ZESZYTY NAUKOWE POLITECHNIKI ŚLĄSKIEJ 1985

Seria: ENERGETYKA z. 91 Nr kol. 856

Gerard KOSMAN

Andrzej RUSIN

Instytut Maszyn i Urządzeń Energetycznych

Politechniki Śląskiej

MODEL WYTRZYMAŁOŚCIOWY WIRNIKA WENTYLATORA WYSOKOTEMPERATUROWEGO Z UWZGLĘDNIENIEM PEŁZANIA

Streszczenie. W pracy rozpatrzono wybrane zagadnienia konstrukcyjne wentylatorów wysokotemperaturowych. Przedstawiono model wytrzymałościowy wirnika wentylatora z uwzględnieniem pełzania materiału. Podano sposób aproksymacji wyników badań pełzaniowych i obliczenia naprężeń dopuszczalnych. Opracowany model umożliwia ocenę żywotności wirnika.

1. Wstęp

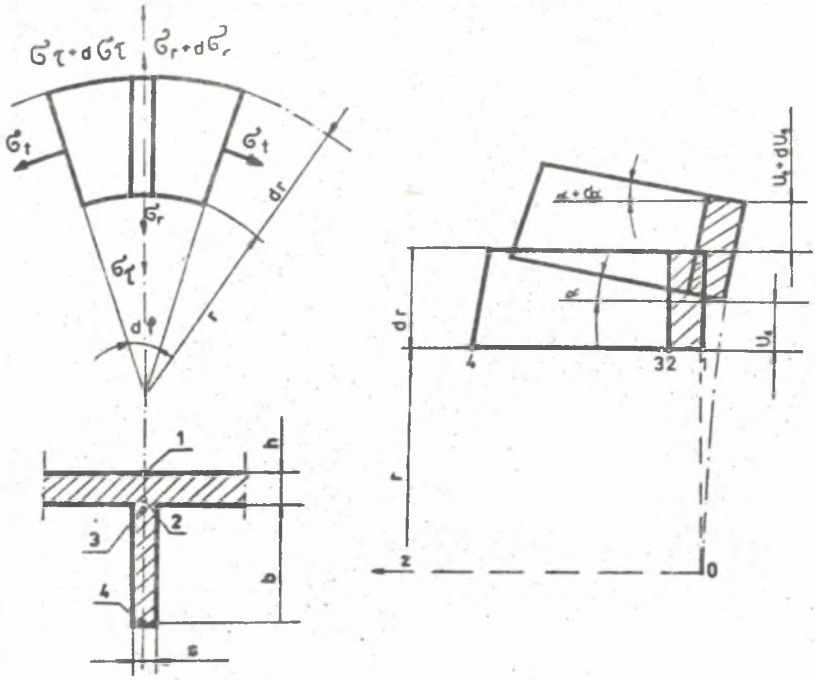
W procesie projektowania, a następnie w czasie eksploatacji wentylatorów wysokotemperaturowych istotną rolę odgrywają zagadnienia termiczne, związane z podwyższoną temperaturę przepływającego czynnika. Dotyczy to zwłaszcza zespołu wirującego, którego niezawodność decyduje w dużej mierze o niezawodności całego wentylatora. Główne problemy konstrukcyjne i eksploatacyjne wentylatorów wysokotemperaturowych omówiono w [1] i [2]. Wybrane zagadnienia termiczne przedstawiono także w [3] i [4].

W pracy [3] rozpatrzono stan termiczny wału w warunkach ustalonych. Przedstawiono model i metodę obliczeń rozkładu temperatury w wale i rozpływu strumieni ciepła do poszczególnych elementów zespołu wirującego, współpracujących z wałem. Zagadnienie to ma istotne znaczenie, w tym dla opracowania ułożyskowania i doboru odrzutnika ciepła. Opracowanie [4] zawiera wyniki analizy stanu naprężenia w tarczy nośnej i nakrywającej wirnika wentylatora promieniowego. Z uwagi na temperaturę pracy równą 650^{o}C w obliczeniach uwzględniono pełzanie materiału wirnika. Analiza dotyczy wentylatora projektowanego w [5].

W niniejszej pracy przedstawiono model wytrzymałościowy tarczy nośnej i nakrywającej wirnika opracowany w [4].

