

2.2.1.1.2. Conducția prin suprafețe extinse (bare, nervuri și aripioare)

Barele, nervurile și aripioarele au rolul de a crește fluxul termic transferat către un fluid prin mărirea (extinderea) suprafeței efective pe care sunt realizate.

Aplicații ale suprafețelor extinse se întâlnesc la schimbătoarele de căldură, caz în care se montează cu precădere pe suprafața în contact cu fluidul având coeficientul superficial de transfer de căldură cel mai mic, la motoarele cu ardere internă răcite cu aer, în electronică la răcirea microprocesoarelor de calculator, etc.

2.2.1.1.2.1. Bara dreptunghiulară de grosime constantă

Se consideră un perete plan pe suprafața căruia se atașează o bară de secțiune dreptunghiulară constantă astfel încât să realizeze un contact perfect cu peretele. Fața barei aflată în contact cu peretele (la $x = 0$) se numește **bază**, iar cea opusă (la $x = l$) se numește **capăt**. Fluxul termic conductiv care străbate bara se consideră unidirecțional (numai pe direcția axei "x") iar suprafețele izoterme sunt dreptunghiuri paralele cu baza și capătul barei.

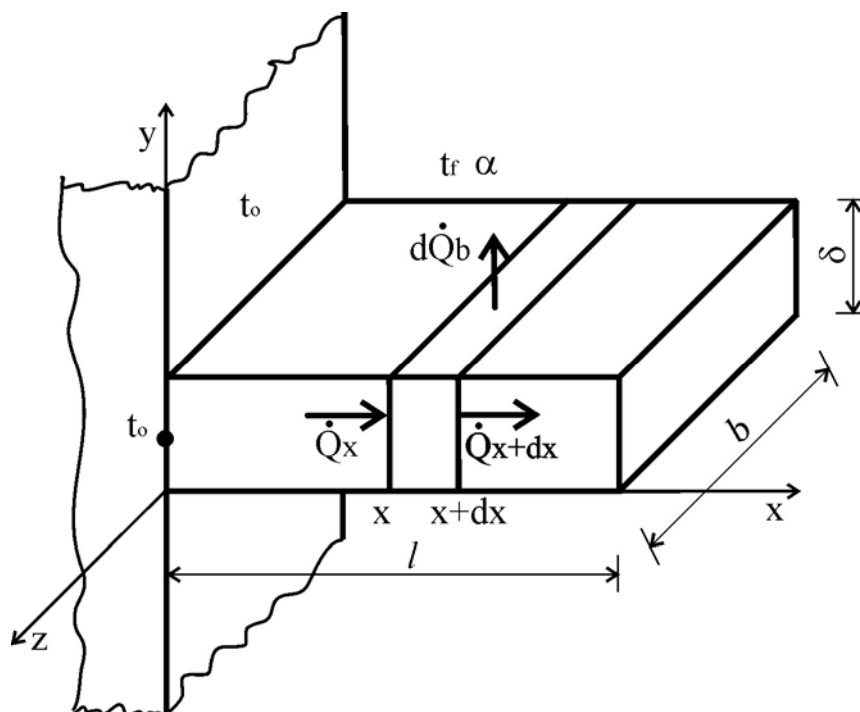


Fig. 2.60: Schița barei dreptunghiulare

Ipoteze:	$t_o > t_f$	Notății:	$S = \delta \cdot b$ [m ²]
	$\dot{Q} = \dot{Q}(x)$		$P = 2 \cdot (\delta + b)$ [m]
	$t = t(x)$		$\theta = t - t_f$ [K]
			$m = \sqrt{\frac{\alpha \cdot P}{\lambda \cdot S}}$ [m ⁻¹]
			$\sigma = \frac{\alpha}{\lambda \cdot m}$ [-]

