ΠΑΡΑΔΕΙΓΜΑΤΑ ΚΑΙ ΛΥΜΕΝΕΣ ΑΣΚΗΣΕΙΣ

Παράδειγμα 1

Θέλουμε να λειτουργήσει ένας καυστήρας φλόγας διαχύσεως τετραγωνικού ανοίγματος , με ψηλή φλόγα 50mm μέσα σε ένα εργαστήριο .Υπολογίστε τον ογκομετρικό ρυθμό ροής που απαιτείται αν το καύσιμο είναι προπάνιο . Επίσης υπολογίστε τη θερμότητα που απελευθερώνεται ($m\Delta h_c$) της φλόγας . Τι ρυθμός ροής απαιτείται αν αντικαταστήσουμε το προπάνιο με μεθάνιο ;

Λύση.

Θα εφαρμόσουμε τη σχέση του Roper για καυστήρες τετραγωνικού ανοίγματος για να υπολογίσουμε τον ογκομετρικό ρυθμό ροής:

$$L_f = \frac{1045 Q_f (T_\infty / T_f)}{[inverf((1+S)^{-0.5})]^2}$$

Αν υποθέσουμε ότι: $T_\infty = T_f = 300^0 K$

η μόνη παράμετρος που χρειαζόμαστε να υπολογίσουμε πριν βρούμε το Q_f είναι ο στοιχειομετρικός λόγος αέρα καυσίμου , S. Από το Chapter 2, S=(x+y/4)4,76 έτσι για το προπάνιο (C_3H_8),

$$S = (3+8/4)4.76 = 23.8 \frac{kmol}{kmol}$$

Έτσι,

$$inverf[(1+23.8)^{-0.5}] = inverf(0.2008) = 0.18$$

Ο πίνακας 9.4 χρησιμοποιείται για να βρεθεί το inverf(0.2008). Λύνοντας την εξίσωση 9.62 για Q_f παίρνουμε :

$$Q_f = \frac{0.050(0.18)^2}{1045(300/300)} = 1.55 \cdot 10^{-6} \frac{m^3}{s}$$

$$\underline{Q_f = 1.55 \frac{cm^3}{s}}$$

Χρησιμοποιώντας τον νόμο ιδανικών αερίων για να υπολογίσουμε την πυκνότητα του προπανίου (P=1atm, T=300K) και παίρνοντας τη θερμότητα καύσης από το Appendix B, ο ρυθμός της θερμότητας που απελευθερώνεται είναι:

$$m\Delta h_c = p_f Q_f \Delta h_c$$
$$= 1.787(1.55\ 10^{-6})46{,}357{,}000$$

$$\underline{\mathbf{m\Delta h_c = 128W}}$$

Επαναλαμβάνοντας το πρόβλημα για μεθάνιο , βρίσκουμε ότι :

$S = 9.52$ $p_f = 0.65$ και $\Delta h_c = 50{,}016{,}000$ J /Kg Έτσι:

$$\underline{Q = 3.75\frac{cm^3}{s}}$$

και

$$\underline{m\Delta h_c = 122W}$$

<u>Σχόλια</u>: Εδώ παρατηρούμε ότι, παρόλο που ο στοιχειομετρικός ρυθμός ροής που απαιτείται για το (CH_4) είναι περίπου 2.4 φορές μεγαλύτερος από αυτόν που απαιτείται για το (C_3H_8) , και οι δύο φλόγες απελευθερώνουν προσεγγιστικά την ίδια ενέργεια.

<u>Παράδειγμα 2</u>

Σχεδιάστε ένα καυστήρα για μία εμπορική εστία μαγειρείου η οποία έχει ένα αριθμό από κυκλικά ανοίγματα κατανεμημένα σε κύκλο . Ο κύκλος έχει διάμετρο 160 mm (6.3in). Ο καυστήρας απελευθερώνει 2.2 kW σε πλήρη ισχύ και λειτουργεί με 40% κύριο εξαερισμό . Για σταθερή λειτουργία , η φόρτιση σε ένα άνοιγμα δεν

θα πρέπει να υπερβαίνει τα 10 W per mm^2 της επιφάνειας του
ανοίγματος . (δες σχήμα 8.20 για τυπικό σχεδιασμό καυστήρων φυσικού αερίου). Επίσης το ύψος της φλόγας δεν θα πρέπει να
υπερβαίνει τα 20 mm. Υπολογίστε τον αριθμό και τη διάμετρο των ανοιγμάτων .

