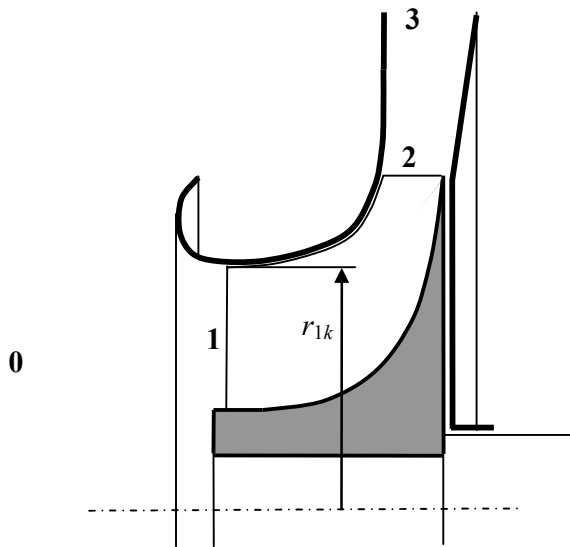


Centrifugálkompresszor szerkesztése (fő méretek) BMEGEVGMG02

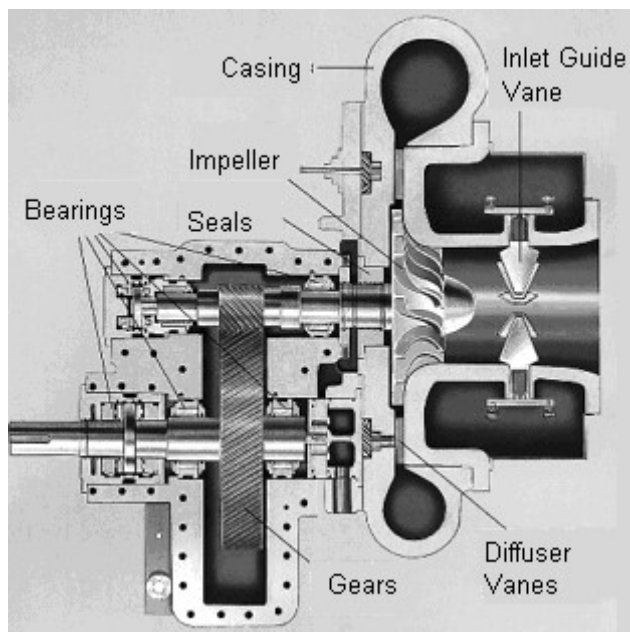
Adatok:

Tömegáram	\dot{m}
Nyomásviszony	p_3 / p_0
Beszívott gáz hőmérséklete	T_0
Beszívott gáz nyomása	p_0
Beszívott gáz adiabatikus kitevője	κ
Mach-szám korlát relatív sebességre	M_{1rel}
Hatásfokok	$\eta_{e(lméleti)} = \eta_{diff(úzor)} \cdot \eta_{j(áró)k(erek)}$
Perdületapadási tényező	λ

A tervezendő kompresszor metszete és egy járókerék fényképe:



- A 0-jelű keresztmetszet a kompresszor előtt távol, a nyugvó gáztérben van.
- Az 1-jelű keresztmetszet a kompresszor járókerék belépő éle által definiált sík.
- A 2-jelű keresztmetszet a járókerék kilépő éle által definiált hengerpalást.
- A 3-jelű keresztmetszet a radiál diffúzor utáni hengerpalást keresztmetszet.
- A járókerék lapátok belépéskor hátrahajlóan indulnak, kilépéskor a kerületre merőlegesek.



Az 1-jelű belépő szelvény méretezése

A légköri állapotú (p_0 nyomású, T_0 hőmérsékletű) nyugalomban lévő gáz izentropikusan c_1 sebességre gyorsul, mire az

$$A_1 = (r_{1k}^2 - r_{1b}^2)\pi = r_{1k}^2\pi(1 - v^2)$$

gyűrű alakú belépő keresztmetszetbe jut. Itt a sűrűsége ρ_1 , hőmérséklete T_1 .

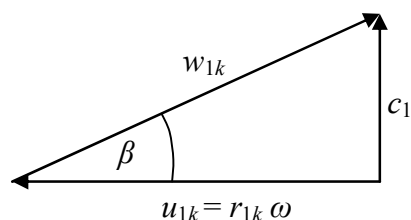
Az **energiaegyenlet** szerint az állapotváltozás során a h_δ összentalpia nem változik,

$$h_0 = h_{1\delta} = h_1 + \frac{c_1^2}{2}.$$

Hőmérsékletekre áttérve – azaz c_p -vel osztva –

$$T_0 = T_1 + \frac{c_1^2}{2c_p}.$$

A **perdületmentes belépéssel** adódó belépő sebességi háromszög a belépő keresztmetszet legnagyobb r_{1k} sugarán:



Tehát $c_1 = w_{1k} \sin \beta$, amit behelyettesítve

$$T_0 = T_1 + \frac{w_{1k}^2 \sin^2 \beta}{2c_p} \quad (*)$$

Mivel $c_p = \kappa R / (\kappa - 1)$ és előírjuk az $M_{1rel} = w_{1k} / a_1$ **relatív Mach szám** felső korlátját, amelyben a_1 a **helyi hangsebesség**

$$a_1 = \sqrt{\kappa R T_1}$$

adódik, hogy

$$T_0 = T_1 + \frac{M_{1rel}^2 \kappa R T_1 \sin^2 \beta}{\frac{2\kappa R}{\kappa - 1}} = T_1 \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} M_{1rel}^2 \sin^2 \beta \right) \quad (**)$$