Pentru determinarea ecuației diferențiale a conducției prin bară, se aplică ecuația de bilanț termic pentru volumul elementar $dV = \delta \cdot b \cdot dx$

$$\dot{Q}_x = \dot{Q}_{x+dx} + d\dot{Q}_b$$

$$\dot{Q}_{x+dx} = \dot{Q}_x + \frac{d\dot{Q}_x}{dx} \cdot dx = \dot{Q}_x + \frac{d}{dx} \left(-\lambda \cdot S \cdot \frac{dt}{dx} \right) \cdot dx = \dot{Q}_x - \lambda \cdot S \cdot dx \cdot \frac{d^2t}{dx^2}$$

$$d\dot{Q}_b = \alpha \cdot P \cdot dx \cdot (t - t_f)$$

Rezultă că:

$$\dot{Q}_x = \dot{Q}_x - \lambda \cdot S \cdot dx \cdot \frac{d^2t}{dx^2} + \alpha \cdot P \cdot dx \cdot (t - t_f)$$

$$\frac{d^2t}{dx^2} - \frac{\alpha \cdot P}{\lambda \cdot S} \cdot (t - t_f) = 0 \quad \rightarrow \quad \frac{d^2\theta}{dx^2} - m^2 \cdot \theta = 0$$

Soluția generală a câmpului de temperaturi are expresia:

$$\theta(x) = C_1 \cdot e^{m \cdot x} + C_2 \cdot e^{-m \cdot x} \quad [\text{K}]$$

$$t = t_f + C_1 \cdot e^{m \cdot x} + C_2 \cdot e^{-m \cdot x}$$

Cazul barei lungi și subțiri

Determinarea soluției particulare a câmpului de temperaturi:
Cele două constante C_1 și C_2 se determină din impunerea condițiilor la limită.

la $x = 0 \rightarrow t = t_o$; $\theta = \theta_o = t_o - t_f$

la $x = l \rightarrow \infty \rightarrow t = t_f$; $\theta = \theta_l = t_f - t_f = 0$

$$\begin{cases} \theta_o = C_1 + C_2 \\ \theta = C_1 \cdot e^{\infty} + C_2 \cdot e^{-\infty} \end{cases} \rightarrow \begin{cases} C_2 = \theta_o \\ C_1 = 0 \end{cases}$$

$$\theta = \theta_o \cdot e^{-m \cdot x} \rightarrow t - t_f = (t_o - t_f) \cdot e^{-m \cdot x}$$

$$t = t_f + (t_o - t_f) \cdot e^{-m \cdot x} \quad [^{\circ}\text{C}]$$

Remarcă: Temperatura are o variație exponențial descrescătoare în lungul barei și tinde asimptotic către temperatura fluidului.

Se definește temperatura adimensională $\bar{\theta}$ ca raportul dintre θ și θ_o :

$$\bar{\theta} = \frac{\theta}{\theta_o} = \frac{t - t_f}{t_o - t_f} = e^{-m \cdot x} \quad [-]$$

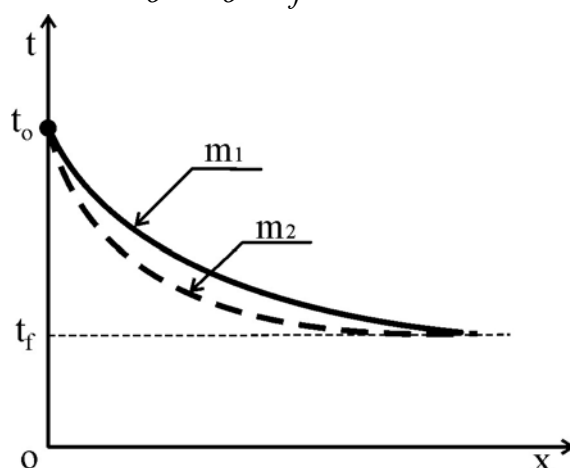


Fig. 2.61: Variația temperaturii în lungul barei ($m_2 > m_1$)

Determinarea fluxului termic:

$$\dot{Q} = -\lambda \cdot S \cdot \frac{dt}{dx} = -\lambda \cdot S \cdot \frac{d\theta}{dx} \rightarrow \dot{Q} = \lambda \cdot S \cdot m \cdot \theta_o \cdot e^{-m \cdot x} \quad [\text{W}]$$

Remarcă: Fluxul termic descrește exponențial în lungul barei și are valoare maximă în secțiunea transversală aflată la baza barei ($x = 0$).