<u>Λύση</u>

Θα υποθέσουμε ότι το αέριο καύσιμο είναι μεθάνιο, παρόλο που για ένα ασφαλή σχεδιασμό, θα πρέπει να χρησιμοποιηθούν οι ακριβείς ιδιότητες του φυσικού αερίου .Η στρατηγική μας θα είναι να συσχετίσουμε τον αριθμό των ανοιγμάτων ,N , και τις διαμέτρους τους, D, με βάση τον περιορισμό για τη φόρτιση ενός ανοίγματος. Διαλέγουμε ένα N και D που να ικανοποιούν αυτό τον περιορισμό. Έπειτα ελέγχω να δω αν ο περιορισμός του μήκους της φλόγας παραβιάζεται . Έχοντας ένα σχεδιασμό που ικανοποιεί αυτούς τους δύο περιορισμούς , θα ελέγξω να δω που ο συνολικός σχεδιασμός έχει φυσική έννοια .

Step 1. Εφαρμόζω τον περιορισμό της φόρτισης ανοίγματος . Η συνολική επιφάνεια του ανοίγματος είναι :

$$A_{tot}=N\pi D^2/4,$$

και ο περιορισμός είναι:

$$\frac{m_F \Delta h_c}{A_{tot}} = \frac{2200W}{A_{tot}(mm^2)} 10\frac{W}{mm^2}$$

έτσι ,

$$ND = \frac{4(2200)}{10\pi} = 280mm^2$$

Σε αυτό το σημείο εμείς μπορούμε να διαλέξουμε (περισσότερο ή λιγότερο αυθαιρέτως) μία τιμή για N ή D και να υπολογίσουμε το D (ή N) σαν μία πρώτη δοκιμή για το σχεδιασμό . Διαλέγοντας N=36 παίρνω D=2.79 mm .

Step 2 . Υπολογισμός ρυθμού ροής . Ο σχεδιασμός του ρυθμού απελευθέρωσης θερμότητας υπολογίζει τον ρυθμό ροής του καυσίμου

$$Q = 2200W = m_F \Delta h_c$$

$$m_F = \frac{2200W}{1{,}010{,}100\frac{j}{Kg}} = 4.4 \cdot 10^{-5}\frac{Kg}{s}$$

Ο κύριος αερισμός υπολογίζει το ρυθμό ροής του προαναμεμιγμένου αέρα με το καύσιμο:

$$m_{A,pri} = 0.40(\frac{A}{F})_{stoic} m_F$$

$$=0.40\cdot(17.1)\cdot 4.4\cdot 10^{-5}=3.01\cdot 10^{-4}\,\frac{Kg}{s}$$

Ο συνολικός ογκομετρικός ρυθμός ροής είναι :

$$Q_{tot}=(m_{A,pri}+m_F)/\overline{p}$$

Για να υπολογίσουμε το ρ εφαρμόζουμε τον νόμο των ιδανικών αερίων όπου το κύριο μοριακό βάρος είναι υπολογισμένο από τη σύνθεση του μίγματος αέρα καυσίμου :

$$X_{A,pri}=\frac{N_A}{N_A+N_F}=\frac{Z}{Z+1}$$

όπου Z είναι η κύρια μοριακή αναλογία αέρα καυσίμου:

Z=x+y/4)4.76(% aeration/100)
=(1+4/4)(4.76)(40/100)
=3.81

Έτσι,

$$X_{A,pri}=\frac{3.81}{3.81+1}=0.792$$

$$X_{F,pri}=1-X_A=0.208$$

$$MW_{mix}=0.792(28.85)+0.208(16.04)=26.19$$

$$\overline{p}=\frac{p}{\left(\frac{R_u}{MW_{mix}}\right)T}=\frac{101{,}325}{\left(\frac{8315}{26.19}\right)300}=1.064\frac{Kg}{m^3}$$

και

$$Q_{tot}=\frac{3.01\cdot 10^{-4}+4.4\cdot 10^{-5}}{1.064}=3.24\cdot 10^{-4}\,\frac{m^3}{s}$$

Step 3. Ελέγχουμε τον περιορισμό του μήκους της φλόγας . Ο ρυθμός ροής για κάθε άνοιγμα είναι:

$$Q_{port}=Q_{tot}/N=3.24\cdot 10^{-4}/36=9\cdot 10^{-6}\,\frac{m^3}{s}$$

Ο μοριακός ατμοσφαιρικός αέρας σε ακροφύσιο ρευστού στοιχειομετρικής αναλογίας , S , δίνεται από την εξίσωση 9.73 και ισοδυναμεί με :

$$S = \frac{1-\psi_{pri}}{\psi_{pri} + \frac{1}{S_{pure}}} = \frac{1-0.40}{0.40+\frac{1}{9.52}} = 1.19$$