A belépő keresztmetszetben a sűrűség – adiabatikus állapotváltozást és áramlási veszteségektől mentes felgyorsítást, azaz **izentropikus állapotváltozást** feltételezve –

$$\frac{p_0}{\rho_0^\kappa} = \frac{p_1}{\rho_1^\kappa}$$

A szállított közeget **ideális gáznak** tekintve $p_0 = \rho_0 R T_0$ $p_1 = \rho_1 R T_1$,

$$\frac{T_0}{\rho_0^{\kappa-1}} = \frac{T_1}{\rho_1^{\kappa-1}}$$

azaz,

$$\rho_1 = \rho_0 \left(\frac{T_1}{T_0} \right)^{\frac{1}{\kappa-1}}$$

A beszívott tömegáram a Mach szám korlát figyelembevételével a **kontinuitási egyenletből**

$$\dot{m} = A \rho_1 c_1 = r_{1k}^2 \left[1 - \left(\frac{r_{1b}}{r_{1k}} \right)^2 \right] \pi \rho_0 \left(\frac{T_1}{T_0} \right)^{\frac{1}{\kappa-1}} w_{1k} \sin \beta$$

r_{1k} kifejezhető u_{1k} -val, az pedig w_{1k} -val, amire a Mach szám korlátot előírtuk.

$$r_{1k} = \frac{u_{1k}}{\omega} = \frac{w_{1k} \cos \beta}{\omega} = \frac{M_{1rel} a_1 \cos \beta}{\omega}$$

Így

$$\begin{aligned} \dot{m} &= \frac{a_1^2 M_{1rel}^2 \cos^2 \beta}{\omega^2} \left[1 - \left(\frac{r_{1b}}{r_{1k}} \right)^2 \right] \pi \rho_0 \left(\frac{T_1}{T_0} \right)^{\frac{1}{\kappa-1}} M_{1rel} a_1 \sin \beta = \\ &= \frac{\kappa R T_1}{\omega^2} \left[1 - \left(\frac{r_{1b}}{r_{1k}} \right)^2 \right] \pi \rho_0 \left(\frac{T_1}{T_0} \right)^{\frac{1}{\kappa-1}} \sqrt{\kappa R T_1} M_{1rel}^3 \cos^2 \beta \sin \beta = \\ &= \frac{\kappa \pi}{\omega^2} \left[1 - \left(\frac{r_{1b}}{r_{1k}} \right)^2 \right] p_0 \left(\frac{T_1}{T_0} \right)^{1 + \frac{1}{\kappa-1}} a_0 \sqrt{\frac{T_1}{T_0}} M_{1rel}^3 \cos^2 \beta \sin \beta = \\ &= \frac{\kappa \pi p_0 a_0}{\omega^2} \left[1 - \left(\frac{r_{1b}}{r_{1k}} \right)^2 \right] \left(\frac{T_1}{T_0} \right)^{\frac{3}{2} + \frac{1}{\kappa-1}} M_{1rel}^3 \cos^2 \beta \sin \beta, \end{aligned}$$

végül

$$\frac{\dot{m}\omega^2}{\kappa p_0 a_0 \left[1 - \left(\frac{r_{1b}}{r_{1k}} \right)^2 \right]} = \frac{M_{1rel}^3 \cos^2 \beta \sin \beta}{\left(1 + \frac{\kappa-1}{2} M_{1rel}^2 \sin^2 \beta \right)^{\frac{3+\frac{1}{\kappa-1}}{2}}} = f(M_{1rel}, \beta).$$

Különféle $M_{1rel} = \text{áll.}$ értékek esetén az $f=(M_{1rel}, \beta)$ függvénynek 30° környékén maximuma van, ekkor tud a kompresszor adott belépő légparaméterek, adott belépő keresztmetszet és fordulatszám mellett a legtöbb gázt beszívni.

Az $f=(M_{1rel}, \beta)$ függvény maximumának helye a

$$\left. \frac{\partial f}{\partial \beta} \right|_{M_{1rel}=\text{áll}} = 0$$

feltételből számítható:

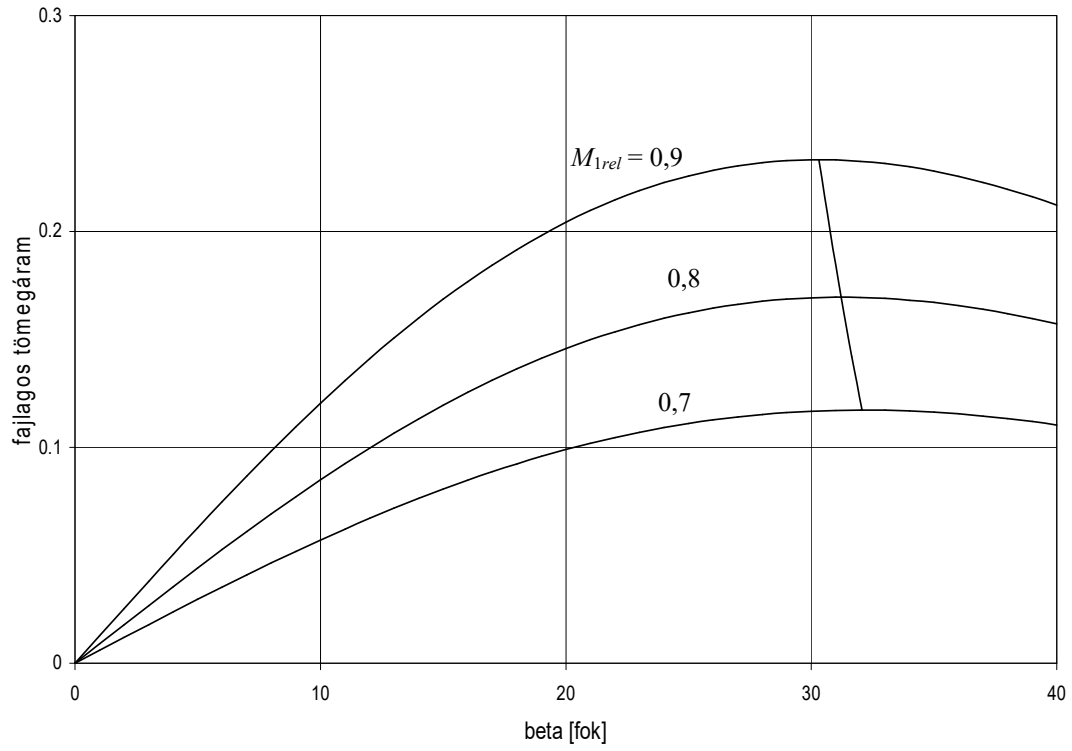
$$\frac{\partial}{\partial \beta} \left[\frac{(1 - \sin^2 \beta) \sin \beta}{\left(1 + \frac{\kappa-1}{2} M_{1rel}^2 \sin^2 \beta \right)^{\frac{3+\frac{1}{\kappa-1}}{2}}} \right] = 0$$

azaz

$$\left[2 \left(\frac{3}{2} + \frac{1}{\kappa-1} \right) - 3 \right] \frac{\kappa-1}{2} M_{1rel}^2 \sin^4 \beta + \left[\frac{\kappa-1}{2} M_{1rel}^2 \left\{ 1 - 2 \left(\frac{3}{2} + \frac{1}{\kappa-1} \right) \right\} - 3 \right] \sin^2 \beta + 1 = 0$$

$$M_{1rel}^2 \sin^4 \beta - [\kappa M_{1rel}^2 + 3] \sin^2 \beta + 1 = 0 \rightarrow \beta$$

Kompresszor belépés optimális lapátszöge



Az $f(M_{1rel}, \beta)$ jelleggörbék grafikonja

A méretezés lépései ezek alapján

$$M_{rel} \rightarrow \beta_{opt}^{(**)} \rightarrow T_1 \rightarrow \{a_1, p_1, \rho_1\}^{(*)} \rightarrow w_{1k} \rightarrow \begin{cases} c_1 \\ u_{1k} \end{cases}$$

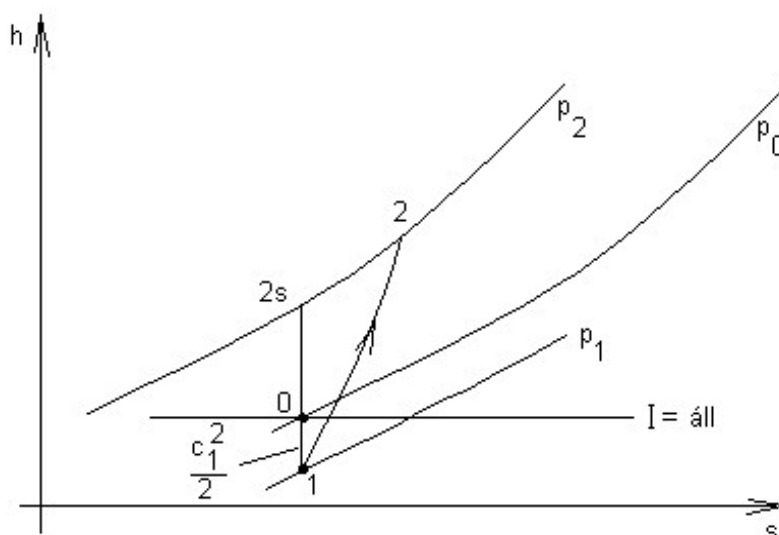
$$T_0 \rightarrow \uparrow$$

$$A_1 = \frac{\dot{m}}{c_1 \rho_1} \rightarrow r_{1k} = \sqrt{\frac{A_1}{\pi} + r_{1b}^2} \rightarrow \omega \rightarrow n$$

A tengelycsap sugara, r_{1b} a hajtónyomaték igény alapján számítható (ld. alább).

