A folyamatirányítás eszközei

Beavatkozó szervek – 2.

Dr. Telkes Zoltán

A folyamatirányítás eszközeit bemutató cikksorozat soron következő részében a szelepek működésének részletes vizsgálatához az összenyomható, súrlódásmentes közegek áramlásának, valamint az összenyomhatatlan közegek veszteséges áramlásának a leírása, majd a szelepek átfolyási jelleggörbéjének a definíciója kerül ismertetésre.

Összenyomható (kompresszibilis), súrlódásmentes közeg vízszintes áramlása

Ebben az esetben (itt is U=0 miatt) a *Bernoulli*-egyenlet kiindulási alakja az alábbi lesz:

$$\left[\frac{v^2}{2}+\int\frac{dp}{\rho}\right]_1^2=0.$$

Mivel itt a sűrűség a nyomásnak függvénye, az integrál elvégzése előtt a vizsgált pontban érvényes tényleges állapotváltozást meg kell állapítani, hiszen szinte mindegyik állapotváltozásnak más egyenlet felel meg. Az állapotváltozás termodinamikai egyenletek figyelembevételével írható le. Az ideális gáz állapotegyenlete *(Clapeyron-egyenlet)* az állapotjelzők között az alábbi összefüggést[1] adja:

$$\frac{p}{\rho}=RT,$$

ahol R a specifikus gázállandó, az a munka, amit 1 kg gáz végez külső nyomás ellen, ha a hőmérséklete állandó nyomáson 1 K-nel nő.

Az ideális gáz egyszerű, megfordítható állapotváltozásai a p, ρ és T állapotjelzők meghatározott körülmények között végbemenő változásait jelentik (ahol p az abszolút nyomás, T az abszolút hőmérséklet). A lehetséges állapotváltozások általános alakban is leírhatók:

$$\frac{p}{\rho^n}=\text{áll.},$$

ahol n egy általános kitevő. Az n speciális esetei egy-egy állapotváltozást írnak le (1. táblázat).

A gyakorlatban végbemenő folyamatok – mivel azok rendszerint szabadon, az állapotjelzők egyidejű megváltozásával mennek végbe – politropikusak, és a kitevő az $1\le n\le\kappa$ tartományba esik.

Esetünkben a kis helyen végbemenő, hőcsere nélküli, gyors állapotváltozás miatt adiabatikus állapotváltozás tételezhető fel. Az 1. táblázat 3. egyenletét alkalmazva, és az áramcsőben lévő állapotváltozókat az 1 keresztmetszethez viszonyítva (feltételezve, hogy az 1 keresztmetszetben ismertek az adatok):

$$\frac{p}{\rho^\kappa}=áll.=\frac{p_1}{\rho_1^\kappa},\qquad \frac{1}{\rho}=\frac{p_1^{\frac{1}{\kappa}}}{\rho_1}\cdot\frac{1}{p^{\frac{1}{\kappa}}}.$$

Behelyettesítve a sűrűség reciprokát, elvégezhető az integrálás:

$$\int\frac{dp}{\rho}=\frac{p_1^{\frac{1}{\kappa}}}{\rho_1}\cdot\int\frac{dp}{p^{\frac{1}{\kappa}}}=\frac{p_1^{\frac{1}{\kappa}}}{\rho_1}\cdot\frac{1}{1-\frac{1}{\kappa}}\cdot p^{1-\frac{1}{\kappa}}.$$

Ezt helyettesítve a *Bernoulli*-egyenletbe és a szögletes zárójelet felbontva:

$$\frac{v_2^2-v_1^2}{2}+\frac{p_1^{\frac{1}{\kappa}}}{\rho_1}\cdot\frac{1}{1-\frac{1}{\kappa}}\cdot\left(p_2^{1-\frac{1}{\kappa}}-p_1^{1-\frac{1}{\kappa}}\right)=0.$$