Fluxul termic maxim străbate secțiunea transversală a barei prin baza acesteia (la $x = 0$).

$$\dot{Q}_{max} = \lambda \cdot S \cdot m \cdot \theta_o \rightarrow \dot{Q}_{max} = \lambda \cdot S \cdot m \cdot (t_o - t_f) \quad [\text{W}]$$

Cazul barei scurte izolată la capăt

Determinarea soluției particulare a câmpului de temperaturi:

$$\theta = C_1 \cdot e^{m \cdot x} + C_2 \cdot e^{-m \cdot x} \quad \rightarrow \quad \frac{d\theta}{dx} = m \cdot C_1 \cdot e^{m \cdot x} - m \cdot C_2 \cdot e^{-m \cdot x}$$

Cele două constante C_1 și C_2 se determină din impunerea condițiilor la limită.

$$\text{la } x=0 \rightarrow t=t_o ; \theta = \theta_o = t_o - t_f$$

$$\text{la } x=l \rightarrow \frac{dt}{dx} = 0 ; \frac{d\theta}{dx} = 0 ; \dot{q}_l = 0 ; \dot{Q}_l = 0$$

$$\theta|_{x=0} = C_1 + C_2 = \theta_o$$

$$\left. \frac{d\theta}{dx} \right|_{x=l} = m \cdot C_1 \cdot e^{m \cdot l} - m \cdot C_2 \cdot e^{-m \cdot l} = m \cdot (C_1 \cdot e^{m \cdot l} - C_2 \cdot e^{-m \cdot l}) = 0$$

Se formează un sistem de trei ecuații din care se elimină cele două constante prin metoda matricială.

$$\begin{cases} \theta = C_1 \cdot e^{m \cdot x} + C_2 \cdot e^{-m \cdot x} \\ \theta_o = C_1 + C_2 \\ 0 = C_1 \cdot e^{m \cdot l} - C_2 \cdot e^{-m \cdot l} \end{cases} \quad \rightarrow \quad \begin{vmatrix} \theta & e^{m \cdot x} & e^{-m \cdot x} \\ \theta_o & 1 & 1 \\ 0 & e^{m \cdot l} & -e^{-m \cdot l} \end{vmatrix} = 0$$

$$\theta \cdot (-e^{-m \cdot l} - e^{m \cdot l}) - e^{m \cdot x} \cdot (-\theta_o \cdot e^{-m \cdot l}) + e^{-m \cdot x} \cdot \theta_o \cdot e^{m \cdot l} = 0$$

$$-\theta \cdot (e^{m \cdot l} + e^{-m \cdot l}) + \theta_o \cdot e^{-m \cdot (l-x)} + \theta_o \cdot e^{m \cdot (l-x)} = 0$$

$$\theta = \theta_o \cdot \frac{e^{m \cdot (l-x)} + e^{-m \cdot (l-x)}}{e^{m \cdot l} + e^{-m \cdot l}}$$

$$\operatorname{sh} x = \frac{e^x - e^{-x}}{2} ; \quad \operatorname{ch} x = \frac{e^x + e^{-x}}{2} ; \quad \operatorname{th} x = \frac{e^x - e^{-x}}{e^x + e^{-x}}$$

$$\theta = \theta_o \cdot \frac{\operatorname{ch}(m \cdot (l-x))}{\operatorname{ch}(m \cdot l)} \quad \rightarrow \quad t - t_f = (t_o - t_f) \cdot \frac{\operatorname{ch}(m \cdot (l-x))}{\operatorname{ch}(m \cdot l)}$$

$$t = t_f + (t_o - t_f) \cdot \frac{ch(m \cdot (l - x))}{ch(m \cdot l)} \quad [^{\circ}\text{C}]$$

Remarcă: Temperatura în lungul barei are o variație exponențială iar la capăt este superioară temperaturii fluidului și are pantă nulă.

