Seria: ENERGETYKA z.57 Nr kol. 493

Janusz STEFANIK
Instytut Techniki Cieplnej

ŚREDNICA KRYTYCZNA IZOLACJI PRZEWODU RUROWEGO Z UWZGLĘDNIENIEM ZMIENNOŚCI WSPÓŁCZYNNIKA WNIKANIA CIEPŁA I WPŁYWU PROMIENIOWANIA *)

Streszczenie. Dla przewodu rurowego podano przybliżone zależności na średnicę krytyczne izolacji przy założeniu, że temperatura na powierzchni izolacji bardzo mało różni się od temperatury otaczającego płynu. Otrzymane wyniki wskazują na zależność średnicy krytycznej nie tylko od właściwości izolacji (wyrażającym się współczynnikiem przewodności λ), ale także od pozostałych czynników, a mianowicie od temperatury ϑ_1 i średnicy przewodu D_1 oraz temperatury otaczającego płynu.

1. WSTĘP

Możliwość wystąpienia krytycznej średnicy izolacji ma praktyczne znaczenie wszędzie tam, gdzie mamy do czynienia z przewodami o niewielkiej średnicy, a więc w miejszych urządzeniach energetycznych, w niektórych urządzeniach hutniczych (prasy, młoty kuźnicze), w urządzeniach chłodniczych oraz, w przypadku kabli elektrycznych.

Znalezienie średnicy krytycznej w sposób analityczny i nieprzybliżony jest możliwe jedynie w dwóch przypadkach, a mianowicie w przypadku, gdy konwekcyjny współczynnik wnikania ciepła α_k = idem oraz, gdy $\alpha_k = f(D)$, jeśli oczywiście nie uwzględnia się wpływu promieniowania na wymianę ciepła z otoczeniem. Tymczasem pominięcie wpływu promieniowania może doprowadzić do dość poważnego błędu, gdyż wartość promienistego współczynnika wnikania ciepła jest porównywalna z α_k i szybko wzrasta z temperaturą powierzchni izolacji - jak pokazuje to poniższa zależność

$$\alpha_r = \varepsilon\sigma_o \frac{\vartheta^4 - T_o^4}{\vartheta - T_o} = \varepsilon\sigma_o \frac{(\vartheta^2 + T_o^2)(\vartheta^2 - T_o^2)}{\vartheta - T_o} =$$

$$= \varepsilon\sigma_o (\vartheta + T_o)(\vartheta^2 + T_o^2),$$

*) Fragment pracy dyplomowej wykonanej pod kierunkiem Prod. dr hab. Stanisława Jerzego Gduli.

gdzie:

ε - zastępcza emisyjność powierzchni izolacji,

$\sigma_o = 5,7 \cdot 10^{-3}$ W/m^2 K^4 - stała promieniowania ciała doskonale czarnego,

Θ - temperatura powierzchni izolacji (K),

T_o - temperatura otoczenia (K).

Na przykład w przypadku, gdy Θ jest bardzo bliska T_o, tak że można przyjąć $\Theta \approx T_o$, $\alpha_r \approx 4\,\varepsilon\,\sigma_o\,T_o^3$. Dla $T_o = 290$ K, $\varepsilon = 0,9$, $\alpha_r = 5$ W/m^2 deg, gdy $T_o = 290$ K i $\Theta = 340$ K $\alpha_r = 6,5$ W/m^2 K.

2. OGÓLNA ZALEŻNOŚĆ NA ŚREDNICĘ KRYTYCZNĄ IZOLACJI PRZEWODU RUROWEGO

Strumień cieplny, jaki przepływa do otoczenia z zaizolowanego przewodu rurowego o jednostkowej długości podany jest zależnością

$$\dot{q} = \pi \frac{\Theta_1 - T_o}{R}, \qquad R = \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{D}{D_1} + \frac{1}{\alpha D}$$

Θ_1 - temp. powierzchni przewodu,

D_1 - średnica przewodu,

D - średnica przewodu zaizolowanego,

T_o - temperatura otoczenia,

R - opór cieplny układu.