Ezt az adiabatikus állapotváltozásra érvényes alakot alkalmazzuk a további számításokban. Kifejezve az egyenletből a v_2 sebességet:

$$v_2=\frac{1}{\sqrt{1-\frac{v_1^2}{v_2^2}}}\cdot\sqrt{2\frac{p_1^{\frac{1}{\kappa}}}{\rho_1}\cdot\frac{1}{1-\frac{1}{n}}\cdot\left(p_1^{1-\frac{1}{\kappa}}-p_2^{1-\frac{1}{\kappa}}\right)},$$

az előző esethez hasonlóan számítható a térfogatáram az A_2 keresztmetszetre. Az abszolút nyomások hányadosára a τ jelölést alkalmazzák:

$$Q_2=v_2A_2=\frac{A_2}{\sqrt{1-\frac{v_1^2}{v_2^2}}}\cdot\sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa-1}\cdot\frac{p_1}{\rho_1}\cdot\left(1-\tau^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}\right)},\qquad \tau=\frac{p_2}{p_1}.$$

A közegek áramlásakor a tömegáramot is gyakran használják a jelenségek leírására. A tömegáram a térfogatáramból az adott pontban érvényes sűrűséggel való szorzás útján adódik. Mivel a sűrűség nyomásfüggő, a behelyettesítés előtt néhány előkészítő lépést kell tenni. Más lesz ekkor a folytonossági egyenlet is, mert a sűrűség változik. Ebből a sebességviszony az adiabatikus állapotváltozás figyelembevételével az alábbiak szerint határozható meg:

$$\rho_1\cdot v_1\cdot A_1=\rho_2\cdot v_2\cdot A_2,\qquad \frac{\rho_2}{\rho_1}=\frac{p_2^{\frac{1}{\kappa}}}{p_1^{\frac{1}{\kappa}}},$$

$$\frac{v_1^2}{v_2^2}=\frac{A_2^2}{A_1^2}\cdot\frac{\rho_2^2}{\rho_1^2}=\frac{A_2^2}{A_1^2}\cdot\frac{p_2^{\frac{2}{\kappa}}}{p_1^{\frac{2}{\kappa}}}=\beta^4\cdot\tau^{\frac{2}{\kappa}}$$

[1] Pattantyús: Gépész- és villamosmérnökök kézikönyve. 2. Alaptudományok – Anyagismeret. Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 1961

1. ha $n = 0$, akkor $\frac{p}{\rho^0} = p =$ áll.	az állapotváltozás állandó nyomású, *izobár*
2. ha $n = 1$, akkor $\frac{p}{\rho^1} = \frac{p}{\rho} =$ áll.	az állapotegyenlet alapján az állapotváltozás állandó hőmérsékletű, *izotermikus*
3. ha $n = \kappa$, akkor $\frac{p}{\rho^\kappa} =$ áll.	a κ adiabatikus kitevő miatt az állapotváltozás adiabatikus, más megfogalmazásban *izentropikus*
4. ha $n = \infty$, akkor $\frac{p}{\rho^\infty} = \frac{p^0}{\rho} =$ áll.	az állapotváltozás állandó térfogatú, vagyis *izochor*
5. ha $n = n$, akkor $\frac{p}{\rho^n} =$ áll.	az állapotváltozás *politropikus*, vagyis a kitevő bármilyen pozitív szám lehet

1. táblázat Az ideális gáz állapotváltozásai.

A tömegáram kifejezéséhez célszerű a képletből az adott munkapontban érvényes ρ_2 sűrűséget kiküszöbölni. Ez a gázok állapotegyenletének felhasználásával tehető meg, szintén adiabatikus állapotváltozásra:

$$\frac{p_1}{\rho_1} = RT_1, \qquad \rho = \frac{p_1}{RT_1}, \qquad \rho_2^2 = \rho_1^2 \cdot \tau^{\frac{2}{\kappa}}, \qquad \frac{p_1}{\rho_1} \cdot \rho_2^2 = p_1^2 \cdot \frac{\tau^{\frac{1}{\kappa}}}{RT_1}.$$

A tömegáram tehát a térfogatáramból a következők szerint számítható:

$$G_2 = Q_2 \cdot \rho_2 = \frac{A_2}{\sqrt{1-\beta^4 \cdot \tau^{\frac{2}{\kappa}}}} \cdot \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa-1} \cdot \frac{p_1}{\rho_1} \cdot \rho_2^2 \cdot \left(1-\tau^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}\right)},$$

$$G_2 = \frac{A_2 \cdot p_1}{\sqrt{1-\beta^4 \cdot \tau^{\frac{2}{\kappa}}}} \cdot \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa-1} \cdot \frac{1}{RT_1} \cdot \left(\tau^{\frac{2}{\kappa}}-\tau^{\frac{\kappa+1}{\kappa}}\right)}.$$