Temperatura adimensională $\bar{\theta}$ (raportul dintre θ și θ_o) va avea expresia:

$$\bar{\theta} = \frac{\theta}{\theta_o} = \frac{t - t_f}{t_o - t_f} = \frac{ch(m \cdot (l - x))}{ch(m \cdot l)} \quad [-]$$

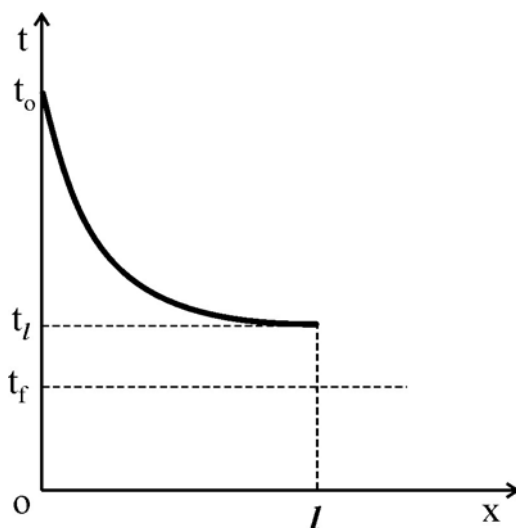


Fig. 2.62: Variația temperaturii în lungul barei

Determinarea fluxului termic:

$$\begin{aligned} \dot{Q} &= -\lambda \cdot S \cdot \frac{dt}{dx} = -\lambda \cdot S \cdot \frac{d\theta}{dx} \\ \dot{Q} &= \lambda \cdot S \cdot m \cdot \theta_o \cdot \frac{sh(m \cdot (l - x))}{ch(m \cdot l)} \quad [\text{W}] \end{aligned}$$

Fluxul termic maxim trece prin baza barei, la $x = 0$

$$\begin{aligned} \dot{Q}_{max} &= \lambda \cdot S \cdot m \cdot \theta_o \cdot th(m \cdot l) \\ \dot{Q}_{max} &= \lambda \cdot S \cdot m \cdot (t_o - t_f) \cdot th(m \cdot l) \quad [\text{W}] \end{aligned}$$

Observație: Expresia fluxului de căldură poate fi folosită și în cazul barei scurte și subțiri având capătul neizolat prin aplicarea unei corecții pentru lungime:

$$l_c = l + \frac{\delta}{2} \quad \rightarrow \quad \dot{Q}_{max} = \lambda \cdot S \cdot m \cdot (t_o - t_f) \cdot th(m \cdot l_c)$$

Remarcă: În cazul barei scurte și subțiri, temperatura la capăt nu mai are pantă nulă și deci nici fluxul termic unitar nu mai este zero.

$$\left. \frac{dt}{dx} \right|_{x=l} \neq 0 \quad \rightarrow \quad \dot{q}|_{x=l} \neq 0$$

Fluxul termic total transferat prin capătul barei este însă foarte mic în comparație cu fluxul cedat prin suprafața laterală a barei și de aceea poate fi neglijat.

$$\dot{Q}|_{x=l} = 0$$

Cazul barei scurte și groase

Determinarea soluției particulare a câmpului de temperaturi:

$$\theta = C_1 \cdot e^{m \cdot x} + C_2 \cdot e^{-m \cdot x} \quad \rightarrow \quad \frac{d\theta}{dx} = m \cdot C_1 \cdot e^{m \cdot x} - m \cdot C_2 \cdot e^{-m \cdot x}$$

Cele două constante de integrare C_1 și C_2 se determină din impunerea condițiilor la limită.

$$\text{la } x=0 \rightarrow t=t_o ; \theta=\theta_o = t_o - t_f$$

$$\text{la } x=l \rightarrow -\lambda \cdot \frac{dt}{dx} = \alpha \cdot (t_l - t_f) ; -\lambda \cdot \frac{d\theta}{dx} = \alpha \cdot \theta_l ; \frac{d\theta}{dx} = -\frac{\alpha}{\lambda} \cdot \theta_l$$

$$\theta|_{x=0} = C_1 + C_2 = \theta_o$$

$$\left. \frac{d\theta}{dx} \right|_{x=l} = m \cdot C_1 \cdot e^{m \cdot l} - m \cdot C_2 \cdot e^{-m \cdot l} = -\frac{\alpha}{\lambda} (C_1 \cdot e^{m \cdot l} + C_2 \cdot e^{-m \cdot l})$$

$$C_1 \cdot e^{m \cdot l} - C_2 \cdot e^{-m \cdot l} = -\frac{\alpha}{\lambda \cdot m} \cdot (C_1 \cdot e^{m \cdot l} + C_2 \cdot e^{-m \cdot l}) = -\sigma \cdot (C_1 \cdot e^{m \cdot l} + C_2 \cdot e^{-m \cdot l})$$

$$0 = C_1 \cdot (1 + \sigma) \cdot e^{m \cdot l} - C_2 \cdot (1 - \sigma) \cdot e^{-m \cdot l}$$