Dla średnicy krytycznej strumień ciepła i opór cieplny osiągają ekstremum, co wyraża się warunkiem

$$\frac{dR}{dD} = \frac{1}{2\lambda D} - \frac{1}{\alpha D^2} - \frac{1}{\alpha^2 D} \frac{d\alpha}{dD} = 0$$

$$\frac{1}{2\lambda D_o} - \frac{1}{\alpha_o D_o^2} - \frac{1}{\alpha_o^2 D_o} \left(\frac{d\alpha}{dD}\right)_o = 0.$$

Po przekształceniu powyższego równania otrzymuje się ogólną zależność na średnicę krytyczną izolacji

$$\frac{\alpha_o D_o}{2\lambda} = 1 + \frac{D_o}{\alpha_o} \left(\frac{d\alpha}{dD}\right)_o,$$

lub

$$\frac{1}{2} (Bi)_o = 1 + \frac{D_o}{\alpha_o} \left(\frac{d\alpha}{dD_o}\right) \tag{1}$$

Przy założeniu, że $\alpha = \text{idem}$, $\frac{d\alpha}{dD} = 0$ i $(Bi)_o = 2$ wtedy

$$D_o = \frac{2\lambda}{\alpha}$$

Gdy $\alpha = A\ D^n$, jak to ma miejsce przy poprzecznym opływie przewodu rurowego (lecz bez uwzględnienia wpływu promieniowania)

$$\left(\frac{d\alpha}{dD}\right)_o = n\ A\ D_o^{n-1} \quad \text{i z zależności (1):} \quad \frac{1}{2}\ (Bi)_o = 1+n$$

a

$$D_o = \left[\frac{2\lambda\ (n+1)}{A}\right]^{\frac{1}{n+1}}$$

Wynik ten można także otrzymać w inny sposób [3].

Dwa powyższe przypadki (α = idem i $\alpha = A\ D^n$) są w zasadzie jedynymi, dla których można znaleźć średnicę krytyczną izolacji w sposób analityczny i nieprzybliżony. W przypadku, gdy współczynnik wnikania ciepła jest funkcją temperatury, średnicę krytyczną izolacji można znaleźć tylko w sposób przybliżony.

3. KONWEKCJA SWOBODNA

Jeżeli przewód rurowy oddaje ciepło przez konwekcję swobodną, to współczynnik wnikania ciepła $\alpha = A\ D^{3m-1}\ (\Theta - T_o)^m$ [1], [2], gdzie A jest stałą, a ułamek m przebiera jedną z trzech wartości: $\frac{1}{8}$, $\frac{1}{4}$, $\frac{1}{3}$, w zależności od warunków wymiany ciepła. Strumień ciepła od przewodu do otoczenia: $q = \pi\ D\ \alpha\ (\Theta - T_o) = AD^{3m}\ (\Theta - T_o)^{m+1}$; lecz z drugiej strony także

$$\dot{q} = 2\ \pi\lambda\ \frac{\Theta_1 - \Theta}{\ln \frac{D}{D_1}}$$

Przez porównanie prawych stron obu wzorów

$$\pi A\ D^{3m}\ (\Theta - T_o)^{m+1} = 2\pi\lambda\ \frac{\Theta_1 - \Theta}{\ln \frac{D}{D_1}},$$

można otrzymać następującą zależność

$$\Theta - T_o = \left(\frac{2\lambda}{A}\ D^{-3m}\ \frac{\Theta_1 - \Theta}{\ln \frac{D}{D_1}}\right)^{\frac{1}{1+m}}$$

W wyrażeniu po prawej stronie zależności można zamiast Θ napisać T_o. Przybliżenie to nie powinno spowodować zbyt dużego błędu, gdyż temperatura powierzchni izolacji przewodu Θ w dość dużym zakresie średnic izolacji D jest bliska temperaturze otoczenia. Zatem przy założeniu upraszczającym $\Theta \approx T_o$ ostatnia zależność przyjmie postać

$$\Theta - T_o \approx \left(\frac{2\lambda}{A} D^{3-m} \frac{\Theta_1 - T_o}{\ln \frac{D}{D_1}}\right)^{\frac{1}{m+1}}$$

a współczynnik wnikania ciepła w konwekcji swobodnej wyrazi się zależnością

$$\alpha = B\, D^b \ln^r \frac{D}{D_1} \tag{2}$$

gdzie:

$$B = (2\lambda)^{\frac{m}{m+1}} A^{\frac{1}{m+1}} (\Theta_1 - T_o)^{\frac{m}{m+1}}$$

$$b = \frac{2m-1}{m+1}$$

$$r = -\frac{m}{m+1}$$

Po zróżniczkowaniu zależności (2) i podstawieniu $\left(\frac{d\alpha}{dD}\right)_o$ do zależności (1), po odpowiednich przekształceniach otrzymuje się ogólną zależność na średnicę krytyczną izolacji przewodu dla konwekcji swobodnej

$$\frac{1}{2}(Bi)_o = \frac{3m}{m+1} - \frac{m}{m+1} \cdot \frac{1}{\ln \frac{D_o}{D_1}} \tag{3}$$