Ennek a 0 és 1 jelű állapot közötti izentropikus állapotváltozásnak a vonala a $h-s$ diagramban egy függőleges vonal $s = \text{áll.}$ mellett:

$$h_0 = h_{\delta 1} = h_1 + \frac{c_1^2}{2}$$



A kompresszor által létesített nyomásviszony

Légköri állapotú gázt szív a kompresszor, melynek össznyomása p_0 (= a statikus nyomással, mert a szívóoldali térben a gáz nyugalomban van)

A kompresszor járókereke utáni diffúzor utáni állapotban a gáz nyomása $p_{3\delta} = p_3 + \rho_3 c_3^2 / 2$

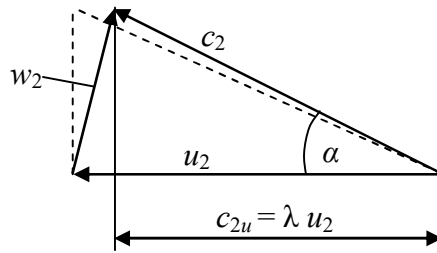
Legyen a nyomásviszony, p_3/p_0 adva

A kompresszor fokozat (szívócső + járókerék + diffúzor) együttes elméleti hatásfoka:

$$\eta_e = \frac{h_{\delta 3s} - h_{\delta 1}}{h_{\delta 2} - h_{\delta 1}}$$

A torló entalpiákat a termodinamikai entalpia és a fajlagos mozgási energia összegeként definiáljuk: $h_{\delta 2} = h_2 + c_2^2 / 2$ és mint láttuk $h_0 = h_{\delta 1} = h_1 + c_1^2 / 2$ (ld. a fenti energiaegyenletet).

A kilépő sebességi háromszög az alábbi alakú, λ a perdületapadási tényező.



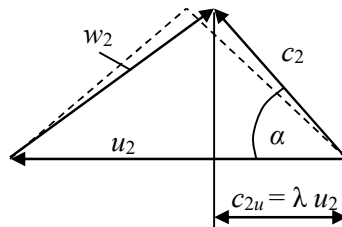
Bevezetjük az $I = h + w^2/2 - u^2/2$ jelölést a **rotalpiára**. Ekkor forgó rendszerre az energiaegyenlet a rothalpia állandóságaként írható fel: $I_1 = h_1 + \frac{w_1^2}{2} - \frac{u_1^2}{2} = I_2 = h_2 + \frac{w_2^2}{2} - \frac{u_2^2}{2}$. Ez az Áramlástanban tanult relatív rendszerre felírt Bernoulli egyenlet megfelelője. A derékszögű belépő sebességi háromszög alakja miatt $h_1 + \frac{w_1^2}{2} - \frac{u_1^2}{2} = h_1 + \frac{c_1^2}{2} = h_{1\delta}$. A kilépő sebességi háromszögben pedig a cosinus tétel miatt

$$h_2 + \frac{w_2^2}{2} - \frac{u_2^2}{2} = h_2 + \frac{c_2^2}{2} - c_2 u_2 \cos \alpha = h_{2\delta} - c_{2u} u_2 = h_{2\delta} - \lambda u_2^2.$$

Ezekből tehát $h_{1\delta} = I_1 = I_2 = h_{2\delta} - \lambda u_2^2$, azaz $h_{2\delta} - h_{1\delta} = Y_e = \lambda u_2^2$,

ha figyelembe vesszük, hogy az összentalpia megváltozása adiabatikus kompresszió esetén az Y_e fajlagos hasznos munka következménye.

A kilépő sebességi háromszög az alábbi alakú, λ a perdületapadási tényező.



Bevezettük az $I = h + w^2/2 - u^2/2$ jelölést a **rotalpiára**. A rothalpia állandósága:

$I_1 = h_1 + \frac{w_1^2}{2} - \frac{u_1^2}{2} = I_2 = h_2 + \frac{w_2^2}{2} - \frac{u_2^2}{2}$. A derékszögű belépő sebességi háromszög alakja miatt

$h_1 + \frac{w_1^2}{2} - \frac{u_1^2}{2} = h_1 + \frac{c_1^2}{2} = h_{1\delta}$. A kilépő sebességi háromszögben pedig a cosinus tétel miatt

$$h_2 + \frac{w_2^2}{2} - \frac{u_2^2}{2} = h_2 + \frac{c_2^2}{2} - c_2 u_2 \cos \alpha = h_{2\delta} - c_{2u} u_2 = h_{2\delta} - \lambda c_{2u\infty} u_2.$$

Ezekből tehát $h_{1\delta} = I_1 = I_2 = h_{2\delta} - \lambda c_{2u\infty} u_2$, azaz $h_{2\delta} - h_{1\delta} = Y_e = \lambda c_{2u\infty} u_2$. Jelöljük ξ -vel a $c_{2u\infty} / u_2 = \xi$ viszonyt!

Visszatérve a teljes kompresszor hasznos munkavégzésére és figyelembe véve, hogy a teljes kompresszorban a gáz mozgási energiája csekély mértékben változik, írható hogy

Innen

$$h_{\delta 3s} - h_{\delta 1} = \eta_e (h_{\delta 2} - h_{\delta 1}) = \eta_e \lambda \xi u_2^2 = c_p (T_{\delta 3s} - T_{\delta 1}) \approx c_p (T_{3s} - T_1)$$

$$\frac{\eta_e \lambda \xi u_2^2}{c_p T_1} = \frac{T_{3s} - T_1}{T_1}$$

Izentropikus állapotváltozás esetén

$$\frac{p_3}{p_1} = \left(\frac{T_{3s}}{T_1} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} = \left(1 + \frac{\eta_e \lambda \xi u_2^2}{\frac{\kappa R T_1}{\kappa-1}} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} = \left(1 + \frac{\eta_e \lambda \xi u_2^2 (\kappa-1)}{a_1^2} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}$$

