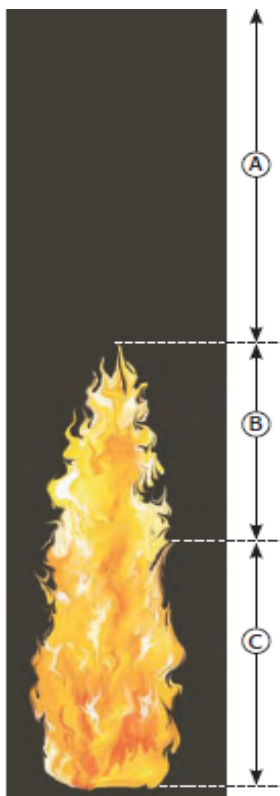


## Zárt téri tüzek modelljei I.

Az utóbbi időben gyakran szimulációs technikákat használunk a zárt téri tüzek elemzésére, melynek célja lehet például hő- és füstelvezető berendezések hatékonyságának vizsgálata. A modellek jóságát (pontosságát) számos tényező befolyásolja. A sok közül talán az egyik legfontosabb az alkalmazott tűzmodell. Szimulációs technikák alkalmazása esetén szakítanunk kell a fajlagos hőfelszabadulás alkalmazásának gyakorlatával (determinisztikus-közelítés, tűzterhelés). Ennél sokkal pontosabb információra van szükségünk: a hőfelszabadulás teljesítményének időbeli alakulására. Ezért fontos megismernünk a nemzetközi irodalomban fellelhető különböző elvi megfontolásokon nyugvó, illetve mérésekkel alátámasztott zárt téri tűzmodelleket, melyekre építve a tűz hőteljesítményének és füstfejlesztő képességének időbeli lefolyása is számítható.

### 1. Lokalizált tüzek tűzcsóvája

A szilárd anyagok felmelegedésük közben 100-250°C környékén éghető gázokat bocsátanak ki. A kibocsátott gázok éghető komponensei a levegő oxigénjével keveredve táplálják a lángot. A csóva feláramlásának hajtóereje a különböző hőmérsékletű és sűrűségű gázok okozta felhajtóerő. A csóva három jól elkülöníthető szakaszra bontható:



A.: **Láng feletti gázáram**, melynek jellemzője híguló gázkoncentráció és hőmérséklet. A csóvában haladó gáz sebessége és hőmérséklete a lángtól mért távolság és a tűz hőteljesítményének függvénye. Áramlástan szempontból a csóva egy szabadsugárra hasonlít, melyre jellemző a keveredés a környező levegővel. Felfelé haladva a keveredés miatt növekszik a tömegáram. A füstgáz összetevői: 1.: a domináns összetevő az égéstermék és a környezeti levegő keveréke (nagyjából fele-fele arányban), mely keverékben kémiai reakció nem játszódik le. Ez a keverék közvetíti a gázokat a mennyezet alatti füsttéregbe. 2.: További reakcióképes összetevők. A csóva tehát képes az égéstermék mellett éghető oxigén-gáz keveréket a magasabb régiókba szállítani.

B.: **Fluktuáló láng**. Ebben a szakaszban az idő függvényében jelentősen változik a lángmagasság. A lángegyenletek szempontjából ez a legfontosabb része a csóvának. A lángmagasság egyenleteit általában az időátlagolt magasságra szokás vonatkoztatni (definíció szerint a látható lángmagasság időátlaga). Alángok esetében lamináris, illetve turbulens lángokról beszélünk. A láng fluktuáció a lángon belüli turbulenciára (főáramlás mellett kialakuló mellékáramlások) utal, mely segíti a lángcsóva és környezete közötti tömegek keveredését. A kis teljesítményű gyertya lángjától eltekintve általában fluktuáló (turbulens lánggal találkozunk).

C.: **Stabil (folyamatos) láng**. A láng teljesítménye a lángmagban lévő szilárd anyagok felszabadulásának sebességétől függ. A lángok esetében előkevert, illetve diffúz (égés közben keveredő) lánggal találkozunk.

A láng előbb felsorolt tulajdonságai befolyásolják az égés sebességét, a hőfelszabadulás mértékét és a csóva anyagszállító képességét.