Μπορούμε να υπολογίσουμε το μήκος της φλόγας χρησιμοποιώντας την εξίσωση 9.60:

$$L_f = 1330 \frac{Q_F (T_\infty / T_F)}{\ln(1+1/S)} =$$

$$= \frac{1330(9\cdot10^{-6})(300/300)}{\ln(1+1/1.19)} = 0.0196m$$

$$L_f = 19.6mm\,.$$

Ένα μήκος φλόγας 19.6 mm ικανοποιεί την απαίτηση μας που είναι L_f<20 mm .

Step 4. Ελέγχουμε την εφαρμοσιμότητα του σχεδιασμού . Αν βάλουμε 36 ανοίγματα σε ίσες αποστάσεις πάνω σε έναν κύκλο διαμέτρου 160 mm το διάστημα ανάμεσα στα ανοίγματα είναι :

$$l = r\cdot\theta = \frac{160}{2}(mm)\frac{2\pi}{36}(rad)$$

l=14 mm .

__Σχόλια:__ Αυτό το διάστημα φαίνεται λογικό , παρόλο που δεν είναι καθαρό αν η φλόγα θα σχηματιστεί ανεξάρτητα ή θα ανακατευτεί. Αν η φλόγα ανακατευτεί η μέθοδός μας υπολογισμού του ύψους της φλόγας δεν θα ισχύει . Εφόσον όλοι οι περιορισμοί ικανοποιούνται με τον σχηματισμό των 36 ανοιγμάτων , επανάληψη δεν απαιτείται.

Παράδειγμα 3

Θεωρείστε μία σταγόνα υγρού n-hexane (C_6H_{14}) εξατμιζόμενη σε ζέστη, διαμέτρου 500 μm , αδρανή άζωτο σε 1 atm . Η θερμοκρασία του αζώτου είναι 850 K . Υπολογίστε τον χρόνο ζωής της σταγόνας

του n-hexane , υποθέτοντας ότι η θερμοκρασία της σταγόνας είναι στο σημείο βρασμού της .

Λύση

Βρίσκουμε το t_d. Ο χρόνος ζωής της σταγόνας ισούται με:

$$t_d = D_0^2 / K$$

όπου

$$K = \frac{8K_g}{p_l c_{pg}} \cdot \ln(B_q + 1)$$

και

$$B_q = \frac{c_{pg}(t_\infty - T_{boil})}{h_{fg}}.$$

Οι ιδιότητες του n-hexane αποτιμήθηκαν σε:

$$\overline{T} = \frac{1}{2}(T_{boil} + T_\infty) = \frac{1}{2} \cdot (342+850) = 596K$$

Το σημείο βρασμού (T_{boil} =342K) βρέθηκε από το appendix B , Πίνακας B.1 όπως επίσης η πυκνότητα του υγρού και η θερμότητα εξάτμισής του . Η ειδική θερμότητα και η θερμική αγωγιμότητα του n-hexane βρέθηκαν από τους συντελεστές που παρέχονται στους πίνακες B.2 και B.3 .

$$c_{pg} = c_{p_{C_6H_{14}}}(\overline{T}) = 2872 \frac{j}{Kg \cdot K}$$

$$k_F = k_{C_6H_{14}}(\overline{T}) = 0.0495 \frac{W}{m \cdot K}$$

$$k_\infty = k_{N_2}(\overline{T})=0.0444\frac{W}{m\cdot K}$$

Η μέση κατάλληλη θερμική αγωγιμότητα είναι (εξίσωση 10.22):

$$k_g = 0.4(0.0495)+0.6(0.0444)=0.0464\frac{W}{m\cdot K}$$

Η θερμότητα ατμοποίησης του n-hexane και η πυκνότητα του υγρού είναι :

$$h_{fg} = 335{,}000\frac{j}{Kg}$$

$$p_l \approx 659\frac{Kg}{m^3}$$

Ο αδιάστατος αριθμός Β μπορεί να βρεθεί χρησιμοποιώντας τις ιδιότητες που υπολογίστηκαν παραπάνω:

$$B_q = \frac{2872(850-342)}{335{,}000} = 4.36$$

και η σταθερά ατμοποίησης Κ είναι:

$$K = \frac{8(0.0464)}{659(2872)}\ln(1+4.36)$$

$$=1.961\cdot 10^{-7}(1.679)=3.29\cdot 10^{-7}\frac{m^2}{s}.$$

Έτσι ο χρόνος ζωής της σταγόνας είναι:

$$\underline{t_d = {D_0}^2/K = \frac{(500\cdot 10^{-6})^2}{3.29\cdot 10^{-7}} = 0.76s}$$