2. Modele wirników dla zagadnień sprężystych

Punktem wyjścia do analizy zagadnień pełzania wirników wentylatorów wysokotemperaturowych są modele wytrzymałościowe opisujące stan sprężysty.



a b

Rys. 1
a) wycinek wirnika, b) opis odkształceń wirnika

Do wyznaczania naprężeń sprężystych w wirniku wykorzystuje się najczęściej teorię tarcz i płyt kołowych o ortotropii konstrukcyjnej. Dla uzyskania równań równowagi rozpatrujemy element wycięty dwoma przekrojami cylindrycznymi oddalonymi o dr i dwoma merydionalnymi oddalonymi o $\Delta\varphi = 2\pi/z$. Jeżeli przez σ_{r1}, σ_{r2}, σ_{t1} i σ_{t2} oznaczyć naprężenia promieniowe i obwodowe w punktach 1 i 2 (rys. 1a) a przez σ_3 i σ_4 naprężenia w punktach 3 i 4, to równanie równowagi sił przyjmuje postać:

$$\frac{d}{dr}\left[rh(\sigma_{r1}+\sigma_{r2})\right] + \frac{z}{2\pi}\frac{d}{dr}\left[bs(\sigma_3+\sigma_4)\right] - h(\sigma_{t1}+\sigma_{t2}) + A(r) = 0 \qquad (1)$$

gdzie:

$$A(r) = \rho r\omega^2\left[2rh + \frac{bsz}{\pi}\right]$$

W podobny sposób można wyznaczyć równania równowagi momentów. Te dwa równania uzupełnione w związki fizyczne i geometryczne całkowicie opisują stan wytrzymałościowy wirnika. Zakładając, że przekrój cylindryczny wirnika nieobciążonego przechodzi po odkształceniu w stożek, można przemieszczenie promieniowe dowolnego punktu przedstawić następująco (rys. 1b).

$$u = u_1 - \alpha z \tag{2}$$

gdzie:

u_1 - przemieszczenia w płaszczyźnie $z = 0$ (punkt 1).

Odkształcenia względne w kierunku promieniowym i obwodowym są geometrycznie związane z przemieszczeniami związkami

$$\varepsilon_r = \frac{du}{dr}, \quad \varepsilon_t = \frac{u}{r}, \quad \varepsilon_{\ell} = \frac{du}{dr} \tag{3}$$

gdzie:

ε_{ℓ} - odkeztałcenie łopatki.

Uwzględniając ostatnie zależności w równaniach prawa Hooke'a dla dwukierunkowego stanu naprężenia otrzymujemy:

$$\sigma_r = \frac{E}{1 - \nu^2}\left[\frac{du_1}{dr} - z\,\frac{d\alpha}{dr} + \nu\left(\frac{u_1}{r} - z\,\frac{\alpha}{r}\right)\right] \tag{4}$$

$$\sigma_t = \frac{E}{1 - \nu^2}\left[\frac{u_1}{r} - z\,\frac{\alpha}{r} + \nu\left(\frac{du_1}{dr} - z\,\frac{d\alpha}{dr}\right)\right]$$

Model odpowiadający wymienionym założeniom jest analizowany np. w pracach [6, 7, 8]. Wymienione prace różnią się przede wszystkim metodami rozwiązania równań różniczkowych. Są to przeważnie metody przybliżone, numeryczne. Badania własne w tym zakresie przedstawiono w pracy [9].

W obliczeniach praktycznych przyjmuje się szereg dodatkowych założeń upraszczających. W zależności od przyjętych uproszczeń otrzymujemy następujące grupy modeli:

a) tarcza bez łopatek,
b) tarcza z obciążeniem bocznym,
c) tarcza z łopatkami,
d) tarczo-płyta z łopatkami.

Szczegółowe omówienie wymienionych modeli zawiera praca [9].

Jeżeli w równaniu (1) pominiemy zginanie wirnika (co jest uzasadnione w przypadku wirników o małej szerokości), to równanie równowagi upraszcza się do postaci

$$\frac{d}{dr}\left[r(h + y)\sigma_r - h\sigma_t + \nu\,\frac{d(\sigma_t y r)}{dr}\right] = -\rho\omega^2 r^2 (h + y) \tag{5}$$

gdzie:

$$y(r) = \frac{z \cdot F(r)}{2\pi r}$$

$F(r)$ - pole przekroju łopatek,

z - liczba łopatek.

Szersze możliwości modelowania stanu naprężenia w wirnikach stopni promieniowych daje metoda elementów skończonych. Przykładowe wyniki modelowania podano w [10] i [11].

Z uwagi na przyjęty cel niniejszej pracy - analizę naprężeń i odkształceń elementów wirnika w warunkach pełzania - do dalszych rozważań przyjmujemy model tarczowy, ponieważ obliczenia metodą elementów skończonych wirników stopni promieniowych nawet dla zagadnień sprężystych stanowią jeszcze problem na etapie realizacji numerycznej.

3. Założenia i podstawowe równania teorii starzenia

Na podstawie wyników badań procesu pełzania opracowano wiele równań opisujących zależność między odkształceniami, naprężeniami, prędkościami zmian tych wielkości, temperaturą i czasem. Zależności te stanowią podstawę różnych teorii pełzania. Najczęściej spotykanymi są teorie starzenia, płynięcia, umocnienia, parametrów strukturalnych i dziedziczenia.