### 2. A lángmagasság

A lángmagasságot egy adott felületen égő tűz esetén a hőfelszabadulás mértéke és a tűz felületének kiterjedtsége határozza meg. Származtatása turbulens (fluktuáló) lángok esetében tapasztalati úton, a

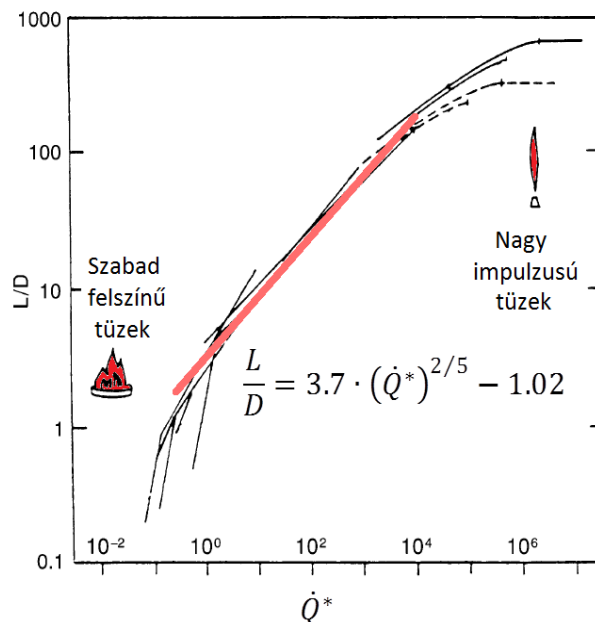
hasonlóságelmélet felhasználásával lehetséges. A tehetlenségi erők és a gravitációs (vagy felhajtó) erők arányát a Froud (Fr) szám segítségével határozhatjuk meg:

$$Fr = \frac{u^2}{g \cdot D}$$

Az egyenletben  $u$  a függőleges tömegsebesség,  $g$  a nehézségi gyorsulás,  $D$  a tűz jellemző átmérője (nem kör felület esetén egyenértékű átmérője). A Froud szám jelentése az égés esetén a lángból nagy sebességgel kilépő gázáram- (tehetlenségi) és a láng teljesítményéből fakadó sűrűségváltozás (felhajtó) erejének hányadosa. A gázsebesség kifejezhető a tömegvesztés sebességével. A tömegvesztés sebessége kifejezhető a lángteljesítmény és az égéshő segítségével (a részletek elhanyagolásával). Alkothatunk tehát egy dimenziótlan lángteljesítményt, mely a Froud szám gyökével lesz arányos az alábbiak szerint:

$$\dot{Q}^* = \frac{\dot{Q}}{\rho_{\infty} \cdot c_p \cdot T_{\infty} \cdot \sqrt{g} \cdot D^{3/2}}$$

A fenti dimenziótlan lángteljesítmény ( $\dot{Q}^*$ ) bevezetését McCaffrey [1] javasolta. Az egyenletben  $\rho_{\infty}, c_p, T_{\infty}$  a tűz keletkezése előtt a környezeti levegő jellemzői (sűrűség, fajhő, hőmérséklet),  $\dot{Q}$  a láng teljesítménye. A tűz geometriai jellemzőiből is alkothatunk dimenziótlan mennyiséget a jellemző átmérő és a közepes lángmagasság hányadosaként:  $L/D$ .



1. ábra. Relatív lángmagasság ( $L/D$ ) a dimenziótlan lángteljesítmény függvényében (Mérési eredmények [1])

A fenti diagram igazolja a Froud szám fontosságát. A különböző vonalak egyes szerzők mérési eredményeit takarják. Található a dimenziótlan lángteljesítménynek egy olyan tartománya, ahol a mérési eredmények egy egyenesre esnek. Az egyenes egyenlete a következő:

$$\frac{L}{D} = 3.7 \cdot (\dot{Q}^*)^{2/5} - 1.02$$

A fenti egyenlet Heskestad [2] vezette be a mérések alapján.  $L/D \approx 1$  tartományában (a tűz jellemző átmérője megegyezik a lángmagassággal) a lángmagból kilépő gázok tömegáramában a felhajtóerő a domináns (tipikusan a szabadfelszíni tüzek ilyenek).  $L/D > 1000$  tartomány inkább a gáz- és olajégők viselkedésére jellemző. Érdemes megfigyelni, hogy a lineáris tartományban ( $1 < \dot{Q}^* < 1000$ ) a dimenziótlan lángteljesítmény kitevője  $2/5$ . Megfigyelhető, hogy a szokásos tüzek esetében  $2 < \dot{Q}^* < 10$ ,  $\dot{Q}^*$  a Heskestad által javasolt egyenlet érvényességi tartományán belül található. A közepes lángmagasságot a tűz előtti állapot levegőjének paramétereinek mellett, a láng teljesítménye és az égő felület kiterjedése határozza meg. A fenti elméleti fejtegetés végeredményeként – a szokásos környezeti paraméterek figyelembevételével ( $\rho_{\infty}=1,2\text{kg/m}^3, c_p=1.1\text{kJ/kgK}, T_{\infty}=293\text{K}$ , szokásos

környezeti paraméterek esetében, említés nélkül fogom ezeket a jellemzőket a továbbiakban használni) – a közepes lángmagasságot a lángteljesítmény ( $Q(\text{kW})$ ) és a jellemző átmérő függvényében az

$$L(\text{m}) = 0.235 \cdot Q^{2/3} - 1.02 \cdot D$$

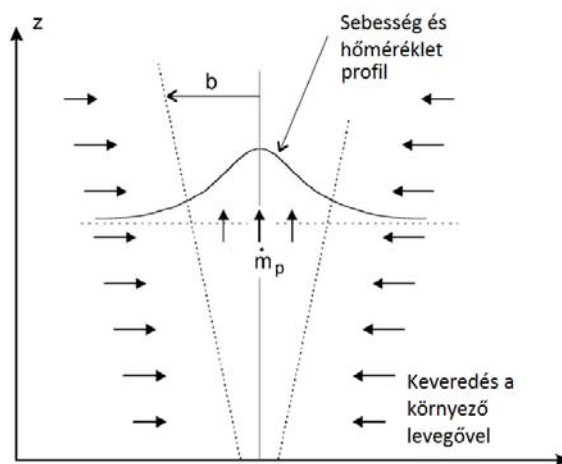
egyenlettel fejezhetjük ki.

### A láng pulzálása

A szakirodalom foglalkozik a közepes lángmagasság mellett a láng pulzálásának frekvenciájával is. Ennek ismertetésétől eltekintek, de bőséges angol nyelvű publikáció található ezen a területen. Például [3]. Szerzője MSc diplomatervezés keretein belül vizsgálta a tűz jellemzőit. A fejezetben említett eredmények általában egynemű éghető anyagok használatával a láng geometriai korlátozása nélküli mérések segítségével keletkeztek.

### 3. Ideális csóva egyenlete

A közepes lángmagasság mellett fontos ismernünk a csóva hőmérsékletét és a feláramló tömeget. A feláramló tömeg a tűzből kilépő és a környezet hígító levegőjével –a szabadsugár esetében megfigyeltékhez hasonlóan – keveredő tömegek összessége. A legnagyobb feláramló tömeg és a legmagasabb hőmérséklet a csóva függőleges tengelyében figyelhető meg (2. ábra).



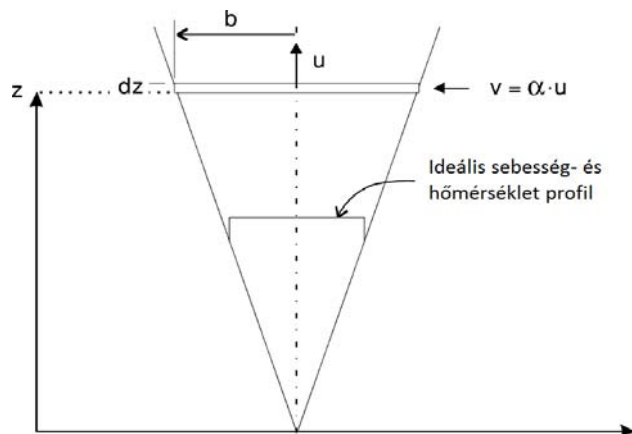
2. ábra. A korlátozás nélküli csóva szabadsugárszerű viselkedése

A környező levegővel történő keveredés miatt függőleges irányban növekvő tömegáram, csökkenő hőmérséklet és a csóva 15°-os szétterülése figyelhető meg. A hőmérséklet és sebességprofil egy-egy vízszintes metszékben hasonlít egymásra és a normális eloszlásra.