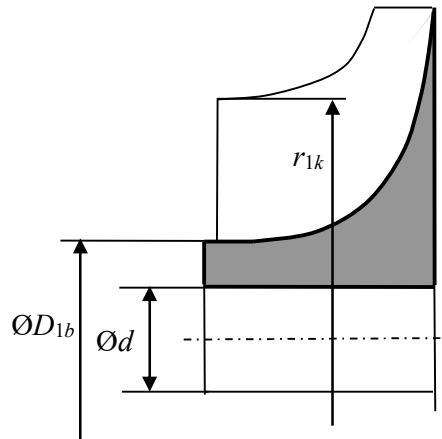
Ez az összefüggés u_2 -re rendezhető:

$$u_2 = \sqrt{\frac{a_1^2}{\eta_e \lambda \xi (\kappa-1)} \left[\left(\frac{p_3}{p_1} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right]}$$

A korábban meghatározott ω segítségével a D_2 külső járókerék átmérő számítható:

$$D_2 = 2 u_2 / \omega.$$

Tengely és belépő szelvény méretei



A tengely szilárdsági méretezésére, majd az agy és a belépő gyűrű keresztmetszet külső átmérőjének meghatározására most már lehetőség van.

A hasznos teljesítmény:

$$P = \eta_e P_e = \eta_e \dot{m} Y_e = \eta_e \dot{m} \lambda \xi u_2^2 = \dot{m} Y_{h,izentr}$$

A belső teljesítmény, illetve az átviendő tengelynyomaték, amire a tengelycsapot méretezni kell

$$P_{bel} = \frac{P_e}{1 - \nu_t}.$$

Itt a ν_t tárcsasúrlódási veszteségtényező az irodalom alapján megbecsülhető. A K keresztmetszeti tényező a τ_{meg} megengedhető nyírófeszültség ismeretében számítható:

$$K = \frac{M_t}{\tau_{meg}} = \frac{P_e}{(1 - \nu_t) \omega \tau_{meg}}$$

Innen a tengelycsap d átmérője 20%-os biztonsági átmérő növeléssel:

$$d = 1, 2 \sqrt[3]{\frac{16K}{\pi}}$$

Legyen az agyátmérő például a csapátmérő 2 –szerese: $D_{1b} = 2 d$. Ezzel a körgyűrű alakú belépő A_1 keresztmetszetből az r_{1k} kölső sugár számítható.

Ellenőrzés choking állapotra

Ellenőrizni kell a belépő szelvényt choking állapotra. A choking állapotot az jellemzi, hogy éppen kialakul a szelvényben az a_1 helyi hangsebesség, ezzel a tömegáram korlát számítható.

$$\dot{m}_{ch} = A_1 \rho_1 a_1$$

A szivótér és a beömlési A_1 keresztmetszet között izentropikus állapotváltozást feltételezve

$$c_p T_0 = c_p T_1 + \frac{a_1^2}{2} = c_p \left(T_1 + \frac{\kappa R T_1}{2 c_p} \right) = c_p T_1 \left(1 + \frac{\kappa R}{2 \frac{\kappa R}{\kappa - 1}} \right) = c_p T_1 \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} \right) = c_p T_1 \left(\frac{\kappa + 1}{2} \right)$$

ahonnan

$$\frac{T_1}{T_0} = \frac{2}{\kappa + 1}$$

Izentropikus állapotváltozás esetén

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \left(\frac{T_1}{T_0} \right)^{\frac{1}{\kappa - 1}}$$

A hangsebességek hányadosa a hőmérsékletek hányadosának gyökével arányos:

$$\frac{a_1}{a_0} = \left(\frac{T_1}{T_0} \right)^{\frac{1}{2}}$$

Az eddigieket behelyettesítve a choking tömegáram képletébe kapjuk, hogy

$$\dot{m}_{ch} = A_1 \rho_0 a_0 \left(\frac{T_1}{T_0} \right)^{\frac{1}{2} + \frac{1}{\kappa - 1}} = A_1 \rho_0 a_0 \left(\frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{\kappa + 1}{2(\kappa - 1)}} = \Big|_{\text{levegő}} 0,579 A_1 \rho_0 a_0$$

Ha az így kiszámított tömegáram korlát nagyobb, mint a tervezési tömegáram, úgy a beömlési keresztmetszet megfelel, ellenkező esetben növelni kell a keresztmetszetet.

Kilépő szelvény (2-jelű keresztmetszet) méreteinek számítása

Következő lépés a kilépő keresztmetszet méreteinek meghatározása. Ehhez a dimenziótlan üzemi jellemzőket is felhasználjuk.

A ψ nyomásszám

$$\psi = \frac{Y}{\frac{u_2^2}{2}} = \frac{\eta_e Y_e}{\frac{u_2^2}{2}} = \frac{\eta_e \lambda \xi u_2^2}{\frac{u_2^2}{2}} = 2 \eta_e \lambda \xi$$

A φ mennyiségi szám két definíciója is szokásos.

$$\varphi = \frac{Q_2}{\frac{D_2^2 \pi}{4} u_2} = \frac{\dot{m}}{\frac{\rho_2}{4} u_2}, \quad \varphi^* = \frac{c_{2r}}{u_2}.$$