Ostatnia zależność nie jest zbyt dogodna dla analizy, dlatego też przekształca się ją do postaci

$$\frac{B}{2\lambda} D_o^{b+1} \ln^{r+1} \frac{D_o}{D_1} = \frac{3m}{m+1} \ln \frac{D_o}{D_1} - \frac{m}{m+1},$$

która znacznie upraszcza się, jeżeli przyjąć jeszcze jedno przybliżenie

$$r + 1 = -\frac{m}{m+1} + 1 = \frac{1}{m+1} \approx 1.$$

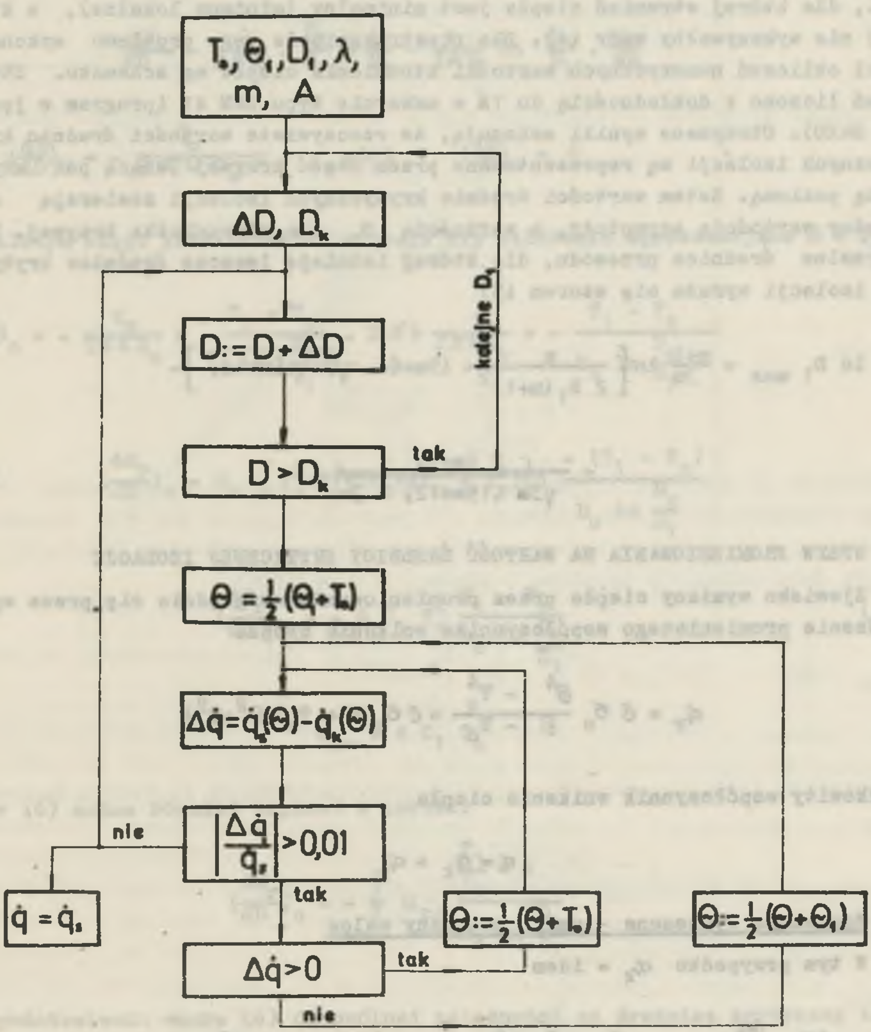
Równie błąd tego przybliżenia nie jest duży, gdyż m jest niewielkim ułamkiem. W rezultacie otrzymuje się zależność

$$\ln D_1 = \ln D_o - \frac{\frac{m}{m+1}}{\frac{3m}{m+1} - B_1 D_o^{\frac{3m}{m+1}}} \tag{4}$$

$$B_1 = \left(\frac{A}{2\lambda}\right)^{\frac{1}{m+1}} (\Theta_1 - T_o)^{\frac{m}{m+1}}$$

Wykres zależności (4) w układzie ($\ln D_1$, $\ln D_o$) posiada dwie asymptoty: poziomą, gdy mianownik ułamka zeruje się, następuje to dla wartości

$$D_{o\,as} = \left(\frac{3m}{B_1(m+1)}\right)^{\frac{m+1}{3m}},$$



Rys. 1. Schemat numerycznych obliczeń strumienia ciepła od izolowanego przewodu do otoczenia

