrchy „**šedé**“
- Podle Kirchhofova zákona je absolutně černé těleso schopno nejen všechny dopadající paprsky pohltit, ale současně má i maximální schopnost energii vyzařovat
- Slouží proto jako etalon ke srovnání vyzařovací schopnosti jiných těles

- Základní zákony záření jsou odvozeny pro absolutně černé těleso
- Dopadající záření se rozdělí na tři části:

  A - záření pohlcené (*A* je poměrná pohltivost - absorpce)

  B - záření odražené (*B* je poměrná odrazivost - reflexe)

  C - záření, které projde tělesem (*C* je poměrná propustnost)

- Platí:

$$A + B + C = 1 \qquad (1.43)$$

- U těles neprůzračných je $C = 0$, tj. $A + B = 1$
- Absolutně černý povrch má dokonalou pohltivost, $A = 1$, odrazivost $B = 0$
- Absolutně bílý povrch má dokonalou odrazivost $B = 1$ a pohltivost $A = 0$
- Jednotlivé složky A B C ve výrazu A + B + C = 1 vycházejí odlišné pro různé vlnové délky

- Proto je správnější uvažovat tzv. spektrální hodnoty, tj.:

  poměrnou pohltivost A_l

  poměrnou odrazivost B_l

  poměrnou propustnost C_l

  pro určitou vlnovou délku l

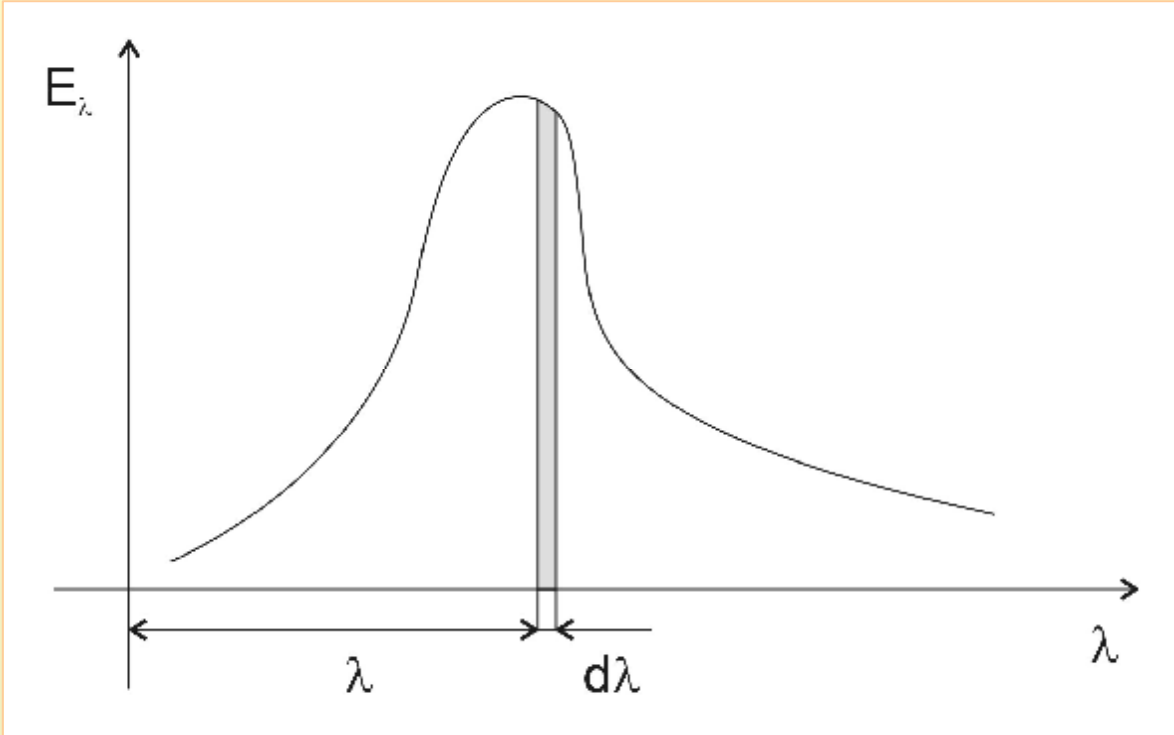
- Potom platí vztah:

$$A_l + B_l + C_l = 1 \qquad (1.44)$$

- Index l značí, že se jedná o monochromatické vlnění o vlnové délce l
- Ebonit pohlcuje viditelné paprsky, avšak propouští infračervené záření