Σχόλια: Τα αποτελέσματα του παραδείγματος μας δίνουν μία φυσική αίσθηση για τις κλίμακες χρόνου σχετικά με την ατμοποίηση των σταγόνων. Χρησιμοποιώντας την σταθερά ατμοποίησης που υπολογίστηκε παραπάνω, με $d \approx 50 \mu m$, το t_d είναι της τάξης των 10 ms . Σε πολλά συστήματα καύσης ψεκασμού , το μέσο μέγεθος των σταγόνων είναι της τάξης των 50 μm και μικρότερα .

Παράδειγμα 4

Υπολογίστε τις σταθερές Clausius Clapeyron , A και B , οι οποίες εμφανίζονται στη σχέση 10.64 , για n-hexane . Το σημείο βρασμού του n-hexane , σε 1 atm , είναι 342 K , η ενθαλπία ατμοποίησής τους είναι 334,922 j/kg , και το μοριακό βάρος τους είναι 86,178 .

Λύση

Για ένα ιδανικό αέριο , η σχέση Clausius Claperon μεταξύ της πίεσης αερίων ατμών και θερμοκρασίας είναι:

$$\frac{dP_v}{dT} = \frac{p_v h_{fg}}{RT^2},$$

Η παραπάνω σχέση μπορεί να χωρισθεί και να ολοκληρωθεί όπως παρακάτω:

$$\frac{dP_v}{P_v} = \frac{h_{fg} dT}{RT^2}$$

και

$$\ln P_v = -\frac{h_{fg}}{RT} + C$$

ή

$$P_v = \exp(C) \exp[\frac{-h_{fg}}{RT}],$$

Θέτοντας P_v=1atm και T=T_{boil} παίρνω:

$$\exp(C) = \exp[\frac{h_{fg}}{RT_{boil}}],$$

την οποία εμείς θεωρούμε σαν τη σταθερά Α . Θεωρώντας

$$B = h_{fg}/R,$$

Μπορούμε να υπολογίσουμε με νούμερα τις σταθερές Α και Β:

$$A = \exp\left[\frac{334{,}922}{\left(\frac{8315}{86.178}\right)342}\right]$$

$$\underline{A = 25{,}580 atm}$$

και

$$B = \frac{334{,}922}{\left(\frac{8315}{86.178}\right)}$$

<u>B=3471.2K</u>

Σχόλια: Για συνθήκες που δεν απέχουν πολύ από το σημείο βρασμού , η παραπάνω εξίσωση της πίεσης των αερίων ατμών, με τις υπολογιζόμενες τιμές των Α και Β, θα πρέπει να είναι μία εφικτή προσέγγιση.

Παράδειγμα 5

Θεωρούμε την καύση μιας σταγόνας n-heptane (C_7H_{16}) διαμέτρου 100 μm . Υπολογίστε (Α) τον ρυθμό καύσης της μάζας , (Β) τη θερμοκρασία της φλόγας και (C) το λόγο της ακτίνας της φλόγας προς την ακτίνα της σταγόνας για P=1atm και $T_\infty = 300K$. Υποθέτουμε αδρανές περιβάλλον και ότι η σταγόνα είναι στο σημείο βρασμού της .

Λύση

Θα δουλέψουμε με τις εξισώσεις 10.68 , 10.69 και 10.70 για να βρούμε τα m_F , T_f και r_1/r_2 , αντίστοιχα . Η πρώτη μας δουλεία είναι να υπολογίσουμε κατά μέσον όρο τις τιμές των ιδιοτήτων που απαιτούνται (Εξ. 10.76) . Από τις γνώσεις μας στο chapter 2 , παρατηρούμε ότι η θερμοκρασία της φλόγας θα είναι περίπου 2200K . Έτσι:

$$\overline{T} = 0.5(T_s + T_f) = 0.5(371.5+2200) \cong 1285K$$

όπου T_{boil} ($=T_S$) παίρνεται από τον πίνακα B.1
Από τα Appendices B και C , παίρνουμε:

$$k_{Ox}(\overline{T}) = 0.081\frac{W}{mK} \qquad \text{(Πίνακας C.1)}$$

$$k_F(\overline{T}) = k_F(1000K)\left(\frac{\overline{T}}{1000K}\right)^{1/2}$$

$$= 0.0971\left(\frac{1285}{1000}\right)^{1/2} = 0.110\frac{W}{mK} \qquad \text{(Πίνακας B.3)}$$