Teoria starzenia zakłada, że w określonej temperaturze T między odkształceniami (intensywnością odkształcenia), naprężeniem (intensywnością naprężenia) i czasem istnieje zależność

$$\Phi(\varepsilon_i, \sigma_i, t) = 0 \quad \text{dla} \quad T = \text{idem}, \tag{6}$$

co oznacza istnienie w określonej temperaturze powierzchni we współrzędnych ε_i, σ_i, t. Przecinając tę powierzchnię płaszczyznami prostopadłymi do osi σ_i i t otrzymuje się - krzywe pełzania (rys. 2a).

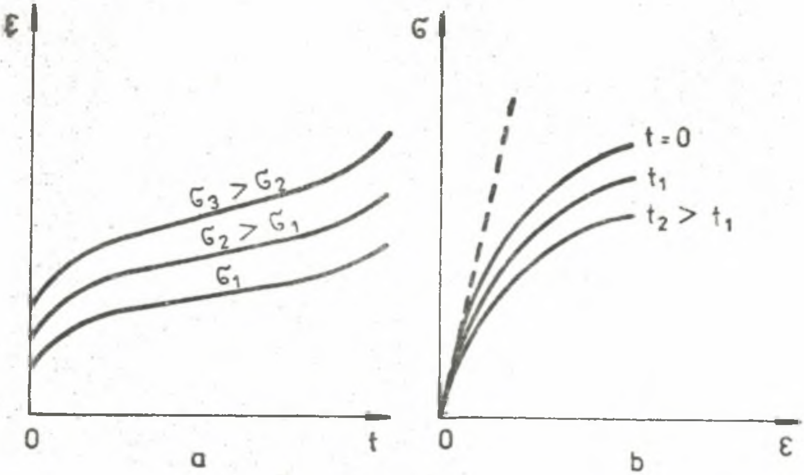
$$\varepsilon_i = f(t) \quad \text{dla} \quad \sigma_i = \text{idem} \tag{7}$$

- izochroniczne krzywe pełzania (rys. 2b)

$$\sigma_i = f(\varepsilon_i) \quad t = \text{idem} \tag{8}$$

Podane krzywe opisuje się przybliżonymi zależnościami analitycznymi. Na przykład krzywe pełzania aproksymuje się formułami

$$\varepsilon_i = Q(\sigma_i, T)\ \Omega(t, T) \tag{9}$$



Rys. 2
a) krzywe pełzanie, b) izochroniczne krzywe pełzania

lub

$$\varepsilon_i = Q_1(\sigma_i,\ T)\ \psi(t) + Q_2(\sigma_i,\ T)t \tag{10}$$

gdzie:

ψ - ciągła, szybko malejąca funkcja czasu [12].

Ze wzoru (10) wynika, że dla małych wartości czasu drugi składnik można pominąć (pierwszy okres pełzania). Gdy wartości czasu są duże, pierwszy składnik można pominąć. Funkcja Q_2 przedstawia wówczas minimalną prędkość odkształcenia pełzania. Wyrażenie (10) jest ogólniejsze niż (9).

Funkcję Q przyjmuje się najczęściej jako potęgową funkcję naprężenia

$$Q = \sigma_i^n \tag{11}$$

gdzie:

n - stała materiałowa zależna od temperatury.

Różnorodność aproksymacji funkcji Ω jest większa. I tak np. w [12, 13, 14] przyjmuje się

$$\Omega(T,\ t) = \Omega_1(t)\ \Theta(T) \tag{12}$$

lub

$$\Omega(T,\ t) = a(T) + k(T)t \tag{13}$$

Do dalszych rozważań przyjmujemy zależności

$$\varepsilon_i = (a + kt)\sigma_i^n \quad \text{dla} \quad T = \text{idem} \tag{14}$$

lub ogólniej

$$\varepsilon_i = \Omega(t, T)\sigma_i^n \tag{15}$$

ponieważ w wielu przypadkach nie jest potrzebna aproksymacja funkcji Ω.

4. Model wytrzymałościowy wirnika z uwzględnieniem pełzania

Model wytrzymałościowy wirnika stanowią:

- równanie równowagi,
- związki geometryczne,
- związki fizyczne.

W stosunku do zagadnień sprężystych ulegają zmianie związki fizyczne i geometryczne. Nie ulega natomiast zmianie równanie równowagi (5). Całkując powyższe równanie w granicach R_o do r otrzymujemy:

$$r(h+y)\sigma_r - R_o(h_o+y_o)\sigma_{ro} - \int_{R_o}^{r} h\sigma_t dr - \vartheta(\sigma_t yr - \sigma_{to}y_oR_o) =$$

$$= -\int_{R_o}^{r} \rho\omega^2 r^2(h+y)dr \tag{16}$$

gdzie:

h_o - grubość tarczy na promieniu wewnętrznym R_o

$y_o = y(R_o)$

σ_{ro}, σ_{to} - naprężenia na promieniu R_o.