Zákony záření absolutně černého povrchu

- Povrch zahřátého absolutně černého tělesa vyzařuje souvislé spektrum záření o různých vlnových délkách



Obr. 1.11

- Na obr. 1.11 je vyznačen průběh spektrální zářivosti E_l v závislosti na vlnové délce l
- Úhrnná energie, kterou vyzáří zahřáté těleso jednotkou svého povrchu, se nazývá úhrnná zářivost (emise) E
- Z této úhrnné zářivosti E připadá ne obor vlnových délek od l do $(l+dl)$ část $E_l\, dl$
- Řekli jsme si, že E_l je spektrální zářivost (hustota záření), příslušná vlnové délce l
- Pro úhrnnou zářivost platí vztah:

$$E = \int_{l=0}^{l=\infty} E_l\, dl \ (W \cdot m^{-2}) \qquad (1.45)$$

Zákon Kirchhofův pro záření

Definice:

- Poměr úhrnné zářivosti $E_{Š}$ – šedého povrchu – a relativní pohltivosti $A_{Š}$ závisí pouze na absolutní teplotě tělesa, ne však na barvě jeho povrchu
- Pro absolutně černé těleso je poměrná pohltivost $A_{Č} = 1$ – pohlcuje všechny dopadající paprsky
- Můžeme tedy napsat vztah pro úhrnnou zářivost:

$$\frac{E_{Š}}{A_{Š}} = f(\Theta) = \frac{E_{Č}}{A_{Č}} = E_{Č} \qquad (1.46)$$

- Uvedený poměr je roven úhrnné zářivosti absolutně černého tělesa
- Na základě tohoto zákona můžeme říci, že černé povrchy nejsilněji vyzařují
- $E_{Š} = E_{Č} \cdot A_{Š}$, tzn. poměrná pohltivost šedého povrchu $A_{Š}$ je vždy menší než 1

- Kirchhofův zákon platí nejen pro úhrnnou zářivost, ale i pro spektrální zářivost E_l, a pohltivost A_l
- Jejich poměr závisí pouze na absolutní teplotě T a na délce vlny l
- Můžeme tedy napsat Kirchhofův zákon pro záření také v této podobě – pro spektrální zářivost:

$$\frac{E_{l\check{S}}}{A_{l\check{S}}} = f(\Theta; l) = E_{l\check{C}} \qquad (1.47)$$

Zákon Stefan-Boltzmanův

- Na základě různých měření odvodil Stefan zákon, že úhrnná zářivost $E_{Č}$ absolutně černého povrchu roste úměrně se čtvrtou mocninou absolutní teploty Q

$$E_{č} = s_{č} \cdot \Theta^4 \ (W; m^{-2}) \qquad (1.48)$$

- $s_{Č}$ = 5,77.10^{-8} (W; m^{-2}; K^{-4}) je tzv. Stefan-Boltzmanova konstanta, resp. součinitel sálání absolutně černého povrchu