Εμείς χρησιμοποιούμε το $T^{½}$ για να ανάγουμε από τους 1000K στους 1285 . Έτσι:

$$k_g = 0.4(0.110) + 0.6(0.081) = 0.0926\frac{W}{mK}$$

και

$$c_{p,F}(\overline{T}) = 4.22\frac{kJ}{kgK}$$

$$h_{fg}(T_{boil}) = 316\frac{kJ}{kg}$$

$$\Delta h_c = 44{,}926\frac{kJ}{kg} .$$

Η στοιχειομετρική αναλογία αέρα καυσίμου , ν , είναι (Εξισώσεις 2.31 και 2.32)

$$v = (x + y/4)4.76\frac{MW_{Ox}}{MW_F}$$

$$= (7+16/4)(4.76)\frac{28.85}{100.20} = 15.08$$

Εμείς μπορούμε τώρα να υπολογίσουμε τον αριθμό μεταφοράς $B_{o,q}$,

$$B_{o,q} = \frac{\Delta h_c / v + c_{pg}(T_\infty - T_s)}{q_{i-l} + h_{fg}}$$

$$= \frac{\frac{44,926}{15.08} + 4.22(300 - 371.5)}{0 + 316} = 8.473\,,$$

όπου η θερμότητα της σταγόνας αγνοείται (q_{i-l}=0).

A. Ο ρυθμός καύσης της μάζας βρίσκεται από την εξίσωση 10.68:

$$m_F = \frac{4\pi k_g r_s}{c_{pg}} \ln(1 + B_{o,q})$$

$$= \frac{4\pi 0.0926\left(\frac{100 \cdot 10^{-6}}{2}\right)}{4220} \ln(1 + 8.473)$$

$$\underline{m_F = 3.10 \cdot 10^{-8} \frac{kg}{s}}$$

B. Τη θερμοκρασία της φλόγας την υπολογίζουμε από την εξ. 10.69:

$$T_f = \frac{q_{i-l} + h_{fg}}{c_{pg}(1+v)}(v B_{o,q} - 1) + T_s$$

$$= \frac{0 + 316}{4.22(1 + 15.08)}[15.08(8.473) - 1] + 371.5$$

$$= 590.4 + 371.5$$

$$\underline{T_f = 961.8K}$$

Αυτή η τιμή είναι πολύ χαμηλή . Δες σχόλια παρακάτω .

C . Η αδιάστατη ακτίνα της φλόγας μπορεί να υπολογιστεί από την εξίσωση 10.70 :

$$\frac{r_f}{r_s} = \frac{\ln[1 + B_{o,q}]}{\ln[(v+1)/v]} = \frac{\ln[1 + 8.473]}{\ln(16.08/15.08)}$$

$$\frac{r_f}{r_s} = 35$$

<u>Σχόλια</u> : Παρατηρούμε ότι η υπολογιζόμενη θερμοκρασία είναι μικρότερη από την υπόθεσή μας που είναι 2200 K . Δυστυχώς , πρόβλημα δεν έχει η υπόθεσή μας αλλά η απλουστευμένη θεωρία . Η επιλογή του $c_{pg}=c_{pF}(T)$ κάνει καλή δουλειά στην πρόβλεψη του m_F, εντούτοις η μεγάλη τιμή (c_{pF}=4.22kJ/kgK) είναι ακατάλληλη για

τον υπολογισμό του T_f. Μία πιο λογική επιλογή θα είναι να χρησιμοποιήσουμε η οποία είναι τυπική για τον αέρα (ή τα προϊόντα) . Για παράδειγμα , χρησιμοποιώντας $c_{pg}(T)=c_{p,air}$=1.187kJ/kgK
παίρνουμε T_f=2470 K μία πιο λογική θερμοκρασία .
Οι πειραματικές τιμές της αδιάστατης ακτίνας της φλόγας (≈10) είναι θεωρητικά μικρότερες από αυτή που υπολογίστηκε παραπάνω . Ο νόμος [15] υποδηλώνει ότι η υπάρχουσα συσσώρευση του ατμοποιημένου καυσίμου εξηγεί αυτή τη διαφορά . Παρά τις ατέλειες της θεωρίας , χρήσιμοι υπολογισμοί του ρυθμού καύσης και του χρόνου ζωής της σταγόνας , παρέχονται .