Przyjmując oznaczenia:

$$\Phi_1 = \rho\omega^2 \int_{R_o}^{r} r^2(h + y)dr \tag{17}$$

gdzie:

$\sigma_{r_o} = -p$ - ciśnienie w otworze piasty.

i przekształcając równanie (16) otrzymujemy:

$$\sigma_r = \frac{1}{r(h+y)}\left(\int_{R_o}^{r} h\sigma_t dr + \vartheta(\sigma_t yr - \sigma_{to}y_o R_o) - R_o(h_o+y_o)p - \Phi\right) \tag{18}$$

Dla promienia zewnętrznego $r = R$ mamy $\sigma_r = 0$.

Z równania (18) otrzymujemy:

$$R_o(h_o+y_o)p - \int_{R_o}^{R} h\sigma_t dr - \vartheta\sigma_{tR}y_R R + \vartheta\sigma_{to}R_o y_o + \Phi_{1R} = 0 \tag{19}$$

gdzie:

$$\Phi_{1R} = \rho\omega^2 \int_{R_o}^{R} r^2(h + y)dr \tag{20}$$

$$\sigma_{tR} = \sigma_t(R)$$

$$y_R = y(R).$$

Związki między przemieszczeniem promieniowym i odkształceniami mają postać

$$\varepsilon_{tp} = \frac{u}{r}; \quad \varepsilon_{rp} = \frac{\partial u}{\partial r} \tag{21}$$

Odkształcenie promieniowe ma charakter pochodnej cząstkowej przemieszczenia po promieniu, ze względu na to, że w warunkach pełzania przemieszczenie promieniowe jest funkcją promienia i czasu.

Eliminując z równań (21) przemieszczenie u otrzymujemy warunek nierozdzielności:

$$r\frac{\partial\varepsilon_{tp}}{\partial r} + \varepsilon_{tp} - \varepsilon_{rp} = 0 \tag{22}$$

Ponadto [15]

$$\varepsilon_{rp} = \beta(\sigma_r - \vartheta\sigma_t) \tag{23}$$

$$\varepsilon_{tp} = \beta(\sigma_t - \vartheta\sigma_r) \tag{24}$$

gdzie:

$$\beta = \frac{\varepsilon_{1p}}{\sigma_1} \tag{25}$$

Uwzględniając (15) otrzymujemy:

$$\beta = (\sigma_t^2 + \sigma_r^2 - \sigma_r\sigma_t)^{\frac{n-1}{2}} \cdot \Omega \tag{26}$$

Wprowadzając do warunku nierozdzielności związki (23÷25) otrzymujemy równanie

$$r\frac{\partial}{\partial r}\left[\beta(\sigma_t - \nu\sigma_r)\right] + \beta(1+\nu)(\sigma_t - \sigma_r) = 0 \tag{27}$$

Z równania (27) otrzymujemy formułę określającą naprężenie obwodowe w warunkach pełzania

$$\sigma_t = \sqrt[n]{\frac{C}{\Omega(1-\nu\varphi)(1-\varphi+\varphi^2)^{\frac{n-1}{2}}} \cdot \exp\left[-(1+\nu)\int_{R_o}^{r}\frac{1-\varphi}{1-\nu\varphi}\frac{dr}{r}\right]} \tag{28}$$

gdzie:

C – stała całkowania

$$\varphi = \frac{\sigma_r}{\sigma_t}. \tag{29}$$

Stałą całkowania C wyznaczymy z warunku na brzegu zewnętrznym:

$$\sigma_r = 0 \quad \text{dla} \quad r = R$$

Stąd:

$$C = \left[\frac{R_o(h_o+y_o)p + \Phi_{1R} + \nu\sigma_{to}R_oy_o}{\int_{R_o}^{R}\frac{A \cdot h}{\sqrt[n]{\Omega}}dr + \nu\frac{A_Ry_RR}{\sqrt[n]{\Omega}}}\right]^n \tag{30}$$

gdzie:

$$A = \sqrt[n]{\frac{1}{(1-\nu\varphi)(1-\varphi+\varphi^2)^{\frac{n-1}{2}}} \cdot \exp\left[-(1+\nu)\int_{R_o}^{r}\frac{1-\varphi}{1-\nu\varphi}\frac{dr}{r}\right]} \tag{31}$$