Se formează un sistem de trei ecuații din care se elimină cele două constante prin metoda matricială.

$$\begin{cases} \theta = C_1 \cdot e^{m \cdot x} + C_2 \cdot e^{-m \cdot x} \\ \theta_o = C_1 + C_2 \\ 0 = C_1 \cdot (1 + \sigma) \cdot e^{m \cdot l} - C_2 \cdot (1 - \sigma) \cdot e^{-m \cdot l} \end{cases}$$

$$\begin{vmatrix} \theta & e^{m \cdot x} & e^{-m \cdot x} \\ \theta_o & 1 & 1 \\ 0 & (1 + \sigma) \cdot e^{m \cdot l} & -(1 - \sigma) \cdot e^{-m \cdot l} \end{vmatrix} = 0$$

$$\theta \cdot \left(-(1 - \sigma) \cdot e^{-m \cdot l} - (1 + \sigma) \cdot e^{m \cdot l} \right) - e^{m \cdot x} \cdot \left(-\theta_o \cdot (1 - \sigma) \cdot e^{-m \cdot l} \right) + e^{-m \cdot x} \cdot \theta_o \cdot (1 + \sigma) \cdot e^{m \cdot l} = 0$$

$$-\theta \cdot \left((1 + \sigma) \cdot e^{m \cdot l} + (1 - \sigma) \cdot e^{-m \cdot l} \right) + \theta_o \cdot \left((1 + \sigma) \cdot e^{m \cdot (l-x)} + (1 - \sigma) \cdot e^{-m \cdot (l-x)} \right) = 0$$

$$\theta = \theta_o \cdot \frac{ch(m \cdot (l-x)) + \sigma \cdot sh(m \cdot (l-x))}{ch(m \cdot l) + \sigma \cdot sh(m \cdot l)}$$

$$t = t_f + (t_o - t_f) \cdot \frac{ch(m \cdot (l-x)) + \sigma \cdot sh(m \cdot (l-x))}{ch(m \cdot l) + \sigma \cdot sh(m \cdot l)} \quad [^{\circ}\text{C}]$$

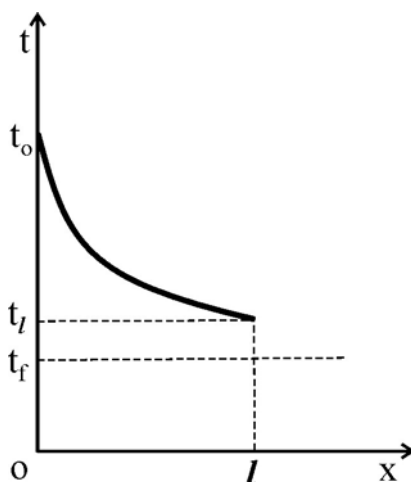


Fig. 2.63: Variația temperaturii în lungul barei

Temperatura adimensională $\bar{\theta}$ (raportul dintre θ și θ_o) va avea expresia:

$$\bar{\theta} = \frac{\theta}{\theta_o} = \frac{t - t_f}{t_o - t_f} = \frac{ch(m \cdot (l - x)) + \sigma \cdot sh(m \cdot (l - x))}{ch(m \cdot l) + \sigma \cdot sh(m \cdot l)} \quad [-]$$

Determinarea fluxului termic:

$$\dot{Q} = -\lambda \cdot S \cdot \frac{dt}{dx} = -\lambda \cdot S \cdot \frac{d\theta}{dx}$$

$$\dot{Q} = \lambda \cdot S \cdot m \cdot \theta_o \cdot \frac{sh(m \cdot (l - x)) + \sigma \cdot ch(m \cdot (l - x))}{ch(m \cdot l) + \sigma \cdot sh(m \cdot l)} \quad [\text{W}]$$