<u>Παράδειγμα 6</u>

Υπολογίστε το χρόνο ζωής της σταγόνας διαμέτρου 100 μm του παραδείγματος 10.3 . Πως τα αποτελέσματα μπορούν να συγκριθούν με αυτά για καθαρή ατμοποίηση (όχι φλόγα) με $T_\infty = 2200K$;

<u>Λύση</u>

Πρώτα θα υπολογίσουμε το σταθερό ρυθμό καύσης χρησιμοποιώντας μία πυκνότητα ρευστού 684 kg/m^3 (Πίνακας B.1) .

$$K = \frac{8K_g}{p_l c_{pg}} \ln(1 + B_{o,q})$$

$$= \frac{8(0.0926)}{684(4220)} \ln(1+8.473) = 5.77 \cdot 10^{-7} \frac{m^2}{s}$$

Ο χρόνος ζωής της καιγόμενης σταγόνας είναι (εξίσωση 10.75):

$$t_d = D_0^2 / K = (100 \cdot 10^{-6})^2 / 5.77 \cdot 10^{-7}$$

$$\underline{t_d = 0.0173 s} \ .$$

Για πρόβλημα καθαρής ατμοποίησης , χρησιμοποιούμε την ίδια έκφραση , για να υπολογίσουμε τα K και t_d . Εντούτοις , ο αριθμός μεταφοράς εκφράζεται (εξίσωση 10.12) ως :

$$B = \frac{c_{pg}(T_\infty - T_{boil})}{h_{fg}}$$

$$= \frac{4.220(2200 - 371.5)}{316} = 24.42 \, .$$

Ο σταθερός ρυθμός ατμοποίησης είναι έτσι $K = 8.30 \cdot 10^{-7} \frac{m^2}{s}$ και ο χρόνος ζωής της σταγόνας είναι :

$$\underline{t_d = 0.0120 s} \ .$$

<u>Σχόλια</u> : Εμείς περιμένουμε ο χρόνος ζωής της σταγόνας να είναι μεγαλύτερος για την περίπτωση της καθαρής ατμοποίησης όταν $T_f = T_\infty$. Εντούτοις , η θεωρητική θερμοκρασία της φλόγας η οποία είναι 961.8 K (Παράδειγμα 10.2) είναι μικρότερη από 2200 K . Χρησιμοποιώντας το μοντέλο της καθαρής ατμοποίησης με $T_\infty = 961.8K$, μας αποφέρει ένα προβλεπόμενο χρόνο ζωής της τάξης των 0.0178 s , ο οποίος είναι ελαφρά μεγαλύτερος από ότι για την καιγόμενη σταγόνα , όπως άλλωστε αναμένεται .

Παράδειγμα 7

Ένας βιομηχανικός αεροστρόβιλος ισχύος 3950 kW , που καίει φυσικό αέριο , έχει τις ακόλουθες προδιαγραφές :

Ροή αέρα : 15,9 Kg / s
F /A = 0,017
Πρωτεύων / δευτερεύων αέρας = 45 /55
Πίεση καυστήρα = 10,2 atm
Εσωτερική θερμοκρασία καυστήρα = 600 K
Θερμοκρασία κύριας ζώνης = 1900 K
Θερμοκρασία ζώνης διαλύματος = 1300 K

Όπως φαίνεται και στο σχήμα 11.5 οι καυστήρες των αεροστρόβιλων μπορούν να παρασταθούν με διάφορους τρόπους . Ο καυστήρας του στροβίλου στον όποιο αναφερόμαστε , απεικονίζεται ως σωληνοειδής , με 8 σωλήνες διαμέτρου 0,20 m ο καθένας . Ένας απλός καυστήρας , φαίνεται στο σχήμα 2.4 . Ο λόγος μήκους προς διάμετρο των σωλήνων , είναι 1,5 .

Υποθέτοντας ότι η σχετική τυρβώδης ένταση είναι περίπου 10 % και ότι η ολοκληρωμένη κλίμακας μήκους είναι περίπου ίση με το 1 / 10 της διαμέτρου των σωλήνων , υπολογίστε την κλίμακα μήκους Kolmogorov :

α) Στο εσωτερικό του καυστήρα
β) Εντός της κύριας ζώνης
γ) Στο τέλος της ζώνης διαλύματος