oraz ukośną, gdy $D_o \to 0$

$$\ln D_1 = \ln D_o - \frac{1}{3}$$

Wykres zależności (4) przedstawia rys. 1. Wskazuje on, że dla każdej średnicy przewodu D_1 powinny istnieć dwie średnice krytyczne izolacji. Jest rzeczą oczywistą, że nie mogą to być obie średnice krytyczne (tzn. dla których strumień ciepła do otoczenia osiąga maksimum). W tym bowiem przypadku między obiema średnicami musiałaby istnieć taka średnica izolacji, dla której strumień ciepła jest minimalny (minimum lokalne), a której nie wykazywałby wzór (4). Dla rozstrzygnięcia tego problemu wykonano cykl obliczeń numerycznych wartości strumienia ciepła wg schematu. Strumień liczono z dokładnością do 1% w maszynie typu ZAM 41 (program w języku SAKO). Otrzymane wyniki wskazują, że rzeczywiste wartości średnic krytycznych izolacji są reprezentowane przez część krzywej leżącą pod asymptotą poziomą. Zatem wartości średnic krytycznych izolacji zawierają się między wartością asymptoty, a wartością D_1 dla wierzchołka krzywej. Maksymalna średnica przewodu, dla której istnieje jeszcze średnica krytyczna izolacji wyraża się wzorem (5)

$$\ln D_{1\,max} = \frac{m+1}{3m} \ln\left[\frac{m}{2\,B_1\,(m+1)^2}\left(9m+6-\sqrt{9m(15m+12)}\right)\right] - \frac{2\,(m+1)}{\sqrt{3m\,(15m+12)}-3m} \tag{5}$$

4. WPŁYW PROMIENIOWANIA NA WARTOŚĆ ŚREDNICY KRYTYCZNEJ IZOLACJI

Zjawisko wymiany ciepła przez promieniowanie uwzględnia się przez wprowadzenie promienistego współczynnika wnikania ciepła

$$\alpha_r = \varepsilon\,\sigma_o\,\frac{\Theta^4 - T_o^4}{\Theta - T_o} = \varepsilon\,\sigma_o\,(\Theta + T_o)(\Theta^2 + T_o^2)$$

Całkowity współczynnik wnikania ciepła

$$\alpha = \alpha_k + \alpha_r$$

A. <u>Konwekcja wymuszona - opływ wzdłużny walca</u>

W tym przypadku α_k = idem

$$\frac{d\alpha}{dD} = \frac{d\alpha_r}{dD} = C_1\,(\Theta^2 + T_o^2)\,\frac{d\Theta}{dD} + C_1\,(\Theta + T_o)\cdot 2\Theta\,\frac{d\Theta}{dD},$$

gdzie:

$$C_1 = \varepsilon \sigma_o$$

$$\frac{d\alpha_r}{dD} = C_1 \left[\Theta^2 + T_o^2 + 2\Theta(\Theta + T_o)\right] \frac{d\Theta}{dD}$$

$\Theta = T_1 - \frac{\dot{q}}{2\pi\lambda} \ln \frac{D}{D_1}$ - z zależności na strumień ciepła do otoczenia.

$$\frac{d\Theta}{dD} = -\frac{\dot{q}}{2\pi\lambda} \cdot \frac{D_1}{D} \cdot \frac{1}{D_1} - \frac{1}{2\pi\lambda} \ln \frac{D}{D_1} \cdot \frac{dq}{dD}$$

$$\left(\frac{d\Theta}{dD}\right)_o = -\frac{\dot{q}_o}{2\pi\lambda D_o} \qquad \text{gdyż} \qquad \left(\frac{d\dot{q}}{dD}\right)_o = 0$$

W dalszym ciągu przekształceń stosuje się założenia upraszczające $\Theta \cong T_o$

$$\left(\frac{d\Theta}{dD}\right)_o = -\frac{q_o}{2\pi\lambda D_o} = -\frac{T_1 - T_o}{\ln \frac{D_o}{D_1}} \cdot 2\pi\lambda \frac{1}{2\pi\lambda D_o} = -\frac{T_1 - T_o}{D_o \ln \frac{D_o}{D_1}}$$

$$\left(\frac{d\alpha_r}{dD}\right)_o = C_1 \left[T_o^2 + T_o^2 + 2T_o \cdot (T_o + T_o)\right] \frac{-(T_1 - T_o)}{D_o \ln \frac{D_o}{D_1}}$$

$$\left(\frac{d\alpha_r}{dD}\right)_o = -6\, C_1\, T_o^2 \frac{T_1 - T_o}{D_o \ln \frac{D_o}{D_1}} \tag{6}$$

$$\alpha_{ro} = 4\, C_1\, T_o^3$$

Wzór (6) można również zapisać w postaci

$$\left(\frac{d\alpha_r}{dD}\right)_o = -\frac{3}{2}\, \alpha_{ro} \frac{\frac{T_1}{T_o} - 1}{D_o \ln \frac{D_o}{D_1}}$$