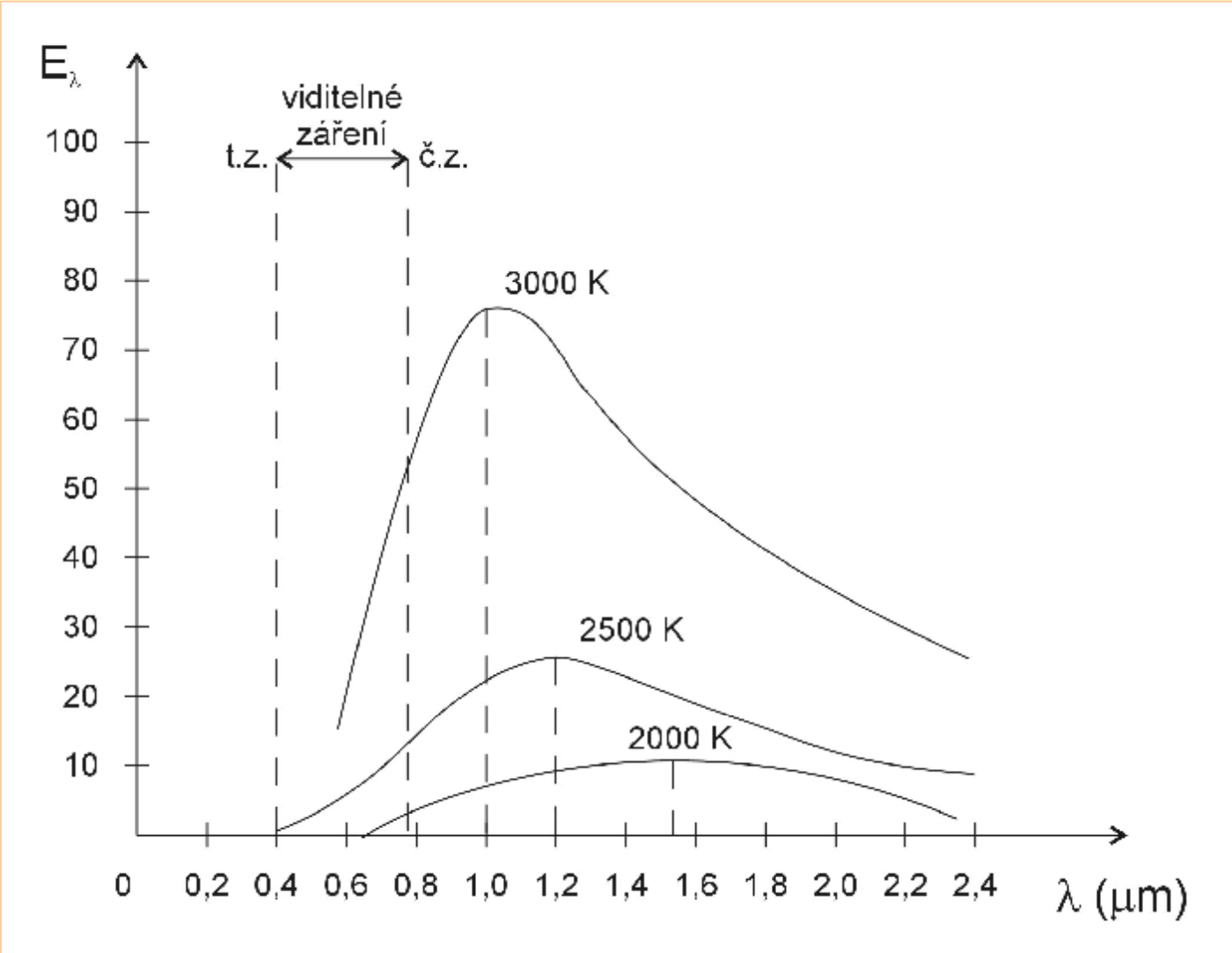
- Praktická hodnota pro výpočet: $Q_s^{l} = C_0 \cdot \left(\frac{T}{100}\right)^4$, kde $C_0 = s.100^4$

Zákon Wienův

- Wien odvodil důležitou závislost mezi vlnovou délkou l a spektrálním zářením E_l
- Spektrální záření E_l je za dané teploty Q největší pro vlnovou délku l_{max}, která je nepřímo úměrná této teplotě Q

$$l_{\max} = \frac{2{,}892 \cdot 10^{-3} E_{č}}{\Theta} (m;K) \qquad (1.49)$$

- **Tento vztah znamená, že čím je vyšší teplota Q, tím více se maximum záření posunuje na stranu kratších vlnových délek**
- Je to tzv. Wienův posunovací zákon


E_λ
viditelné
záření
t.z.
č.z.
100
90
80
70
60
50
40
30
20
10
3000 K
2500 K
2000 K
0
0,2
0,4
0,6
0,8
1,0
1,2
1,4
1,6
1,8
2,0
2,2
2,4
λ (μm)

Obr. 1.12

- Těleso vyzařuje svým povrchem při nízké teplotě pouze záření dlouhovlnné, infračervené
- S rostoucí teplotou se křivka spektrální zářivosti zvyšuje směrem nahoru a současně svůj vrchol posouvá ke kratším vlnovým délkám
- Při stoupající teplotě tělesa vidíme napřed jeho povrch jako temně červený a postupně se barva mění v oranžovou, žlutou až bílou v souladu s tím, jak se zvětšuje ta část emisní plochy, která zasahuje do viditelného spektra
- Z Wienova zákona můžeme určit k uvedeným teplotám v následující tabulce příslušné délky vln l s maximálním spektrálním zářením

Teplota (K)	1000	2000	3800	4000	5784	6000	7400
l ***(mm)***	2,900	1,450	0,760	0,725	0,500	0,485	0,390
Barva vyzař. plochy	infračervené záření 10 - 0,75 μm			červeno oranžová	žluto zelená	modrá	fialová

- Viditelné záření: $l = 0{,}39\,\mu m \div 0{,}76\,\mu m$

- Teplota slunečního povrchu: $\Theta = \dfrac{2892}{0{,}5} = 5784\,K \cong 5511\,°C$