$$A_R = \sqrt[n]{\frac{1}{(1-\vartheta\varphi_R)(1-\varphi_R+\varphi_R^2)^{\frac{n-1}{2}}} \cdot \exp\left[-(1+\vartheta)\int_{R_o}^{R} \frac{1-\varphi}{1-\vartheta\varphi}\frac{dr}{r}\right]} \tag{32}$$

$$\varphi_R = \frac{\sigma_r(R)}{\sigma_t(R)}$$

Wobec powyższego naprężenia σ_t i σ_r określają formuły:

$$\sigma_t = \frac{R_o p(h_o + y_o) + \Phi_{1R} + \vartheta\sigma_{to}R_o y_o}{\int_{R_o}^{R} \frac{A\,h}{\sqrt[n]{\Omega}}\,dr + \vartheta\frac{A_R y_R R}{\sqrt[n]{\Omega}}} \cdot \frac{A}{\sqrt[n]{\Omega}} \tag{33}$$

$$\sigma_r = \frac{1}{r(h+y)}\left(\int_{R_o}^{r} h\sigma_t dr + \vartheta(\sigma_t y_r - \sigma_{to}y_o R_o) - R_o(h_o + y_o)p - \Phi_1\right) \tag{34}$$

Dla zależności (12) oraz założenia, że $y_o = 0$ równania (33) i (34) upraszczają się do postaci:

$$\sigma_t = \frac{R_o h_o p + \Phi_{1R}}{\int_{R_o}^{R} Ahdr + \vartheta A_R y_R R} A \tag{35}$$

$$\sigma_r = \frac{1}{r(h+y)}\left(\int_{R_o}^{r} h\sigma_t dr + \vartheta\sigma_t y_r - R_o h_o p - \Phi_1\right) \tag{36}$$

Dla tarczy bez otworu w środku tarczy mamy:

$$\sigma_r = \sigma_t \quad \text{dla} \quad r = 0$$

a więc:

$$\varphi = 1 \quad \text{dla} \quad r = 0.$$

W związku z powyższym w środku tarczy funkcja podcałkowa w wyrażeniu (28) jest nieokreślona. Można wykazać, że

$$\lim_{r \to 0} \frac{1-\varphi}{1-\vartheta\varphi}\frac{1}{r} = 0 \quad \text{dla} \quad \varphi = 1 \tag{37}$$

Tak więc dla tarczy bez otworu na promieniu $r = 0$ $A = 1$. Czyli

$$\sigma_{t_1} = \frac{\Phi_{1R}}{\int\limits_{R_o}^{R} Ahdr + \vartheta A_R y_R R} \tag{38}$$

$$\sigma_{r1} = \lim_{r \to 0} \frac{1}{r(h+y)} \left(\int\limits_{R_o}^{R} \frac{R_o h p_o + \Phi_{1R}}{\int\limits_{R_o}^{R} Ahdr + \vartheta A_R y_R R} Ahdr + \vartheta \sigma_t y_r - R_o h_o p - \Phi_1 \right) =$$

$$= \frac{\Phi_{1R}}{\int\limits_{R_o}^{R} Ahdr + \vartheta A_R y_R R} \tag{39}$$

Wzory (38) i (39) określają naprężenia w środku tarczy pełnej. W następnych przekrojach obliczamy naprężenia posługując się formułami (35), (36).

Powyższe równania rozwiązywane metodą kolejnych przybliżeń pozwalają określić wartość naprężeń składowych ustalonego pełzania materiału tarczy. Wartość wydłużenia pełzania oblicza się na podstawie (21÷25) jako:

$$u = (\sigma_t^2 - \sigma_r^2 - \sigma_r \sigma_t)^{\frac{n-1}{2}} (\sigma_t - \vartheta \sigma_r)\ \Omega\ .\ r \tag{40}$$

5. Uogólnienie i aproksymacja wyników badań pełzaniowych

Dla przeprowadzenia obliczeń numerycznych musimy znać stałe materiałowe n, a i k (formuła (14)). Punktem wyjścia do wyznaczenia wymienionych stałych jest wykres zmian granicy pełzania R_1 w czasie t przy stałej temperaturze T (rys. 4). W celu uzyskania takiej zależności wykorzystuje się różne sposoby interpolacji i uogólnienia wyników badań pełzaniowych ponieważ badania takie prowadzi się zwykle tylko dla kilku wartości temperatury T (przykładowe wyniki zawiera tablica 1).

Wg Larsona i Millera wyniki pomiarów dla różnych temperatur i czasów można przedstawić w postaci jednej krzywej parametrycznej

$$R_1 = f(P) \quad \text{oraz} \quad R_2 = f(P) \tag{41}$$

gdzie:

$$P = 1{,}8\ .\ T + 273\ (C + \log t) = \text{idem} \quad \text{przy} \quad \sigma = \text{idem} \tag{42}$$

T - temperatura próby (^oC),

t - czas do zerwania lub osiągnięcia określonego odkształcenia trwałego (h).