Bohl közelítőleg a

$$\varphi^* = 0,75 \sqrt[3]{\varphi}$$

kapcsolatot adja meg és φ már számítható, így a kilépő palást keresztmetszetben a radiális sebesség komponens, ebből pedig a kilépő palást b_2 szélessége számítható:

$$\frac{Q_2}{D_2 \pi b_2} = c_{2r} = 0,75 \sqrt[3]{\varphi} u_2.$$

Természetesen a térfogatáram számításához a sűrűséget kilépésnél becsülni kell, mert adatként csak a tömegáramot ismerjük. Mivel a b_2 szélességet úgyis kerekíteni fogjuk, a sűrűség pontos ismerete nem szükséges. Legyen közelítőleg

$$\rho_2 = \sqrt{\rho_1 \rho_3}.$$

Ezen kívül közelítsük az 1–3 állapotváltozást izentropikus állapotváltozással, azaz $p/\rho^\kappa = \text{áll.}$ Ekkor

$$\rho_2 = \sqrt{\rho_1 \rho_3} = \sqrt{\rho_1 \cdot \rho_1 \left(\frac{p_3}{p_1}\right)^{\frac{1}{\kappa}}} = \rho_1 \left(\frac{p_3}{p_1}\right)^{\frac{1}{2\kappa}}.$$

Ezzel a térfogatáram számítható, abból adódik a kerékszélesség kilépésnél, amit kerekíteni kell:

$$\rho_2 \rightarrow Q_2 = \frac{\dot{m}}{\rho_2} \rightarrow \varphi \rightarrow c_{2r} \rightarrow b_2$$

Ezt a **kilépő keresztmetszetet** is ellenőrizni kell a **choking állapotra**. A gondolatmenet a korábbiakhoz hasonló, de most a járókerékben nem az összentálpia, hanem a rotálpia állandó.

$$I = h + \frac{w^2}{2} - \frac{u^2}{2} = \text{áll.}$$

Choking állapotban a helyi hangsebességgel áramlik a közeg, természetesen járókerékről lévén szó, a relatív sebesség egyenlő a hangsebességgel, azaz $M_{rel} = 1$,

$$w^2 = a^2 = \kappa R T,$$

így

$$I = c_p T + \frac{\kappa R T}{2} - \frac{u^2}{2} = c_p T \left(1 + \frac{\kappa R}{2c_p}\right) - \frac{u^2}{2} = c_p T \frac{\kappa + 1}{2} - \frac{u^2}{2} = \text{áll.} = I_1 = h_{o1} = h_0 = c_p T_0$$

Innen

$$T_0 = T \left(\frac{\kappa + 1}{2} \right) - \frac{u^2}{2c_p} = T \left(\frac{\kappa + 1}{2} \right) - \frac{u^2}{2c_p T_0} T_0,$$

ami rendezés után

$$\frac{T}{T_0} = \frac{2}{\kappa + 1} \left(1 + \frac{u^2 (\kappa - 1)}{2\kappa R T_0} \right) = \frac{2}{\kappa + 1} \left(1 + \frac{u^2 (\kappa - 1)}{2a_0^2} \right) = \left(\frac{2}{\kappa + 1} + \frac{u^2 (\kappa - 1)}{(\kappa + 1)a_0^2} \right) = \frac{2 + (\kappa - 1)u^2 / a_0^2}{\kappa + 1}.$$

A sűrűség és hőmérséklet változás kapcsolata a korábbinak megfelelő, közelítőleg izentropikus, így

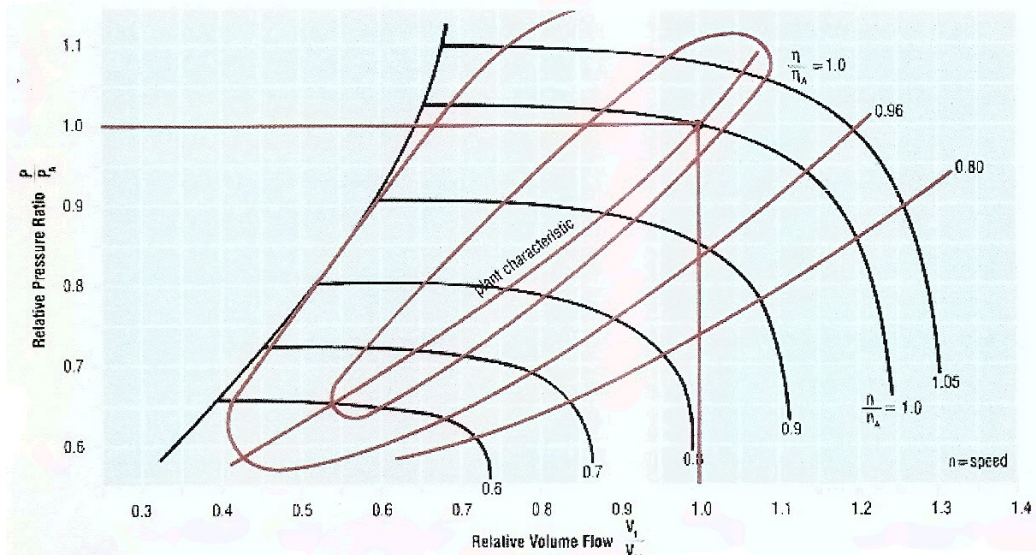
$$\frac{\rho}{\rho_0} = \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\frac{1}{\kappa - 1}}; \quad \frac{a}{a_0} = \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\frac{1}{2}}.$$

Ezekbe beírva az előző hőmérsékletviszonyt és a choking tömegáramot felírva a lapátsatorna tetszőleges helyén annak A keresztmetszetében kapjuk végül, hogy

$$\dot{m}_{ch} = A \rho a = A \rho_0 a_0 \frac{\rho}{\rho_0} \frac{a}{a_0} = A \rho_0 a_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\frac{1}{\kappa - 1} + \frac{1}{2}} = A \rho_0 a_0 \left(\frac{2 + (\kappa - 1)u^2 / a_0^2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{\kappa + 1}{2(\kappa - 1)}}$$

A kilépésnél a 2 –jelű keresztmetszetben **az ellenőrzést feltétlenül el kell végezni**, ehhez mind a D_2 átmérő, mind a b_2 járókerék szélesség rendelkezésre áll és az u_2 kerületi sebesség ugyancsak ismert.