Zákon Planckův

- Úplný zákon záření absolutně černého tělesa odvodil Planck
- Učinil předpoklad, že záření je tokem elementárních kvant *e* energie (tzv. fotonů), které jsou úměrné kmitočtu *f* daného záření

$$e = h \cdot f = \frac{h \cdot c}{l} \qquad (1.50)$$

- Ve vztahu (1.50) je *h* tzv. Planckova konstanta (h = 6,626.10^{-34}), *c* je rychlost světla ve vakuu (c = 2,998.10^{8} m.s^{-1}), *f* je kmitočet daného záření a l je vlnová délka
- Planckův zákon pro spektrální zářivost E_l:

$$E_{l\check{c}} = f(\Theta; l) = \frac{C_1}{l^5\left(e^{\frac{C_2}{l \cdot \Theta}} - 1\right)} (W / m^{-3}) \qquad (1.51)$$

Planckovy křivky spektrální zářivosti

- Na obr. 1.12 je uvedena závislost spektrální zářivosti E_l na vlnové délce l
- Dříve uvedený zákon **Stefan-Boltzmanův můžeme doplnit** na základě znalosti Planckových křivek spektrálního záření

$$E_č = s_č \cdot \Theta^4 = \int_{l=0}^{l=\infty} E_l \, dl = \int_0^\infty \frac{C_1 \cdot l^{-5}}{e^{\frac{C_2}{l \cdot \Theta}} - 1} dl \; (W \cdot m^{-3}; K^4) \qquad (1.52)$$

- Konstanty C_1 a C_2 určíme:

$$C_1 = 2p \cdot h \cdot c^2 = 3{,}7415 \cdot 10^{-16} \; (W \cdot m^2)$$

$$C_2 = \frac{h \cdot c}{k} = 1{,}4388 \cdot 10^{-2} \; (m \cdot K)$$

$$k = 1{,}38 \cdot 10^{-23} \; (J \cdot K^{-1})$$

- **Jedná se o plochu omezenou Planckovou křivkou pro určitou teplotu** Q **a osou** x

Záření a pohlcování fyzikálně šedých povrchů

- Z křivek v Planckově diagramu obr. 1.12 vidíme, že absolutně černý povrch vyzařuje plynulé spektrum zářivosti, nepřerušované mezerami
- Pro většinu skutečných, tj. fyzikálně šedých povrchů, je křivka spektrální zářivosti rovněž nepřerušovaná a je podobná křivce černého tělesa
- Můžeme tedy napsat poměr:

$$\frac{E_{l\check{s}}}{E_{l\check{c}}} = konst. = e < 1 \qquad (1.53)$$

- Součinitel e je stálý pro všechny vlnové délky a nazývá se **stupeň černosti** daného povrchu

Stefan-Boltzmanův zákon pro fyzikálně šedé těleso

$$E_{š} = \int_0^{\infty} E_{lš} dl = \int_0^{\infty} e \cdot E_{lč} dl = e \cdot \int_0^{\infty} E_{lč} dl = e \cdot E_{č} = e \cdot s_{č} \cdot \Theta^4 \ (W;m^{-2}) \qquad (1.54)$$