Tablica 1

Wytrzymałość na pełzanie i granica pełzania stali H18M9S

		Wg [17]			Wg [16]		
T	^oC	600	700	800	600	700	800
$R_{z/10000}$	MPa	107,9	34,3	14,7	117,7	44,1	17,7
$R_{z/10000}$	MPa	63,8	17,7	5,9	70,9	22,6	6,9
$R_{1/1000}$	MPa	98,1	29,4	14,7	68,7	29,4	14,8
$R_{1/10000}$	MPa	-	31,4	6,9	-	-	-

Stała C zależy od materiału. Dla uproszczenia przyjmuje się

$$C = 20 \tag{43}$$

Na podstawie parametrycznej krzywej wzorcowej granicy pełzania i wytrzymałości na pełzanie można określić szukane zależności

$$R_1 = f(T,\ t); \quad R_2 = f(T,\ t) \tag{44}$$

Z pierwszej zależności oraz formuły (14) zapisanej dla $\varepsilon_1 = 1\%$ i $\sigma_1 = R_1$

$$R_1^n(a + kt) = 1 \tag{45}$$

wyznaczamy stałe n, a i k dla danej temperatury T.
Rozpatrzmy dla przykładu stal H18N9S (tablica 1). Parametryczną krzywą wzorcową wytrzymałości na pełzanie R_z przedstawiono na rys. 3. Zależność

$$\log R_z = f(P) \tag{46}$$

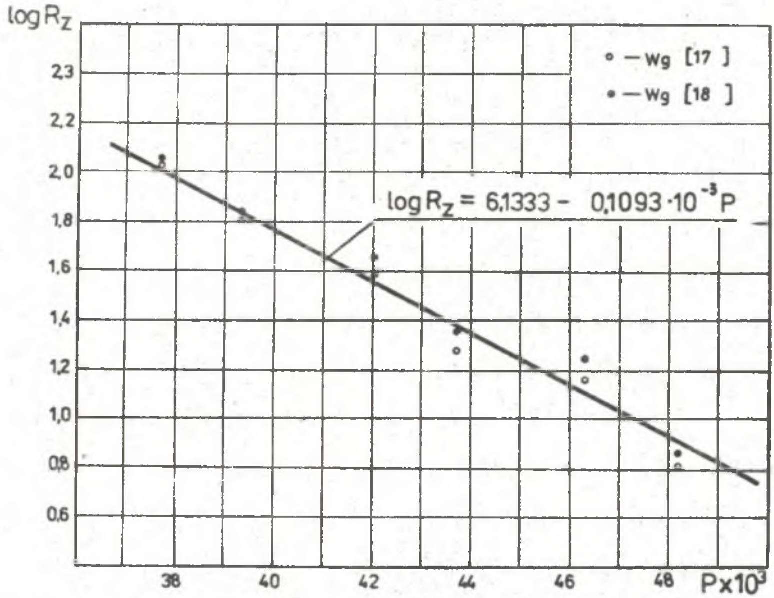
w badanym zakresie zmian parametru P aproksymowano linią prostą

$$\log R_z = 6.1333 - 0.1093\ .\ 10^{-3}\ P \tag{47}$$

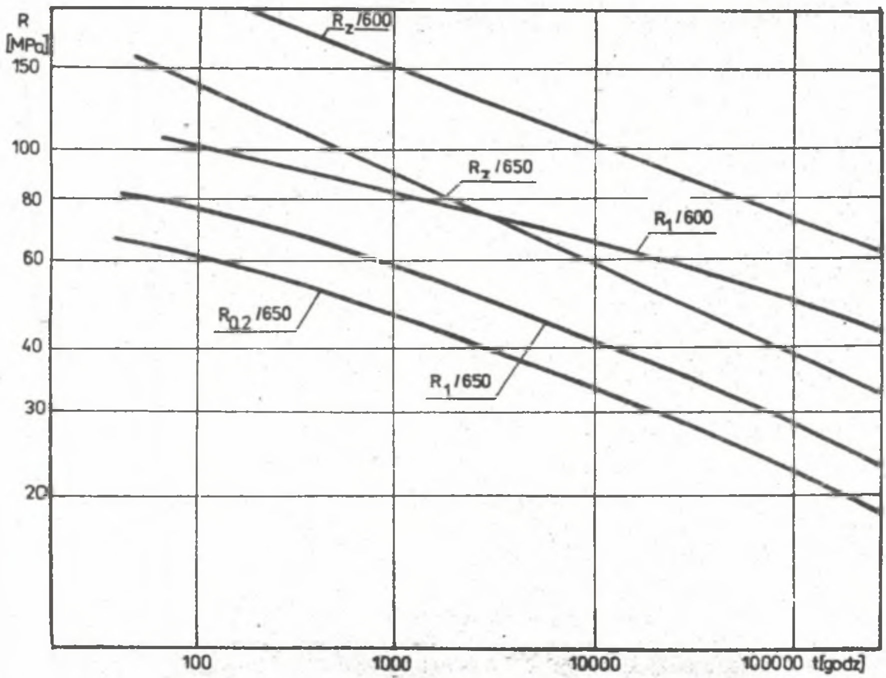
Po uwzględnieniu w ostatniej zależności związku (42) otrzymujemy