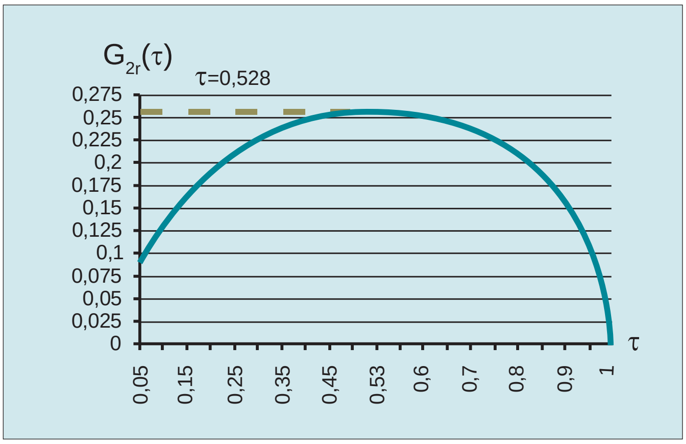
Néhány értékelő mondatot megérdemel ez a tömegáramot pontosan leíró, de viszonylag bonyolult, gyakorlati célokra alig alkalmas kifejezés. A vonatkoztatási pont az áramcső 1 indexű kezdeti pontja (itt ismertek az adatok), a képlet a tömegáramot a 2 keresztmetszetben adja meg (paraméterei: a β^2 keresztmetszetviszonyból kör keresztmetszetű áramlás esetén kiadódó β átmérőviszony, a τ nyomásviszony és a κ adiabatikus kitevő). A független változó tehát nem a nyomáskülönbség (ami az összenyomhatatlan közegnél volt), hanem a nyomásviszony. (Ami a nyomáskülönbség értelmezésénél nem volt lényeges, az a nyomáshányadosoknál alapvető: a nyomásokat abszolút mértékegységben, a vákuumhoz mérve kell megadni, nem pedig az atmoszférához viszonyított túlnyomásban.)

Összenyomható közeg kritikus áramlása

A $G_2(\tau)$ függvény menetének figyelmes szemlélése után nagyjából megállapítható, hogy az első, nevezőben lévő négyzetgyökös tényező τ -nak monoton függvénye, míg a második, nagyobb kifejezés τ függvényében szélsőértéket sejtet. Ezt a szélsőértéket a második tényező τ -tól függő részének különválasztása és ennek a részfüggvénynek τ szerinti deriválása útján lehet meghatározni:

$$G_{2r}(\tau) = \sqrt{\left(\tau^{\frac{2}{\kappa}}-\tau^{\frac{\kappa+1}{\kappa}}\right)}, \qquad \frac{dG_{2r}(\tau)}{d\tau} = 0, \qquad \tau = \left(\frac{2}{\kappa+1}\right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa}}$$

Ha $\kappa = 1{,}4$, $\tau = 0{,}528$.

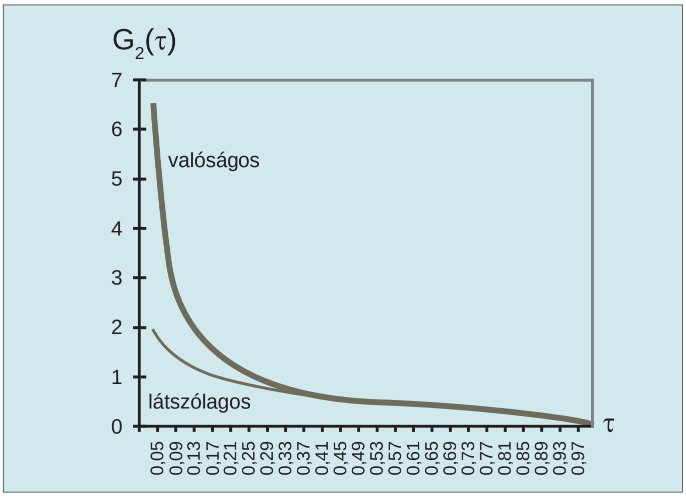


7. ábra A tömegáram-részfüggvény menete

A szélsőérték helye tehát a $0<\tau<1$ tartománynak hozzávetőlegesen a közepén van. A $G_{2r}(\tau)$ függvény menete a 7. ábrán látható.