Po podstawieniu wzoru (6) do ogólnej zależności na średnicę krytyczną izolacji:

$$\frac{1}{2}(Bi)_o = 1 + \frac{D_o}{\alpha_o}\left(\frac{d\alpha}{dD}\right)_o = 1 + \frac{D_o}{\alpha_o}\cdot\frac{-\frac{3}{2}\alpha_{ro}\left(\frac{T_1}{T_o}-1\right)}{D_o \ln\frac{D_o}{D_1}}$$

$$\alpha_o = \alpha_k + \alpha_{ro}$$

$$(Bi)_o = 2 - \frac{3}{\ln\frac{D_o}{D_1}}\cdot\frac{\frac{T_1}{T_o}-1}{\frac{\alpha_k}{\alpha_r}+1}$$

Otrzymaną zależność przekształca się do postaci dogodniejszej do analizy

$$\ln D_1 = \ln D_o - \frac{1}{2-B\,D_o}\cdot\frac{3\left(\frac{T_1}{T_o}-1\right)}{\frac{\alpha_k}{\alpha_{ro}}+1} \tag{7}$$

gdzie:

$$B = \frac{\alpha_o}{\lambda} = \frac{\alpha_k+\alpha_{ro}}{\lambda}$$

Zależność na średnicę krytyczną w przypadku wzdłużnego opływu walca oraz przy uwzględnieniu promieniowania (7) jest analogiczna jak dla konwekcji swobodnej (3). Również wykres zależności (7) w układzie ($\ln D_o$, $\ln D_1$) posiada dwie asymptoty (poziomą i ukośną) o równaniach

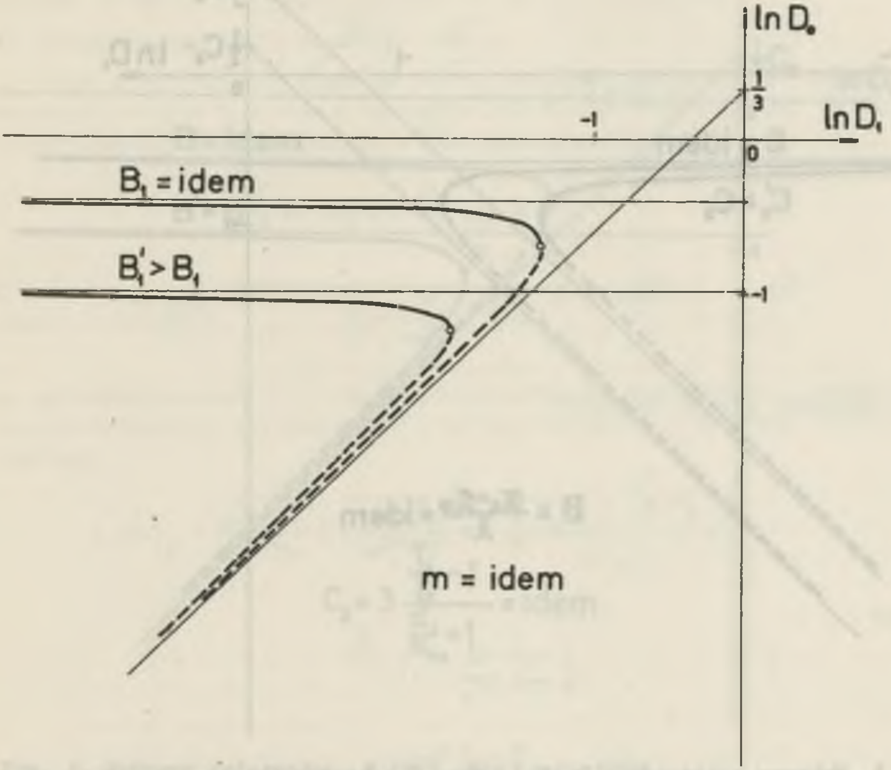
$$D_{oas} = \frac{2}{B}; \qquad \ln D_o = \ln D_1 + \frac{3}{2}\cdot\frac{\frac{T_1}{T_o}-1}{\frac{\alpha_k}{\alpha_{ro}}+1}$$

Maksymalna średnica przewodu mającego jeszcze średnicę krytyczną wynosi

$$\ln D_{1max} = \ln\frac{C_2+4-\sqrt{C_2\,(C_2+8)}}{2B} - \frac{2}{\sqrt{1+\frac{8}{C_2}}-1}, \tag{8}$$

gdzie

$$C_2 = \frac{3\left(\frac{T_1}{T_o}-1\right)}{\frac{\alpha_k}{\alpha_{ro}}+1}, \qquad B = \frac{\alpha_k+\alpha_{ro}}{\lambda}$$