$$e = \frac{s_{š}}{s_{č}} \qquad (1.55)$$

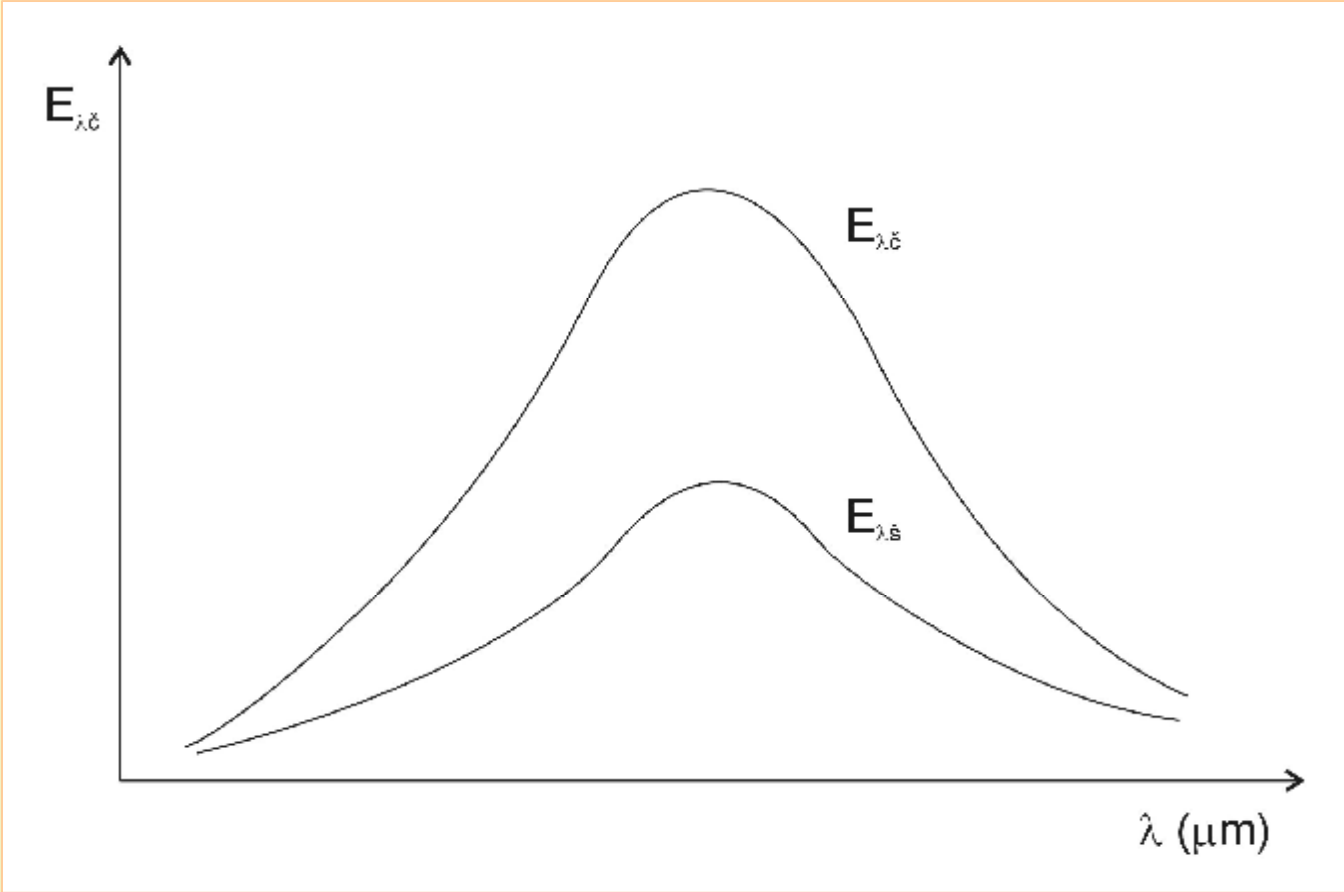
- e je poměrný součinitel sálání
- Při výkladu Kirchhofova zákona o záření jsme uvedli výraz A pro proměnnou pohltivost, která má stejnou hodnotu pro spektrální i úhrnnou zářivost
- Poměrná pohltivost absolutně černého povrchu $A_{č} = 1$, proto:

$$\frac{E_{š}}{A_{š}} = \frac{E_{č}}{A_{č}} = E_{č} \qquad (1.56)$$

- $E_{š}$ a $E_{č}$ značí úhrnnou zářivost šedého a černého povrchu

$$A_{š} = \frac{E_{š}}{E_{č}} = \frac{e \cdot s_{č} \cdot \Theta^4}{s_{č} \cdot \Theta^4} = e \qquad (1.57)$$

- Můžeme tedy říci, že poměrná pohltivost $A_š$ je číselně rovna stupni černosti e uvažovaného povrchu
- **Uvažované poznatky můžeme shrnout do těchto bodů**:
  - úhrnná zářivost $E_š$ fyzikálně šedého povrchu je $A_š = e$ krát menší než úhrnná zářivost černého povrchu při téže teplotě
  - Čím intenzivněji nějaké těleso vyzařuje paprsky určité délky, tím silněji pohlcuje paprsky téže délky
  - Schopnost fyzikálně šedého povrchu pohlcovat záření, daná součinitelem $A_š$, nezávisí ani na vlnové délce, ani na teplotě



Obr. 1.13

Vzájemné ozařování povrchů tělesa

- Těleso o povrchu S (m^2) vyzařuje sálavý tok

$$\Phi = E \cdot S = s_{\check{s}}^{l} \cdot \left(\frac{\Theta}{100} \right)^4 \cdot S \; (J \cdot s^{-1}) \qquad (1.58)$$

- Tok záření se šíří z každého bodu povrchu všemi směry