Ez a függvény felületes rátekintéssel olyan következtetésre vezet, ami a fizikai szemlélet alapján lehetetlen. Az egyértelmű, hogy τ=1 esetében, ahol a nyomások viszonya 1, vagyis a nyomáskülönbség zérus, nincs tömegáram, de a τ értékének a szélsőértékpont alá csökkenésekor (τ<0,528), a szélsőérték elhagyásakor mutatkozó jelenség alig érthető. A nyomásviszony és a nyomáskülönbség ekkor tovább növekszik, ami a tömegáram további növekedését kellene hogy eredményezze; ehelyett e függvény szerint a tömegáram csökken. A magyarázatot a szélsőérték munkapontjában fennálló viszonyok adják: ekkor a közegáram eléri a hangsebességet, és ekkor megváltozik a rá érvényes törvényszerűség, pl. nem érvényes a *Bernoulli*-egyenlet eddig tárgyalt alakja. Helyette a τ<0,528 tartományban a tömegáram itt számított komponense nem változik, értéke a szélsőértékkel azonos konstans marad (az ábrán a vízszintes szaggatott vonal). Ez a gyakorlati számításokban azt jelenti, hogy ebben a tartományban τ helyébe az adott gázra érvényes szélsőértéket (pl. 0,528-at) kell behelyettesíteni. Azt a nyomásviszonyt, ahol a szélsőérték van, kritikus nyomásviszonynak nevezzük, az áramlást pedig a szélsőértéktől jobbra kritikuson alulinak, a szélsőértéktől balra, amikor már túljutottunk a kritikus nyomásviszonyon, kritikuson felülinek. Ezt az áramlási módot befojtott áramlásnak is nevezik.

A *teljes* tömegáramfüggvény menete nyilván eltér a most kapott részfüggvénytől. τ függvényében ábrázolva a teljes tömegáramot (G_2-t) külön görbe van az elméleti (a *Bernoulli*-egyenletből számított látszólagos) esetre, és külön arra az esetre, amikor a kritikuson felüli áramlás tartományában G_{2r}=állandó (valóságos görbe). A 8. ábrán ez a két görbe látható.



8. ábra A tömegáram τ függvényében

A tömegáram áramlástani egyenletébe a kritikuson felüli tartományban a gyökjel alatti zárójel helyébe a τ =0,528 értékkel számított következő értéket kell helyettesíteni:

$$0{,}528^{\frac{2}{\kappa}} - 0{,}528^{\frac{\kappa+1}{\kappa}} = 0{,}401571$$

$$G_2 = \frac{A_2 \cdot p_1}{\sqrt{1-\beta^4 \cdot \tau^{\frac{2}{\kappa}}}} \cdot \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa - 1} \cdot \frac{1}{RT_1} \cdot \left(\tau^{\frac{2}{\kappa}} - \tau^{\frac{\kappa+1}{\kappa}}\right)}.$$

Ezzel a tömegáram egyenlete a kritikuson felüli tartományban:

$$G_2 = \frac{A_2 \cdot p_1}{\sqrt{1-\beta^4 \cdot \tau^{\frac{2}{\kappa}}}} \cdot \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa - 1} \cdot \frac{1}{RT_1} \cdot 0{,}401571}.$$

Összenyomhatatlan közeg veszteséges áramlása

Az eddigi megfontolások ideális közegre vonatkoztak. Az összenyomhatatlan közeg (víz, olaj) áramlása esetén azonban a gyakorlatban nem hanyagolható el a valóságos közeg által okozott súrlódás, és az ebből adódó veszteség. Ezt az eredetileg ideális közegre felírt *Bernoulli*-egyenlet kiegészítésével is meg lehet oldani. A *Bernoulli*-egyenlet kiinduló alakja ekkor az 1 és 2 szakasszal jelzett áramcsőben jobb oldalon nem 0-t, hanem az áramcsőben bekövetkező veszteség értékét tartalmazza. Az egyenlet tehát általánosan az összenyomhatatlan közeg vízszintes, veszteséges áramlására a következő:

$$\left[\frac{v^2}{2} + U + \int\frac{dp}{\rho}\right]_1^2 = -\frac{\Delta p'}{\rho}, \qquad \left[\frac{v^2}{2} + \frac{p}{\rho}\right]_1^2 = -\frac{\Delta p'}{\rho}.$$