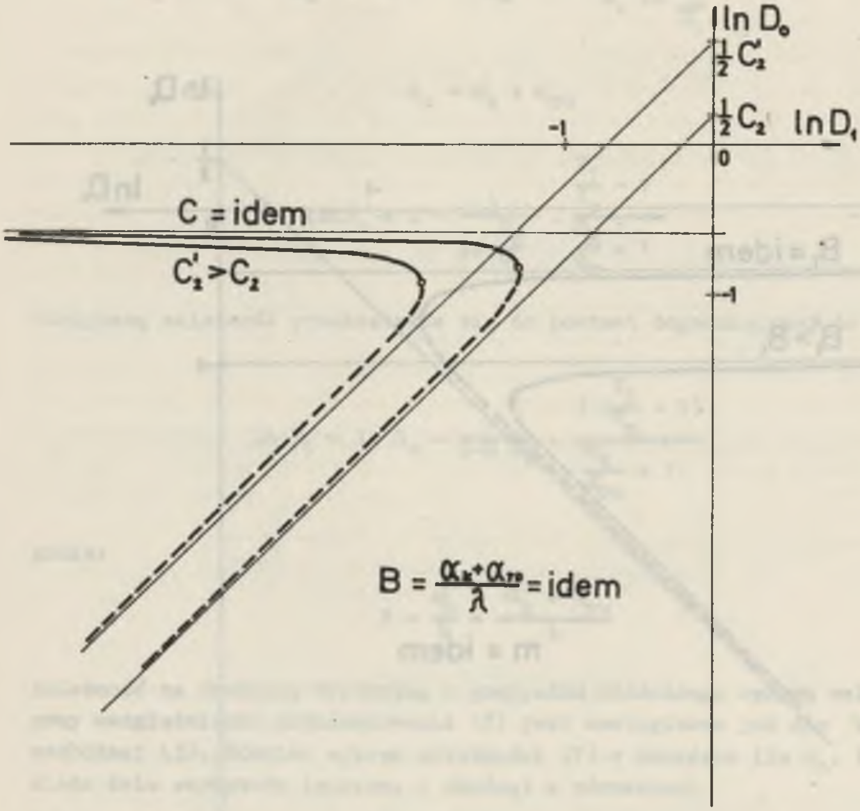


Rys. 2. Wykres zależności $D_o(D_1)$ dla m = idem

Również w tym przypadku wykonano cykl obliczeń numerycznych wartości strumienia, wg tego samego schematu jak dla konwekcji swobodnej. Obliczenia te również wskazują, że rzeczywiste wartości średnic krytycznych izolacji przewodów reprezentują części krzywych leżących pod asymptotami poziomymi. Wykresy zależności (7) znajdują się na rys. 2 i 3.

Wyniki obliczeń numerycznych wskazują także na dość dużą dokładność wzoru (7). Np. dla D_1 = 0,004 wzór (7) daje D_o = 4,38 D_1, natomiast obliczenia te dają wynik D_o = (4,1 ÷ 5) D_1 (ze względu na przyjętą dokładność tych obliczeń, z tym że największy strumień występuje dla D_o = = 4,1 D_1).

Dla D_1 = 0,008 wzoru (7) D_o = 1,5 D_1, a z obliczeń numerycznych D_o = = (1,45 - 2) D_1 (największy strumień dla D_o = 1,65 D_1).



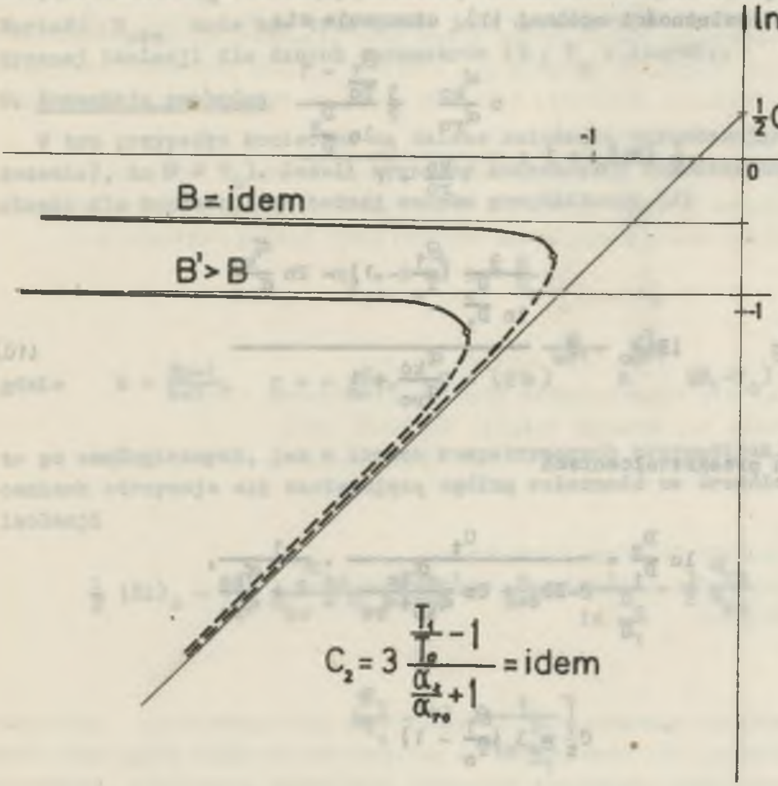
Rys. 3. Wykresy zależności $D_o(D_1)$ dla B = idem