### Ideális csóva

A felfelé haladó tömeg sebességének és hőmérsékletének egyenlete analitikusan származtatható a folytonosság, a tehetetlenség, és a felhajtóerő egyenleteiből, melyet az irodalom, *ideális csóva* egyenletének nevez. Az ideális csóva egyenlete pontosítható mérési eredmények segítségével.

Az ideális csóva egyenletének levezetésekor számos egyszerűsítő feltételt kell alkalmazni (3. ábra). A csóva kezdőpontján pontszerű forrást feltételezünk, melyből csak sugárzás nélküli konvektív hő áramlik. A konvektív hő veszteség nélkül lép a csóvába. A csóva belsejében adott magasságban állandó a sebesség és a hőmérséklet. A csóván kívül a sebesség zérus. A csóván kívül a hőmérséklet környezettel megegyezik. A csóvában ideális és sűrűségmentes gáz halad. A környezet és a csóva nyomása azonos. Adott magasságban a felhajtóerő a csóva és a környező hőmérséklet különbségének függvénye. A környező levegővel történő keveredés arányos a függőleges irányú sebességgel, együttthatója a keveredés állandója ( $\alpha=0.15$ ).



3. ábra. Az ideális csóva

A csóvában sugárzási veszteség nincs. A valós csóvának a sugárzási vesztesége 20-40% között van, melyet a számításoknál a lángteljesítmény csökkentésével tudunk figyelembe venni. A környezet magasság szerinti sűrűségváltozása elhanyagolható. A fenti feltételekkel a csóvában z magasságban haladó energiaáramot, a 3. ábra jelöléseivel, a következő egyenlettel fejezhetjük ki:

$$\dot{Q} = \dot{m}_p \cdot c_p \cdot \Delta T = \pi \cdot b^2 \cdot \rho \cdot u \cdot c_p \cdot \Delta T$$

A környezet és a csóva adott magasságában a hőmérsékletkülönbséget ( $\Delta T$ ) az ideális gáztörvény segítségével is kifejezhetjük:  $\Delta T = T_\infty \cdot \Delta \rho / \rho$ , így a fenti egyenlet a következő alakot ölti:

$$\dot{Q} = \pi \cdot b^2 \cdot \rho \cdot u \cdot c_p \cdot \frac{\Delta \rho}{\rho} \cdot T_\infty = b^2 \cdot u \cdot c_p \cdot \Delta \rho \cdot T_\infty$$

Vagyis a csóvában haladó energiát a környezethez viszonyított sűrűségváltozással is kifejezhetjük.

A folytonossági egyenlettel kifejezhetjük a csóvában haladó és a csóva oldalán (dz) a környezetből belépő tömegeket. Ha avval a feltételezéssel élünk, hogy dz magasságban a sűrűségváltozás elhanyagolható, a folytonossági egyenletet a 3. ábra szerinti geometriai viszonyaival és  $v = \alpha \cdot u$  egyenlettel az alábbi alakot ölti:

$$\frac{d}{dz}(b^2 \cdot u) = 2 \cdot \alpha \cdot u \cdot b$$

A fenti egyenlet differenciális alakot öltött. Hasonlóan járhatunk el a tehetetlenségi- és felhajtóerők esetében. Felhasználva a fentebb levezetett energiaáramra vonatkozó összefüggést az alábbi egyenlethez jutunk:

$$\frac{d}{dz}(b^2 \cdot u^2) = \frac{\dot{Q} \cdot g}{\pi \cdot u \cdot c_p \cdot T_\infty \cdot \rho_\infty}$$