Fluxul termic maxim ce trece prin baza barei la $x = 0$ va fi:

$$\dot{Q}_{max} = \lambda \cdot S \cdot m \cdot \theta_o \cdot \frac{sh(m \cdot l) + \sigma \cdot ch(m \cdot l)}{ch(m \cdot l) + \sigma \cdot sh(m \cdot l)} = \lambda \cdot S \cdot m \cdot \theta_o \cdot \frac{th(m \cdot l) + \sigma}{1 + \sigma \cdot th(m \cdot l)}$$

$$\dot{Q}_{max} = \lambda \cdot S \cdot m \cdot (t_o - t_f) \cdot \frac{th(m \cdot l) + \sigma}{1 + \sigma \cdot th(m \cdot l)} \quad [\text{W}]$$

Observație: În cazul barei de secțiune circulară constantă, relațiile pentru determinarea câmpului de temperaturi și a fluxului termic rămân neschimbate, cu mențiunea că notațiile vor avea următoarele expresii:

$$S = \pi \cdot r^2 \quad [\text{m}^2]$$

$$P = 2\pi \cdot r \quad [\text{m}]$$

$$m = \sqrt{\frac{\alpha \cdot P}{\lambda \cdot S}} = \sqrt{\frac{2\pi \cdot r \cdot \alpha}{\pi \cdot r^2 \cdot \lambda}} = \sqrt{\frac{2 \cdot \alpha}{r \cdot \lambda}} \quad [\text{m}^{-1}]$$

$$\sigma = \sqrt{\frac{r \cdot \alpha}{2 \cdot \lambda}} \quad [-]$$

2.2.1.1.2.2. Aripioara circulară de grosime constantă

Se consideră o aripioară circulară ataşată unei suprafeţe cilindrice (unei conducte) cu care este în contact perfect. Temperatura la baza aripioarei este identică cu cea a suprafeţei exterioare a conductei şi este mai mare decât cea a fluidului înconjurător. Fluxul termic se transmite după direcţia razei iar suprafeţele izoterme sunt suprafeţe cilindrice paralele cu suprafaţa conductei.

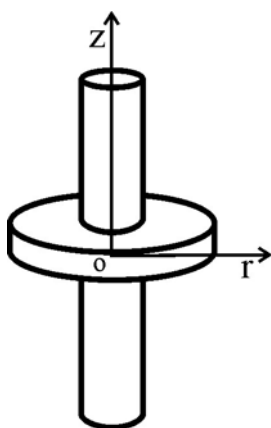


Fig. 2.64: Schiţa aripioarei circulare

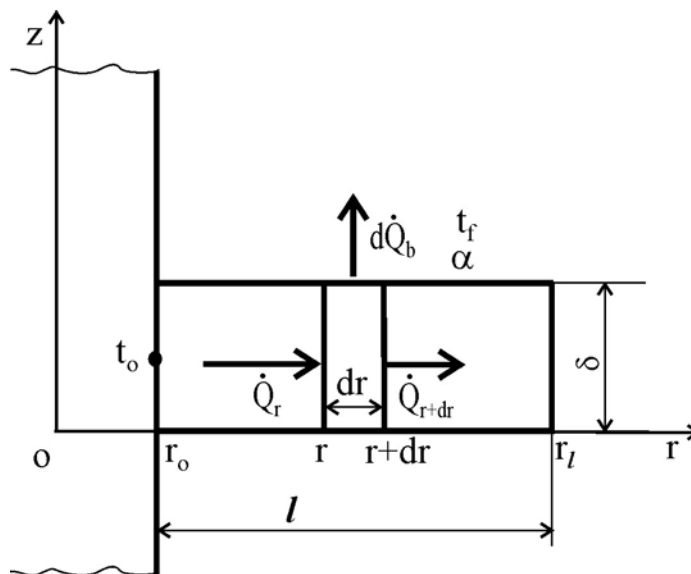


Fig. 2.65: Secţiune prin aripioară

Ipoteze: $t_o > t > t_f$
 $\dot{Q} = \dot{Q}(r)$
 $t = t(r)$

Notații: $S = 2\pi \cdot r \cdot \delta$ [m²]
 $P = 4\pi \cdot r$ [m]
 $\theta = t - t_f$ [K]
 $\beta = \sqrt{\frac{2 \cdot \alpha}{\lambda \cdot \delta}}$ [m⁻¹]