A határ tömegáram a keresztmetszet bővítésén túl a kerületi sebesség, azaz rögzített geometria esetén a fordulatszám növelésével nő, amit jelleggörbe mérések is igazolnak, amint az alábbi laboratóriumi jelleggörbék is igazolják:



Kompresszor jelleggörbék $0,6 n_{névl} < n < 1,06 n_{névl}$ tartományban

A gáz állapota a járókerék kilépő keresztmetszetében

A $h_{1\delta} = h_0$ torló entalpia a járókerék előtt ismert. A kilépéskor a torló entalpia a belépési értéknél a járókerék fajlagos hasznos munkájával nagyobb

$$h_{2\delta s} = c_p T_{2\delta s} = h_{1\delta} + \eta_{jk} Y_e = h_{1\delta} + \eta_{jk} \lambda \xi u_2^2$$

A jobb oldal már számítható, így a $T_{2\delta s}$ hőmérséklet adódik. Az összhőmérséklet a statikus és a dinamikus hőmérséklet összege. Az izentropikus állapotváltozás T_{2s} statikus véghőmérséklete és p_2 végnyomása közötti kapcsolatot számítani tudjuk. Felhasználjuk továbbá az ideális gáz állapotegyenletét, a szállítandó tömegáramra vonatkozó kontinuitást és a $T_{2\delta}$ összhőmérséklet definiáló képletében feltesszük, hogy a dinamikus hőmérséklet az izentropikus állapotváltozásával azonos. Végül az abszolút sebességet, mint az ismert kerületi sebességkomponens és az ismeretlen radiális sebességkomponens eredőjét állítjuk elő. Így hat egyenletet írhatunk fel:

$$T_{2\delta s} = T_{2s} + \frac{c_2^2}{2c_p}$$

$$\frac{T_{2s}}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}$$

$$p_2 = \rho_2 R T_2$$

$$\dot{m} = \rho_2 A_2 c_{2r}$$

$$c_2^2 = c_{2r}^2 + (\lambda \xi u_2)^2$$

$$T_{2\delta} = T_2 + \frac{c_2^2}{2c_p}$$

Az egyenletekben szereplő hat ismeretlen a kilépésnél: T_{2s} , T_2 , p_2 , c_2 , c_{2r} , ρ_2 . Az egyenletek egymásba helyettesítésével

$$c_{2r} = \frac{\dot{m}}{A_2 \rho_1} \cdot \frac{\frac{T_{2\delta} - \frac{c_2^2}{2c_p}}{T_1}}{\left(\frac{T_{2\delta s} - \frac{c_2^2}{2c_p}}{T_1} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}}$$

$$c_2^2 = c_{2r}^2 + (\lambda \xi u_2)^2$$

A c_2 sebesség meghatározása után a fenti képletekből a további ismeretlenek, valamint az entalpia rendre meghatározható.

A 2 és 3-jelű keresztmetszetek közötti radiál diffúzor méretezése

A járókerékből kilépő folyadék sebességét c_2 -ről kisebb c_3 sebességre kell lelassítani. Erre lapátozott vezetőkerék, radiál diffúzor, illetve csigaház és bővülő nyomócsenk alkalmas. A legutóbbit választva, előírható annak kilépő keresztmetszete, A_3 . Az álló diffúzorban az állapotváltozás során ismét az összentalpia állandóságát kell feltételezni:

$$h_{2o} = h_{3o}.$$

Ennek felhasználásával, figyelembe véve az ideális gázok gáztörvényét, a diffúzor hatásfok definícióját, az izentropikus állapotváltozás összefüggését és a kontinuitást, öt egyenlet írható fel a következő öt ismeretlenre: T_3 , c_3 , p_3 , ρ_3 , T_{3s} .

$$T_2 + \frac{c_2^2}{2c_p} = T_3 + \frac{c_3^2}{2c_p}$$

$$\frac{p_3}{\rho_3} = RT_3$$

$$\eta_{diff} = \frac{h_{3s} - h_2}{h_3 - h_2} = \frac{T_{3s} - T_2}{T_3 - T_2}$$

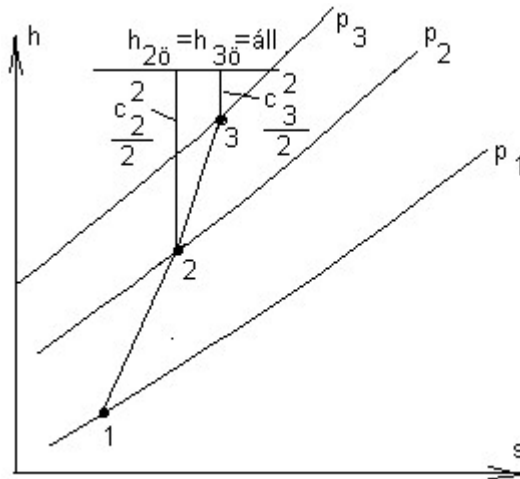
$$\frac{T_{3s}}{T_2} = \left(\frac{p_3}{p_2} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}$$

$$\dot{m} = A_3 \rho_3 c_3$$

A járókerék kapcsán leírtakhoz hasonlóan jól konvergáló iteráció építhető fel ezekre az összefüggésekre:

$$c_3 = \frac{\dot{m}}{\rho_2 A_3} \cdot \frac{T_2 - \frac{c_3^2}{2c_p}}{\left[\eta_{diff} \left(\frac{T_2 - \frac{c_3^2}{2c_p}}{T_2} - 1 \right) + 1 \right]^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}}$$