A fenti egyenletben további feltételezésként a Boussinesq közelítést alkalmaztuk (a g-gel nem szorzott tagok esetében a környezet és a csóva sűrűségkülönbség elhanyagolható). A differenciálegyenlet megoldásának részleteitől eltekintve adott magasságban a csóva **rádiuszára** a következő összefüggés adódik (a megoldás közben a rádiuszra  $b = C \cdot z^m$  függvény feltételezés volt szükséges, ahol C és m konstansok):

$$b(m) = \frac{6}{5} \alpha \cdot z = 0.18 \cdot z$$

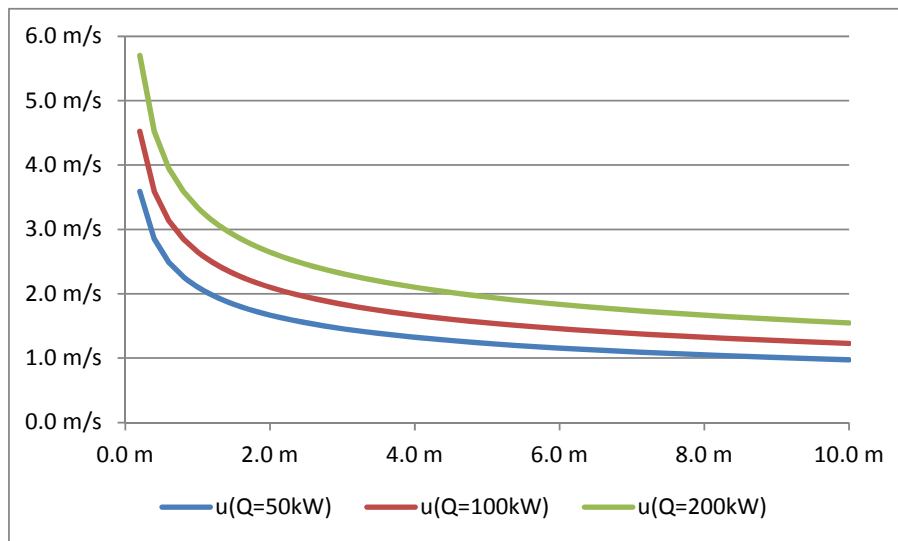
Tehát  $C = 6/5 \cdot \alpha$  és  $m = 1$  adódott. A fenti egyenlet azt jelenti, hogy az ideális csóvában a szétterülés adott magasságban egyedül a bekeveredés mértékétől függ (a levezetés során  $\alpha = 0.15$  feltételezéssel éltünk).

A **sebességre** a következő egyenlet adódik (ne felejtsük el, hogy adott magasságban a sebességet a csóván belül állandónak feltételeztük, lásd 3. ábra):

$$u = 1.94 \cdot \left[ \frac{g}{c_p \cdot T_\infty \cdot \rho_\infty} \right]^{\frac{1}{5}} \cdot \left( \frac{\dot{Q}}{z} \right)^{\frac{1}{5}}$$

Az egyenlet első felén a szögletes zárójelen belül a környezet paraméterei láthatók. Az ovális zárójelen belüla lángteljesítmény, illetve a közepes lángmagasság hányadosa van, ami a feláramlási sebesség változója. Az ideális csóvamodellben a magasság függvényében hiperbólikus a sebességleépülés. Mivel a fajhő és a lángteljesítmény is 1/3 hatványon szerepel, csak arra kell ügyelni, hogy az SI mértékegységek prefixuma azonos legyen. A tűzvédelemben a láng teljesítményénél

szokásos mértékegység a kW, tehát a fajhőt kJ/kgK mértékegységben kell helyettesíteni. A fenti egyenlet eredményeit 50kW, 100kW és 200kW-os tüzteljesítmény esetében ábrázoltam a szokásos környezeti paraméterek mellett (4.ábra).



4. ábra. Az ideális csóvában a sebességleépülés (u(m/s)) a magasság (z(m)) függvényében (50kW, 100kW, 200kW tüzteljesítmény esetében)