Se scrie bilanțul termic pentru volumul elementar $dV = 2\pi \cdot r \cdot \delta \cdot dr$:

$$\dot{Q}_r = \dot{Q}_{r+dr} + d\dot{Q}_b$$

$$\dot{Q}_{r+dr} = \dot{Q}_r + \frac{d\dot{Q}_r}{dr} \cdot dr = \dot{Q}_r + \frac{d}{dr} \left(-\lambda \cdot S \cdot \frac{dt}{dr} \right) \cdot dr$$

$$\dot{Q}_{r+dr} = \dot{Q}_r - 2\pi \cdot \delta \cdot \lambda \cdot \frac{d}{dr} \left(r \cdot \frac{dt}{dr} \right) \cdot dr = \dot{Q}_r - 2\pi \cdot \delta \cdot \lambda \cdot \left(r \cdot \frac{d^2 t}{dr^2} + \frac{dt}{dr} \right) \cdot dr$$

$$d\dot{Q}_b = \alpha \cdot P \cdot dr \cdot (t - t_f) = 4\pi \cdot r \cdot \alpha \cdot dr \cdot (t - t_f)$$

$$\dot{Q}_r = \dot{Q}_r - 2\pi \cdot \delta \cdot \lambda \cdot \left(r \cdot \frac{d^2 t}{dr^2} + \frac{dt}{dr} \right) \cdot dr + 4\pi \cdot r \cdot \alpha \cdot dr \cdot (t - t_f)$$

$$r \cdot \frac{d^2 t}{dr^2} + \frac{dt}{dr} = \frac{2 \cdot \alpha \cdot r}{\lambda \cdot \delta} \cdot (t - t_f) \quad \rightarrow \quad \frac{d^2 t}{dr^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{dt}{dr} = \frac{2 \cdot \alpha}{\lambda \cdot \delta} \cdot (t - t_f)$$

$$\frac{d^2 \theta}{dr^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{d\theta}{dr} - \beta^2 \cdot \theta = 0$$

Ecuția diferențială a conducției prin aripioara circulară este, din punct de vedere matematic, de tip Bessel modificată de indice nul și se mai numește și ecuația lui Sturm-Liouville.

Soluția generală a câmpului de temperaturi are forma:

$$\theta = C_1 \cdot I_0(\beta \cdot r) + C_2 \cdot K_0(\beta \cdot r)$$

unde C_1 și C_2 sunt constantele de integrare iar I_0 și K_0 sunt funcțiile Bessel modificate de indice nul.

Fluxului termic maxim (pt. $r = r_o$) se determină cu următoarea relație:

$$\dot{Q}_{max} = \dot{Q}_o = \lambda \cdot S_o \cdot \beta \cdot \theta_o \cdot \Phi(\beta \cdot r_o, \beta \cdot l) \quad [\text{W}]$$

unde $S_o = 2\pi \cdot r_o \cdot \delta$ este aria bazei aripioarei (suprafața de contact dintre aripioară și conductă) iar funcția Φ se determină din nomograma lui Bosch.

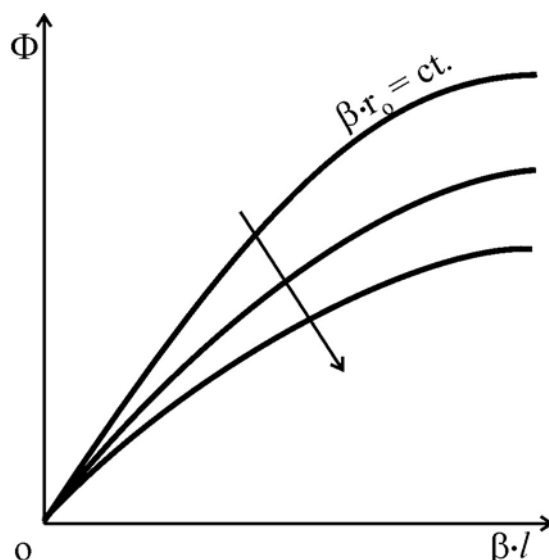


Fig. 2.66: Nomograma lui Bosch

2.2.1.1.2.3. Randamentul și eficiența suprafețelor extinse

Randamentul unei suprafețe extinse se definește ca raportul dintre fluxul termic efectiv cedat mediului exterior de suprafața extinsă și fluxul termic ipotetic care s-ar ceda mediului exterior dacă întreaga suprafață extinsă ar avea temperatura bazei t_o .

$$\eta = \frac{\dot{Q}_o}{\dot{Q}_{ip}} = \frac{\dot{Q}_{max}}{\alpha \cdot S_b \cdot (t_o - t_f)} \quad [-]$$

unde S_b este aria totală a suprafeței extinse care este încălzită de mediul fluid.