$$\log R_{z/t/T} = 6{,}1333 - 0{,}19674\ .\ 10^{-3}(T + 273)(20 + \log t) \tag{48}$$

Uogólnione wartości wytrzymałości na pełzanie, wyznaczone z formuły (48) dla temperatury 600°C i 650°C, pokazano na rys. 4.



Rys. 3. Parametryczna krzywa wzorcowa wytrzymałości na pełzanie



Rys. 4. Wytrzymałość na pełzanie R_Z i granica pełzania R_1

W podobny sposób wyznaczono wartości R_1 przedstawiono również na rys. 4. Uzyskane wartości granicy pełzania R_1 wykorzystano do określenia stałych n, a i k.

Otrzymano następujące rezultaty

T = 650°C

$$n = 6{,}735, \quad a = 8{,}63 \cdot 10^{-14}, \quad k = 1{,}315 \cdot 10^{-15}$$

stąd

$$\varepsilon = \sigma^{6{,}735}(8{,}63 + 0{,}1315\ t)10^{-14}, \tag{49}$$

przy czym

$$\sigma\,[\mathrm{MPa}], \quad t\,[\mathrm{h}], \quad \varepsilon\,[\%]$$

Uzyskane wyniki pozwalają oszacować granicę pełzania dla innej wartości odkształcenia trwałego. Np. dla $\varepsilon = 0{,}2\%$ mamy

$$\left(\frac{R_{0,2}}{R_1}\right)^{6{,}735} = \frac{0{,}2}{1}$$

Stąd

$$R_{0,2} = 0{,}788\ R_1 \tag{50}$$

Wyniki obliczeń $R_{0,2}$ przedstawiono na rys. 4.

Jako naprężenia dopuszczalne przyjmujemy wartość najmniejszą obliczoną ze wzorów

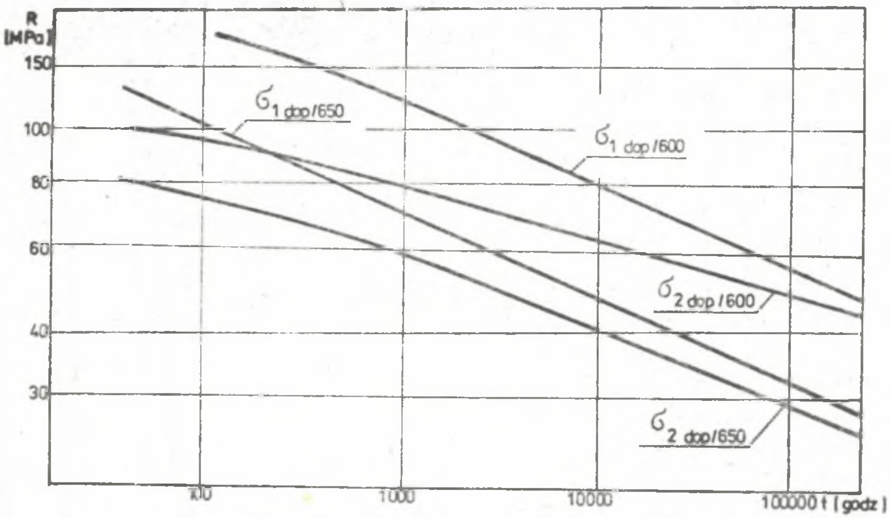
$$\sigma_{1,\,dop} = \frac{R_{z/t/T}}{k_1}$$

$$\sigma_{2,\,dop} = \frac{R_{1/t/T}}{k_2} \tag{51}$$

Na podstawie [16] przyjmujemy

$$k_1 = 1{,}25 \quad i \quad k_3 = 1 \tag{52}$$

Wyniki obliczeń przedstawiono na rys. 5.



Rys. 5. Naprężenia dopuszczalne

6. Uwagi końcowe

W pracy rozpatrzono jeden z głównych problemów konstrukcyjnych wentylatorów wysokotemperaturowych jakim jest analiza cech konstrukcyjnych wirnika ze względu na kryterium trwałości. Trwałość wirnika pracującego w podwyższonej temperaturze jest limitowana odkształceniami plastycznymi wywołanymi pełzaniem materiału.