Kifejezve a Δp' nyomáskülönbséget a szögletes zárójel felbontása után, és kiemelve az 1 jelű hely sebességének négyzetét és a sűrűséget:

$$\Delta p' = \frac{\rho}{2} v_1^2 \cdot \left(1 - \frac{v_2^2}{v_1^2} + \frac{p_1 - p_2}{\frac{\rho}{2} v_1^2}\right) = \frac{\rho}{2} v_1^2 \xi,$$

$$\text{ahol} \quad \xi = \left(1 - \frac{v_2^2}{v_1^2} + \frac{p_1 - p_2}{\frac{\rho}{2} v_1^2}\right).$$

A zárójelben lévő kifejezés a ξ-vel jelölt *veszteségi tényező*, amit azonban számítással egyes esetek kivételével nehézkes lenne meghatározni, ezért kísérleti úton jutunk hozzá. Ha egy csőszakaszban több veszteséget okozó idom található, akkor az egyes veszteségi tényezők összege adja a végeredményt:

$$\sum \Delta p' = \frac{\rho}{2} \cdot v_1^2 \cdot \left(\sum_i \xi_i + \sum_k \xi_k\right).$$

Külön érdemes foglalkozni a gyakorlatban legsűrűbben előforduló kör keresztmetszetű csőben végbemenő veszteséges áramlással. Erre is vannak kísérleti adatok, amelyek szerint a ξ veszteségi tényező a cső l hosszával egyenesen, a d átmérővel pedig fordítottan arányos:

$$\xi_i = \frac{l_i}{d} \cdot \lambda.$$

A λ csősúrlódási tényező értéke a csőben áramló folyadék áramlási képétől és a csőfal érdességétől függ. Az áramlás kis sebességek esetén réteges (lamináris), nagyobb sebességek esetén gomolygó (turbulens). A határt a *Reynolds*-szám (Re) adja. Lamináris az áramlás Re<2320 esetén, Re>2320 értékeknél pedig turbulens az áramlási kép. A *Reynolds*-szám a következő módon írható fel:

$$\mathrm{Re} = \frac{v \cdot d}{\nu},$$

ahol a nevezőben ν a kinematikai viszkozitási tényező. Tapasztalati adat, hogy a réteges (*lamináris*) áramlási tartományban a λ csősúrlódási tényező a *Reynolds*-szám függvénye:

$$\lambda = \frac{64}{\mathrm{Re}} = \frac{64 \cdot \nu}{v \cdot d}.$$

Ezt behelyettesítve a veszteség képletébe, a veszteséges áramlásra gyakorlati összefüggést kapunk:

$$\Delta p' = \frac{p}{2} \cdot v_1^2 \cdot \frac{l}{d} \cdot \frac{64 \cdot \nu}{v \cdot d} = 32 \cdot \nu \cdot \frac{l}{d^2} \cdot v \cdot p.$$

A turbulens tartományban a λ csősúrlódási tényező már nem lineáris.

A szelep átfolyási jelleggörbéjének számítása

A szelepen átáramló közeget a levezetett egyenletekből kiindulva határozzák meg. Ehhez a Q térfogatáram és a G tömegáram most már index nélküli egyenletét alkalmazzák, amit a szelep bemenőjelét jelentő H elmozdulás (vagy ezzel egyenértékűen az α elfordulás) által előidézett $A(H)$ keresztmetszet-változás függvényében határoznak meg.