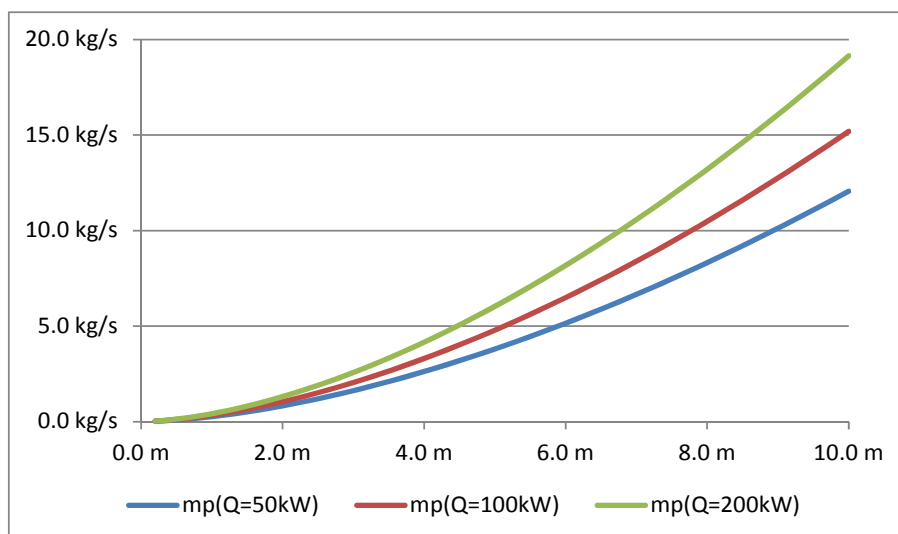
Megfigyelhető, hogy 50-200kW tüzteljesítmény mellett 10m-es magasságban a tömeg a mennyezet felé másodpercenként 1.0-1.5m-t tesz meg.

### Tömegáram

A sebességfüggvény ismeretében a felfelé haladó **tömegáram** is meghatározható:

$$\dot{m}_p = 0.20 \cdot \left[ \frac{\rho_a^2 \cdot Q}{c_p \cdot T_a} \right]^{\frac{1}{5}} \cdot Q^{\frac{1}{5}} \cdot z^{\frac{8}{5}}$$

A fenti tömegáramra vonatkozó egyenlet feltűnő hasonlóságot mutat a Zukoski[4] által bevezetett egyenlethez, melyre még a következőkben visszatérek. Az egyenlet engedelmeskedik az előzetes feltételezésnek, miszerint a környező levegő bekeveredése miatt a csóvában növekszik a tömegáram. Hasonlóan a sebességhez vizsgáljuk mennyezet felé haladó tömegáramot a magasság függvényében! Figyeljük meg, hogy 100kW-os tűz teljesítmény 5m-es magasságban másodpercenként 5kg tömeg mozgására képes!



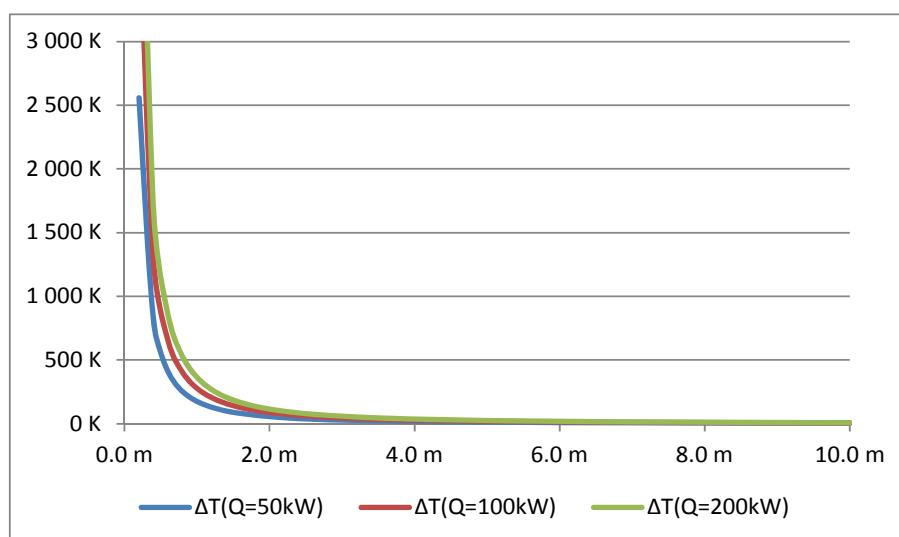
5. ábra. Az ideális csóvában haladó tömeg (mp(kg/s)) a magasság (z(m)) függvényében (50kW, 100kW, 200kW tüzteljesítmény esetében)