- pentru bara dreptunghiulară: $S_b = 2 \cdot l \cdot (b + \delta) + b \cdot \delta$

- pentru aripioara circulară: $S_b = 2\pi \cdot (r_l^2 - r_o^2) + 2\pi \cdot r_l \cdot \delta$

Observatie: Randamentul este întotdeauna subunitar ($0 < \eta < 1$).

Eficiența unei suprafețe extinse se definește ca raportul dintre fluxul termic efectiv cedat mediului exterior de suprafața extinsă și fluxul termic care s-ar ceda mediului exterior în absența suprafeței extinse.

$$\varepsilon = \frac{\dot{Q}_o}{\dot{Q}_{net}} = \frac{\dot{Q}_{max}}{\alpha \cdot S_o \cdot (t_o - t_f)}$$

unde S_o este aria bazei suprafeței extinse.

- pentru bara dreptunghiulară: $S_o = b \cdot \delta$
- pentru aripioara circulară: $S_o = 2\pi \cdot r_o \cdot \delta$

Spre exemplu, randamentul și eficiența barei scurte izolată la capăt vor fi:

$$\eta = \frac{\lambda \cdot S \cdot m \cdot (t_o - t_f) \cdot th(m \cdot l)}{\alpha \cdot P \cdot l \cdot (t_o - t_f)} = \frac{th(m \cdot l)}{m \cdot l}$$

$$\varepsilon = \frac{\lambda \cdot S \cdot m \cdot (t_o - t_f) \cdot th(m \cdot l)}{\alpha \cdot S \cdot (t_o - t_f)} = \frac{\lambda \cdot m}{\alpha} \cdot th(m \cdot l) = \sqrt{\frac{\lambda \cdot P}{\alpha \cdot S}} \cdot th(m \cdot l)$$

2.2.1.2. Corpuri cu izvoare interioare de căldură

Izvoarele interioare de căldură pot fi generate de reacții chimice (ca de exemplu reacția exotermă din timpul prizei betoanelor de ciment), de efectul Joule-Lentz sau de reacții nucleare.

Ecuția diferențială a conducției căldurii în regim staționar cu izvoare interioare de căldură (ecuația lui Poisson) are forma:

$$\nabla^2 t + \frac{\dot{q}_v}{\lambda} = 0$$

unde \dot{q}_v este fluxul izvoarelor interioare de căldură care pot fi pozitive sau negative, și se măsoară în W/m^3 .

2.2.1.2.1. Placa plană

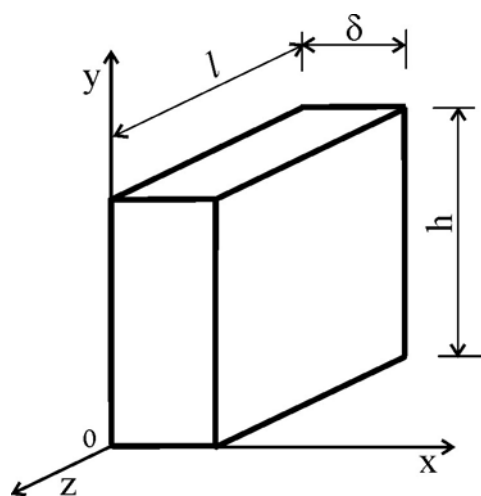


Fig. 2.67: Schița plăcii plane

Se consideră o placă plană, omogenă și izotropă, cu grosimea mult mai mică decât celelalte două dimensiuni, având conductivitatea termică constantă și izvoare interioare de căldură pozitive, uniform distribuite în tot volumul plăcii. Fluxul termic se propagă unidirecțional, perpendicular pe fețele plăcii.