Dla niezbyt dużych wartości D_o/D_1 można zastąpić $\ln \frac{D_o}{D_1}$ pierwszym wyrazem jego rozwinięcia w szereg $\ln D_o D_1 = (D_o - D_1)D_1$. Dokładniejsze przybliżenie uzyskuje się za pomocą wyrażenia

$$\ln D_o/D_1 = \frac{D_o - D_1}{0{,}85\ D_1}$$

Po podstawieniu go do równania (7)

$$\frac{D_o - D_1}{0{,}85\ D_1} = \frac{C_2}{2-B\ D_o}$$



Rys. 4. Wykresy zależności $D_o(D_1)$ dla c_2 = idem

gdzie

$$c_2 = \frac{3\left(\frac{T_1}{T_o} - 1\right)}{\frac{\alpha_k}{\alpha_{ro}} + 1}$$

można bezpośrednio obliczyć średnicę krytyczną izolacji

$$D_o = \frac{1}{2B}\left(2 + DB_1 + \sqrt{(2-BD_1)^2 - 3{,}4\,BC_2D_1}\right) \qquad (9)$$

Wartości D_o obliczone wzorem (9) mieszczą się w zakresie wartości otrzymanych z obliczeń numerycznych.

B. Konwekcja wymuszona – opływ poprzeczny przewodu [3]

W tym przypadku $\alpha_k = A\,D^n$.

Posługując się tym samym założeniem upraszczającym: $\Theta = T_o$, wykorzystując zależność (6), z zależności ogólnej (1), otrzymuje się

$$\frac{1}{2}(Bi)_o = 1 + \frac{n\,\dfrac{\alpha_{ko}}{\alpha_{ro}}\quad \dfrac{3}{2}\,\dfrac{\dfrac{\Theta_1}{T_o} - 1}{\ln\dfrac{D_o}{D}}}{\dfrac{ko}{ro} + 1}$$

$$(Bi)_o = 2 - \frac{\dfrac{3}{\ln\dfrac{D_o}{D_1}}\left(\dfrac{\Theta_1}{T_o} - 1\right) - 2n\,\dfrac{\alpha_{ko}}{\alpha_{ro}}}{\dfrac{\alpha_{ko}}{\alpha_{ro}} + 1} \tag{10}$$

a po dalszych przekształceniach

$$\ln\frac{D_o}{D_1} = \frac{C_t}{2 - BD_o + 2n\,\dfrac{\alpha_{ko}}{\alpha_{ko}+\alpha_{ro}}} \cdot \frac{1}{2 + \dfrac{\alpha_{ko}}{\alpha_{ro}}},$$

gdzie

$$C_t = 3\left(\frac{\Theta_1}{T_o} - 1\right)$$

$$B = \frac{\alpha_{ko} + \alpha_{ro}}{\lambda}$$

Wartość wykładnika potęgowego n we wzorze na α_k jest zwykle ujemna i wynosi dla szerokiego zakresu parametrów $-0{,}5$ lub jest bardzo jej bliska. Po podstawieniu do ostatniej zależności $n = -0{,}5$ otrzymuje się

$$\ln D_1 = \ln D_o - \frac{C_t}{2 - \dfrac{\alpha_{ko}}{\alpha_o} - \dfrac{\alpha_o}{\lambda}\,D_o} \cdot \frac{\alpha_{ro}}{\alpha_o} \tag{11}$$

Wzór (11) jest analogiczny do wzorów otrzymanych dla innych przypadków: (4) dla konwekcji swobodnej i (7) dla opływu wzdłużnego walca z uwzględnieniem promieniowania. Równie wykres zależności (11) w układzie ($\ln D_1$, $\ln D_o$) posiada asymptotę poziomą i ukośną. Asymptotą ukośną jest prosta $\ln D_o = \ln D_1$, a poziomą wartość pierwszego miejsca zerowego mianownika ułamka zależności (11)

$$D_{oas} = \frac{1}{\alpha_{ro}} \left(2\lambda - A\sqrt{\frac{5\lambda}{\alpha_{ro}}}\right), \quad \alpha_{ro} = 4\, C_1\, T_o^3 \tag{12}$$

Wartość D_{oas} może być traktowana jako orientacyjna wartość średnicy krytycznej izolacji dla danych parametrów (λ, T_o i innych).