Λύση : Μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε την εξίσωση 11.9 , για να υπολογίσουμε την κλίμακα μήκους Kolmogorov l_k . Αυτό απαιτεί να προσδιορίσουμε πρώτα τον τυρβώδη αριθμό Reynolds , βασιζόμενοι στην ολοκληρωμένη κλίμακα l_o . Προκειμένου να υπολογίσουμε τη μέση ταχύτητα μέσω κάθε σωλήνα στις επιθυμητές τοποθεσίες , εφαρμόζουμε την ολική συνέχεια :

$$v_i = \frac{m_i'}{\rho_j \mathrm{A}} \qquad \textbf{(1)}$$

όπου ο δείκτης j δηλώνει την θέση . Οι ροές στις 3 θέσεις , μπορούν να υπολογιστούν :

$$m_i = \frac{(\kappa\lambda\alpha\sigma\mu\alpha.\tau o\upsilon.\alpha\varepsilon\rho\alpha.\sigma\tau\eta.\vartheta\varepsilon\sigma\eta)m_{\mathrm{A}}' + (F/A)m_{\mathrm{A}}'}{(\alpha\rho\iota\vartheta\mu o\varsigma.\sigma\omega\lambda\eta\nu\omega\nu)}$$

Έτσι στο εσωτερικό του καυστήρα και εντός της κύριας ζώνης

$$m_i = m_{ii} = \frac{0{,}45(15{,}9)+0{,}017(15{,}9)}{8} = 0{,}928 Kg/s$$

Στο τέλος της ζώνης διαλύματος, δηλ. στο εσωτερικό του στροβίλου :

$$m_{iii} = \frac{1{,}0(15{,}9)+0{,}017(15{,}9)}{8} = 2{,}02 Kg/s$$

Η επιφάνεια της ροής, είναι :

$$A = \frac{\pi d^2}{4} = \frac{\pi (0{,}20)^2}{4} = 0{,}0314 m^2$$

Οι πυκνότητες σε κάθε θέση, υπολογίζονται χρησιμοποιώντας το νόμο των ιδανικών αερίων με τις ιδιότητες του αέρα :

$$\rho_j = \frac{P}{(R_u/MW)T_j}$$

Επομένως :

$$\rho_i = \frac{10{,}2(101{,}325)}{(8315/28{,}85)600} = 5{,}97 Kg/m^3$$

$$\rho_{ii} = \rho_i \frac{T_i}{T_{ii}} = 5{,}97 \frac{600}{1900} = 1{,}89 Kg/m^3$$

$$\rho_{iii} = \rho_i \frac{T_i}{T_{iii}} = 5{,}97 \frac{600}{1300} = 2{,}76 Kg/m^3$$

Από την εξίσωση 1, υπολογίζουμε τις ταχύτητες :

$$v_i = \frac{m_i'}{\rho_i \mathrm{A}} = \frac{0{,}928}{5{,}97(0{,}0314)} = 4{,}95 m/s$$

$$v_{ii} = \frac{0{,}928}{1{,}89(0{,}0314)} = 15{,}6 m/s$$

$$v_{iii} = \frac{2{,}02}{2{,}76(0{,}0314)} = 23{,}3 m/s$$

Στη συνέχεια υπολογίζουμε τους αριθμούς Reynolds, βασιζόμενοι στη μέση ροή και στις τυρβώδεις ποσότητες :

$$Re_{L,i} = \frac{\rho_i v_i D}{\mu_I} = \frac{5{,}97(4{,}95)(0{,}20)}{305{,}8{\cdot}10^{-7}} = 1{,}93{\cdot}10^{5}$$

$$Re_{L,ii} = \frac{1{,}86(15{,}6)(0{,}20)}{663{\cdot}10^{-7}} = 8{,}89{\cdot}10^{4}$$

$$Re_{L,iii} = \frac{2{,}76(23{,}3)(0{,}20)}{496{\cdot}10^{-7}} = 2{,}59{\cdot}10^{5}$$

$$Re_{l_0,i} = \frac{\rho_i v'_{rms} l_o}{\mu_i} = \frac{5{,}97(0{,}1)(4{,}95)(\frac{0{,}20}{10})}{305{,}8{\cdot}10^{-7}} = 1930$$

$$Re_{l_o,ii} = \frac{1{,}89(0{,}1)(15{,}6)(\frac{0{,}20}{10})}{663{\cdot}10^{-7}} = 889$$

$$Re_{l_o,iii} = \frac{2{,}76(0{,}1)(23{,}3)(\frac{0{,}20}{10})}{496{\cdot}10^{-7}} = 2590$$