$$Q_2 = \frac{A_2}{\sqrt{1-\beta^4}} \cdot \sqrt{2\frac{\Delta p}{\rho}} \qquad G_2 = \frac{A_2}{\sqrt{1-\beta^4}} \cdot \sqrt{2\Delta p \rho},$$

$$\Delta p = p_1 - p_2.$$

A $\varphi = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^4}}$ helyettesítéssel a térfogatáram és tömegáram:

$$Q = A(H) \cdot v_2 = A(H) \cdot \varphi \cdot \sqrt{2\frac{\Delta p}{\rho}},$$

$$G = Q \cdot \rho = A(H) \cdot \varphi \cdot \sqrt{2\Delta p \cdot \rho}.$$

A szelepek tárgyalásakor (a szűkítőelemes áramlásméréshez hasonlóan) az egyszerűbb struktúrájú, összenyomhatatlan közegre vezetik be az alapfogalmakat, ahol H (vagy α) a bemenőjel, p a nyomás, ρ a sűrűség és φ a geometriai kialakítástól is függő tényező.

A szeleptényező

A szelep gyártásakor hitelesítésként az átfolyási jelleggörbét egy referenciapontban veszik fel. Ekkor az állandó értéken tartott fizikai mennyiségek (a referenciaértékek): Δp_0=1 bar a nyomáskülönbség és ρ_0=10^3 kg/m^3 (a hitelesítéskor használt víz sűrűsége). Erre a normál állapotú térfogatáram-értékre vonatkozik a térfogatáramban kifejezett *átfolyási alapjelleggörbe.* Ezt a függvényt szeleptényezőnek is nevezik és K_v-vel jelölik, mértékegysége m^3/h. (Az Egyesült Államokban nem metrikus, hanem angolszász mértékegységben közlik az adatokat. A K_v-jelölés helyett c_v-t alkalmaznak, mértékegysége gallon/min, az átszámítás pedig: 1K_v=0,86c_v, ill. 1c_v=1,17K_v.) A szeleptényező tehát képletben:

$$K_v = A(H) \cdot \varphi \cdot \sqrt{2\frac{\Delta p_0}{\rho_0}}.$$

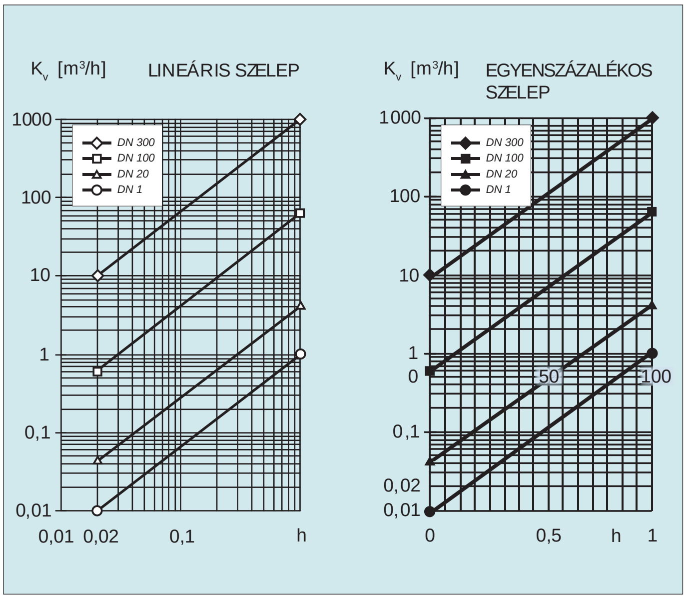
Hasonlóan a térfogatáramhoz, a szeleptényezőnek is lehetséges *relatív léptékű* ábrázolása.

A szeleptényező fontosabb speciális esetei a következők: a K_{v0} szeleptényező a H=0-hoz, a K_{vs} pedig a H=$H_{\max}$-hoz tartozó értéke; k_v=K_v/K_{vs} a relatív szeleptényező, h=H/$H_{\max}$ a relatív löket, k_{v0}=K_{v0}/K_{vs} az elméleti módosítási viszony, K_{v0r} a tűrésmezőben maradás alsó határa, k_{v0r}=K_{v0r}/K_{vs} a gyakorlati módosítási viszony.

Az elméleti módosítási viszony rendszerint 50, mert k_{v0}=0,02 az alsó elméleti határérték, vagyis a tartomány 2%-a alatt a szelep már nem használható. A gyakorlati módosítási viszony lineáris szelep esetében 15, exponenciális szelep esetében 40 körül szokott lenni.