Az alábbi diagram mutatja a diffúzor munkafolyamatát:



Munkafolyamatok h-s diagramban

Utolsó lépésként célszerű a kompresszor komponensek állapotváltozását ellenőrizni h - s diagramban. Ehhez minden állapotban ki kell számítani az entalpián és a nyomáson kívül az entrópiát is, ami felírható $s=s(h,p)$ alakban. A Függelék tartalmazza a levegő, illetve metán, mint közelítőleg ideális gáz h - s diagramjának szerkesztését és a diagramot a p : 1 – 6 bar tartományban

Függelék

$h - s$ diagram szerkesztése levegőre $p = \text{áll.}$ vonalakkal

A termodinamika I. főtétele differenciális alakban

$$Tds = dq = dh - vdp. \quad (F1)$$

Másrészt az izobár fajhő definíciója $dh = c_p dT$. Ezt az (F1) egyenletekbe beírva és az egyenletet T -vel osztva

$$ds = c_p \frac{dT}{T} - \frac{v}{T} dp. \text{ Ideális gáz esetén teljesül, hogy } \frac{p}{T} = \frac{R}{v}. \text{ Így}$$

$$ds = c_p \frac{dT}{T} - R \frac{dp}{p}. \quad (F2)$$

Legyen az origóban $s_0 = 0 \text{ KJ/kgK}$, $T_0 = 273 \text{ K}$, $p_0 = 1 \text{ bar}$. Ekkor levegő esetén a 0 állapot és egy tetszőleges állapot között integrálva az (F2) differenciálegyenleteket azt kapjuk, hogy

$$s = c_p \ln\left(\frac{T}{T_0}\right) - R \ln\left(\frac{p}{p_0}\right) = c_p \ln\left(\frac{T}{273}\right) - R \ln\left(\frac{p}{1}\right).$$

A fenti egyenletet a T hőmérsékletre rendezve a T - s diagramban a $p = \text{áll.}$ vonalak egyenlete

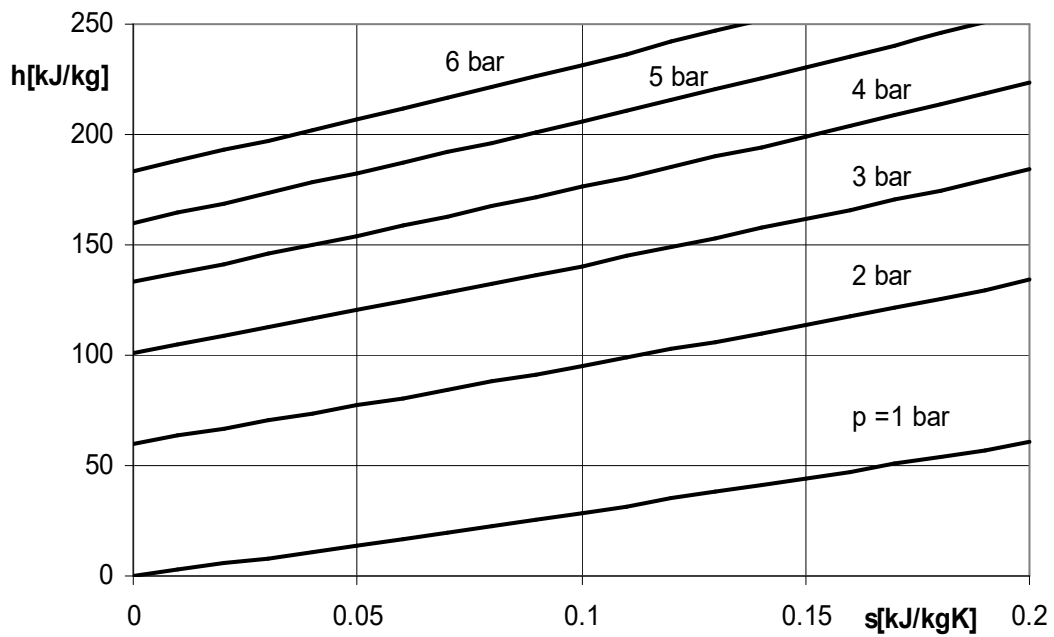
$$T|_{p=\text{áll}} = 273 \cdot e^{\frac{s+R \ln p}{c_p}}.$$

A h - s diagram $p[\text{bar}]=\text{áll}$ vonalait leíró képlet pedig – előírva, hogy $T = 273\text{K}$ -hez $h=0$ tartozzék

$$h|_{p=\text{áll}} = c_p 273(e^{\frac{s+R \ln p}{c_p}} - 1)$$

A mellékelt diagramokat ez utóbbi képlet programozásával rajzoltuk.

Levegő h-s diagram



Metán h-s diagram