Opracowana metoda modelowania naprężeń i odkształceń w tarczy nośnej i nakrywającej wirnika wentylatora promieniowego z uwzględnieniem pełzania materiału została przedstawiona w pracy [4]. Wykonano obliczenia dla różnego zestawu danych wejściowych dotyczących cech konstrukcyjnych i warunków pracy wirnika.

Przedstawiony model wytrzymałościowy wirnika oraz algorytm obliczeniowy dotyczą stosunkowo ogólnego, pod względem cech konstrukcyjnych, wirnika. Przyjęto np. tarczę o grubości dowolnie zmiennej wzdłuż promienia. W związku z tym przedstawione formuły można zastosować do oceny trwałości stopni osiowo-promieniowych turbin cieplnych.

Literatura

[1] Prysok E.: Wytyczne konstruowania wentylatorów do wysokich temperatur. Etap I: Studium wstępne z analizą ekonomiczną. Nr oprac. BPK/K/82 Barowent Katowice.

[2] Stein H.; Kramer C.: Heissgasventilatoren, Gas-Warme International Bd. 25, Nr 1/2. 1976.

[3] Kosman G.; Otte J.: Rozkład temperatury w wale wentylatora wysokotemperaturowego. Zeszyty Naukowe Politechniki Śląskiej "Energetyka" z. 83, Gliwice 1983.

[4] Kosman G.; Rusin A.: Analiza naprężeń w wirniku wentylatora promieniowego z uwzględnieniem pełzania. Praca naukowo-badawcza. Gliwice 1984.

[5] Pietranek A.: Dokumentacja wentylatora żaroodpornego. Studium przedprojektowe. Opracowanie nr BPK-1/5/84/OBR "Barowent" Katowice 1984.

[6] Ho B.P.: Procedure for Calculating the Stresses in a Centrifugal Impeller Wigh Cover Disk. Journal of Engineering for Powe, 1966.

[7] Schilhansl M.J.: Stress Analysis of Radial-Flow Rotor. Journal of Engineering for Power. Trans. ASME nr 1, 1962.

[8] Traupel W.: Thermische Turbomaschinen. Springer-Verlag, Wyd. II, Berlin 1968.

[9] Kosman G.: Termowytrzymałość maszyn przepływowych. Skrypt Politechniki Śląskiej, Gliwice 1982.

[10] Horn S.; Magnucki K.; Szyc W.: Określenie naprężeń w kołach wirnikowych wentylatorów promieniowych z wykorzystaniem metody elementów skończonych. Zeszyty Naukowe Politechniki Śląskiej "Energetyka" z. 72, Gliwice 1979.

[11] Kosman G.; Misiewicz A.; Rusin A.: Żywotność wirników sprężarek i dmuchaw wielkopiecowych. Praca naukowo-badawcza Etap I, Gliwice 1985.

[12] Malinin N.N.; Rżysko J.: Mechanika materiałów, PWN, Warszawa 1981.

[13] Lipka J.: Wytrzymałość maszyn wirnikowych. WNT, Warszawa 1967.

[14] Malinin N.N.: Procznost turbomaszyn, Maszgiz, Moskwa 1962.

[15] Kosman G.; Rusin A.: Doskonalenie opisu stanów przejściowych turbin. Etap d1, zadania 6.4.9.09 programu PR8, Gliwice 1984.

[16] Koncepcja oceny stopnia wyczerpania żywotności materiału kadłubów i wirników turbin TK-120, opracowanie Zamechu, Elbląg 1983.

[17] Stale konstrukcyjne do pracy przy podwyższonych temperaturach. Ministerstwo Hutnictwa, Centrostal. Wyd. Akcydensowe, Warszawa 1981.

[18] Polska norma PN-71/H-86022. Stal żaroodporna.

Recenzent: doc. dr inż. Jan Radwański

Wpłynęło do redakcji, maj 1985

МОДЕЛЬ СОПРОТИВЛЕНИЯ РОТОРА ВЕНТИЛЯТОРА
С УЧЁТОМ ПОЛЗУЧЕСТИ

Р е з ю м е

В статье представлено некоторые конструкционные задачи высокотемпературных вентиляторов. Представлено модель сопротивления ротора вентилятора в условиях ползучести. Подано метод аппроксимации экспериментальных результатов исследований и метод вычисления допускаемого напряжения. Этот модель позволяет оценить долговечность ротора.

STRENGHT MODEL OF HIGH TEMPERATURE FAN'S IMPELLER

S u m m a r y

In the paper, some design problems of high temperature fans have been rewieved. Taking into account material creep, a strenght-model of the fan's impeller has been presented. The method of the approximation of creep research results and the computation of permissible stresses has been supplied. The worked out model enobles the appreciation of the impeller's life.