A szelepek katalógusaiban a szelepek méretsora szerint jelleggörbe seregeket (referenciafeltételekhez tartozó szeleptényezőket) adnak meg (9. ábra). A paraméter a szelep nagyságát kifejező, d átömlési szelepülék-átmérő vagy az azzal összefüggő karimaátmérő, általánosságban a névleges átmérő (*DN*).

A K_v=*f*(H) – lineáris és egyenszázalékos – karakterisztikának a szelephelyzet szerinti differenciálhányadosára (a meredekségre) – a tartomány 10 és 90%-a között – szabványban megadott *tűrés* van. Az elforduló záróelemű, természetes jelleggörbéjű szelepek lökettartományuk egy-egy szakaszában a kétállású vagy egyenszázalékos jelleggörbéhez hasonló jelleget eredményezhetnek. Ezért egy új szabványajánlás tetszés szerinti jelleggörbe formát engedélyez, ami grafikus vagy táblázatos formában van megadva, és a jelleggörbe lineáris vagy egyenszázalékos szakaszokat is tartalmaz. A természetes jelleggörbék egyszerűbb megadása érdekében olyan javaslat is van, hogy azokat vagy azok egyes szakaszait módosított lineárisnak (a lineáristól való eltérés belül van a lineáris tűrésmezőn) vagy módosított egyenszázalékosnak (a lineáristól való eltérés belül van az egyenszázalékos tűrésmezőn) tekintsék. Ma már vannak olyan szelepméretező programok, amelyek a szabályozott szakasz paramétereiből kiindulva a megkívánt üzemi jelleggörbének megfelelő, a szabályoshoz képest módosított szelepkarakterisztikát és annak gyártási adatait határozzák meg.



9. ábra Szelepsorozat katalógus-jelleggörbéjének vázlata lineáris, ill. egyenszázalékos szelepekre. A görbék paramétere a DN névleges átmérő

Átszámítás adott munkapontba

A szeleptényező (hitelesítéskor felvett jelleggörbe) csak egy munkapontban érvényes. Tetszés szerinti munkapontba való átszámítást a két térfogatáram-képlet (a $Q(H)$ és $K_v(H)$) hányadosának képzésével lehet elvégezni tetszés szerinti vagy maximális értéknél. A hányadosból:

$$\frac{Q}{K_v} = \frac{A(H) \cdot \varphi \cdot \sqrt{\dfrac{\Delta p}{\rho}}}{A(H) \cdot \varphi \cdot \sqrt{\dfrac{\Delta p_0}{\rho_0}}}, \qquad \frac{\Delta p}{\Delta p_0} = \Delta p_r, \qquad \frac{\rho}{\rho_0} = \rho_r,$$

$$Q = K_v \cdot \sqrt{\frac{\Delta p_r}{\rho_r}}, \qquad Q_{\max} = K_{vs} \cdot \sqrt{\frac{\Delta p_{r\max}}{\rho_r}}, \qquad K_{vs} \equiv \frac{Q_{\max}}{\sqrt{\dfrac{\Delta p_{r\max}}{\rho_r}}}.$$

Ezen egyenletek és a 9. ábrán látható katalógus-jelleggörbék alapján az egyszerű szelepkiválasztás könnyen elvégezhető. Ismerve az adott alkalmazásban a nyomáskülönbséget, a sűrűséget és a maximális átbocsátandó térfogatáramot, meghatározható a kívánt maximális értékű szeleptényező, aminek alapján katalógusból kiválasztható a megfelelő méretű szelep. (A gyakorlatban néha még ezt a DN névleges átmérőt eredményező számítást sem végzik el, a szabályozószelepet egyszerűen a közegáramot szállító csővezeték méretéhez illesztik.)

A valóságban azonban az egyszerű szelepkiválasztásnál szinte mindig bonyolultabb a helyzet, az átáramlás mértékét még számos tényező befolyásolja.

A folytatásban a villamos analógia és a szabályozástechnikai értelmezés után a különböző korrekciók tárgyalásával elkezdjük a szelepméretezés legfontosabb lépéseinek az ismertetését.

(Folytatjuk!)

editor@magyar-elektronika.hu