## A csóva hőmérséklete

A csóva számunkra fontos utolsó jellemzője a **hőmérséklet** ( $\Delta T$  a csóva környezethez viszonyított hőmérséklet-emelkedése), mely a csóvában haladó tömegáram és teljesítmény segítségével igen egyszerűen származtatható a  $\dot{Q} = \dot{m}_p \cdot c_p \cdot \Delta T$  egyenlet segítségével. Továbbra is élünk azzal a feltételezéssel, hogy adott magasságban a csóvában egyenletes hőmérséklet uralkodik (mely a csóva adott síkjában a tökéletes keveredést feltételez):

$$\Delta T = 5.0 \cdot \left[ \frac{T_{\infty}}{Q \cdot c_p \cdot \rho_{\text{H}_2\text{O}}} \right]^{\frac{1}{3}} \cdot \dot{Q}^{\frac{2}{3}} \cdot z^{-\frac{5}{3}}$$

Látható, hogy a csóvában a hőmérséklet a lángteljesítmény 2/3-ával növekszik, és a magasság 5/3-ával csökken. A diagramban szokásos környezeti paraméterek mellett a csóvában uralkodó átlagos hőmérséklet magasság szerinti átlagos leépülését látjuk (6. ábra).



6. ábra. Az ideális csóvában a környezethez képesti átlagos hőmérsékletnövekedés  $\Delta T$ (K) a magasság függvényben (50kW, 100kW, 200kW tüzteljesítmény esetében)

## Modell és valóság

Érdekes megfigyelni, hogy az ideális csóvában igen intenzíven csökken a hőmérséklet. Ez talán félrevezető, de az okok érthetőek: mivel sűrűlódásmentes áramlási modellt használtunk, a csóvába akadálytalanul áramlik a környezetből a hűtőlevegő ( $v = \alpha \cdot u$ , ahol  $\alpha = 0.15$ ), mely tökéletesen keveredik az adott elemi hasámban tartózkodó tömeggel. A valóságban adott magassági síkon a tengely felé haladva mind a sebesség, mind pedig a hőmérséklet normális eloszláshoz hasonlóan növekszik (2. ábra). Szintén megfigyelhető, hogy a csóvában uralkodó átlaghőmérséklet csak kis mértékben függ a láng teljesítményétől. Ennek magyarázata, hogy a hőmérsékletkülönbség a pontszerű hőforrás-teljesítmény 2/3-dik, a magasság függvényében 5/3-dik hatványon szerepel. A fizikai magyarázat a környezetből bekeveredő levegő hűtőhatásában keresendő.

Összefoglalva elmondhatjuk, hogy az alapvető fizikai princípiumok felhasználásával lehetett alkotni egy modellt, melynek segítségével a csóva három fontos fizikai jellemzője közelíthető. A kapott függvények, ha nem is pontosak, de a csóva fizikai jellemzőinek magasság szerinti változását jellegre helyesen mutatják. Fontos megjegyezni, hogy a levezetés közben számos helyen alkalmazott sűrűsége vonatkozó egyszerűsítési feltétel miatt az egyenletek a hőforrás közelében pontatlanok. Az ideális csóvamodellből származó egyenletek alkalmasak, hogy mérésekkel, az elhanyagolások számának csökkentésével pontosabb modelleket alkothassunk a csóvában uralkodó sebesség, hőmérséklet és tömegáram viszonyainak leírására.

Az ideális csóvaegyenletre épülő, tapasztalati úton származtatott csóvaegyenleteket a következő cikkben ismertetjük.

### **Felhasznált irodalom**

- [1] McCaffrey, B., "Flame Height," SFPE Handbook of Fire Protection Engineering, 2nd ed., National Fire Protection Association, Quincy, MA, 1995.
- [2] Heskestad, G., "Fire Plumes," SFPE Handbook of Fire Protection Engineering, 2nd ed., National Fire Protection Association, Quincy, MA, 1995.
- [3] Blair J. Stratton, Determining Flame Height And Flame Pulsation Frequency And Estimating Heat Release Rate From 3D Flame Reconstruction, Fire Engineering Research Report 05/2, July 2005. ([http://www.civil.canterbury.ac.nz/fire/pdfreports/Blair\\_Stratton\\_05.pdf](http://www.civil.canterbury.ac.nz/fire/pdfreports/Blair_Stratton_05.pdf))
- [4] Zukoski, E.E., Kubota, T., and Cetegen, B., "Entrainment in Fire Plumes," Fire Safety Journal, Vol.3, pp. 107–121, 1980.

Szikra Csaba  
BME Épületenergetikai és Épületgépészeti Tanszék  
1111 Budapest, Műegyetem rkp. 3.  
szikra@egt.bme.hu