C. Konwekcja swobodna

W tym przypadku konieczne są dalsze założenia upraszczające (oprócz założenia), że $\Theta \cong T_o$). Jeżeli wyrazimy konwekcyjny współczynnik wnikania ciepła dla konwekcji swobodnej wzorem przybliżonym (2)

$$\alpha_k = B\, D^b \ln^r \frac{D}{D_1},$$

gdzie $\quad b = \frac{2m-1}{m+1}, \quad r = -\frac{m}{m+1}, \quad B = (2\lambda)^{\frac{m}{m+1}}\, A^{\frac{1}{m+1}}\, (\Theta_1 - T_o)^{\frac{m}{m=1}}$

to po analogicznych, jak w innych rozpatrywanych przypadkach, przekształceniach otrzymuje się następującą ogólną zależność na średnicę krytyczną izolacji

$$\frac{1}{2}(Bi)_o = 1 + \frac{\alpha_{ko}}{\alpha_{ko} + \alpha_{ro}} \left[\frac{2m-1}{m+1} - \frac{m}{m+1} \cdot \frac{1}{\ln \frac{D_o}{D_1}} - \frac{3}{2} \frac{\alpha_{ro}}{\alpha_{ko}} \left(\frac{\Theta_1}{T_o} - 1\right) \cdot \frac{1}{\ln \frac{D_o}{D_1}} \right]. \tag{13}$$

gdzie tak jak w innych przypadkach $\alpha_{ro} = 4\, C_1\, T_o^3$.

Wyrażanie konwekcyjnego współczynnika wnikania ciepła wzorem (2) jest tym bardziej uzasadnione im grubsza izolacja. Np. dla $D/D_1 = 3{,}1$ błąd wywołany tym założeniem jest mniejszy niż 1%.

5. WNIOSKI

Analiza otrzymanych wyników wskazuje na dość dużą analogię między zależnościami (średnicy krytycznej izolacji od średnicy przewodu) w przypadku, gdy współczynnik wnikania ciepła zależy od temperatury powierzchni oddającej ciepło. Wykresy tych zależności w układzie podwójnie logarytmicznych cechują się:

a) istnieniem dwóch asymptot, jednak poziomej, a drugiej ukośnej, przy czym przeprowadzone obliczenia numeryczne tych średnic wskazują, że realne średnice krytyczne są przedstawione fragmentem krzywej znajdującym się pod poziomą asymptotą aż do wierzchołka krzywej,

b) istnieniem maksymalnej średnicy przewodu, powyżej której nie istnieje średnica krytyczna izolacji; tej maksymalnej średnicy przewodu odpowiada minimalna średnica krytyczna izolacji dla danych parametrów (T_0, Θ_1, λ, m),

c) wzrost temperatury otaczającego płynu przy niezmienionych pozostałych wielkościach wpływa na zwiększenie zakresu średnic przewodów mających krytyczne średnice izolacji; taki sam wpływ na spadek temperatury powierzchni samego przewodu,

d) wzrost jakości izolacji (zmniejszanie się wartości λ) wpływa na zmniejszenie zakresu średnic przewodów mających średnice krytyczne izolacji, a te ostatnie zmniejszają swoją wartość przy spadku wartości λ.

LITERATURA

[1] Ochęduszko S.: Termodynamika stosowana. Warszawa 1967.
[2] Staniszewski B.: Wymiana ciepła. Warszawa 1963.
[3] Kutatieładze S.S.: Osnowy tieorii tiepłoobmiena. Moskwa 1957.

КРИТИЧЕСКИЙ ДИАМЕТР ИЗОЛЯЦИИ ТРУБОПРОВОДА С УЧЁТОМ ПЕРЕМЕННОСТИ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛООТДАЧИ В ВЛИЯНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

Р е з ю м е

Для трубопровода приблизительные зависимости для критических диаметрóв изоляции, принимая. что температура на поверхности изоляции очень мало отличается от температуры окружающей жидкости. Полученные результаты указывают на завиоимость критического диаметра не только от свойств изоляции (выражающнхся коэффицентом теплопроводности λ), но также от остальных факторов, а именно от температуры Θ и диаметра трубопровода D_1, а также температуры окружающей жидкости.

CRITICAL DIAMETER OF PIPING INSULATION WITH REGARD TO VARIATION OF CONVECTIVE HEAT TRANSFER COEFFICIENT AND RADIATION INFLUENCE

S u m m a r y

For piping the approximate dependences on critical diameters of insulation hawe been given with the assumption that temperature on insulation surface differs slighty from temperature of surrounding fluid.

The obtained results show the dependence of critical diameter not only on insulation properties (expressed by conductivity coefficient λ), but also on remaining factors, i.e. temperature θ_1, pipe diameter D_1 and surrounding fluid temperature.