Στα παραπάνω , οι τιμές του ιξώδους στρογγυλοποιούνται στις αντίστοιχες του αέρα , $v_{rms} = 0{,}1v$ και $l_o = L/10$. Η κλίμακα Kolmogorov , υπολογίζεται τώρα από την εξίσωση 11.9 :

$$l_{k,i} = l_o Re_{l_o,i} = \frac{20mm}{10}(1930)^{-0{,}75} = 0{,}069mm$$

$$l_{k,ii} = \frac{20mm}{10}(889)^{-0{,}75} = 0{,}123mm$$

$$l_{k,iii} = \frac{20mm}{10}(2590)^{-0{,}75} = 0{,}055mm$$

ΣΧΟΛΙΑ : Παρατηρούμε , ότι στη συγκεκριμένη άσκηση η κλίμακα Kolmogorov είναι αρκετά μικρή , της τάξης του 0,1 mm , με τη μικρότερη στο εσωτερικό του στροβίλου .

Για τυρβώδεις ροές σε κυκλικούς σωλήνες , η κατανομή του μήκους μίξης που δίνεται από τον Nikurasde συχνά εφαρμόζεται :

$$l_m / R_o = 0{,}14 - 0{,}08(r / R_o)^2 - 0{,}06 (r / R_o)^4 ,$$

όπου R_o είναι η ακτίνα του σωλήνα. Με τον προσδιορισμό των μηκών μίξης, είμαστε τώρα σε θέση να επιλύσουμε τις κυριαρχούντες εξισώσεις και να αποδώσουμε τα πεδία ταχυτήτων για το παράδειγμά μας, το jet.

Παράδειγμα 8

Προσδιορίστε μια αριθμητική τιμή για το ιξώδες $\mu_{τυρβ.}$, για μια ελεύθερη δέσμη αέρα σε μια αξονική θέση, όπου η μέση κεντρική ταχύτητα έχει πέσει στο 60 % της αρχικής ταχύτητας, δηλ. $v_{x,0} / v_e = 0,6$.

Το πλάτος της δέσμης, $\delta_{99\%}$, σε αυτή τη θέση είναι 15 cm. Η αρχική ταχύτητα της δέσμης, είναι 70 m / s. Η πίεση είναι 1 atm και η θερμοκρασία 300 K. Επίσης, συγκρίνετε το τυρβώδες ιξώδες με το μοριακό (στρωτό) ιξώδες.

Λύση : Προκειμένου να προσδιορίσουμε το $\mu_{τυρβ.}$, χρησιμοποιούμε την εξίσωση προσδιορισμού 11.28, μαζί με την εξίσωση 11.29 που προσδιορίζει το μήκος μίξης της δέσμης. Ξεκινάμε, υπολογίζοντας το μήκος μίξης:

$$l_m = 0,075\delta_{99\%} = 0,075(0,15) = 0,01125 \text{ m}$$

Στη συνέχεια, προσδιορίζουμε την πυκνότητα μέσω του νόμου των ιδανικών αερίων:

$$\rho = \frac{P}{(R_u / M\mathrm{B})T} = \frac{101,325}{(8315/28,85)300} = 1,17\, Kg/m^3$$

Το τυρβώδες ιξώδες, είναι (εξίσωση 11.28):

$$\mu_{τυρβ.} = 0,1365\rho l_m (v_{x,max} - v_{x,min}) =$$

$$= 0,1365 \,(1,17)\, (0,01125)\, [\, 0,6\, (70) - 0] = 0,0755$$

Ελέγχουμε τις μονάδες:

$$\mu_{τυρβ}[=]\frac{Kg}{m^3}(m)(\frac{m}{s}) = \frac{(\frac{Ns^2}{m})}{m^3}(m)(\frac{m}{s}) = \frac{Ns}{m^2}$$

$$\mu_{τυρβ} = 0,0755 Ns/m^2$$

Από τον πίνακα C.1, το μοριακό ιξώδες του αέρα στους 300 K, είναι $184,6 \cdot 10^{-7}$ Ns / m^2. Έτσι:

$$\frac{\mu_{\tau\upsilon\rho\beta}}{\mu_{\sigma\tau\rho}} = \frac{0,0755}{184,6 \cdot 10^{-7}} = 4090$$

Παρατηρήσεις : Οι παραπάνω υπολογισμοί , φανερώνουν ότι το τυρβώδες ιξώδες , κυριαρχεί του αντίστοιχου στρωτού ιξώδους , δηλ. $\mu_{eff} \cong \mu_{\tau\upsilon\rho\beta}$.
Παρατηρούμε επίσης , ότι το πλάτος της δέσμης είναι περίπου 13 ($\delta_{99\%}/ l_m$ = 1 / 0,075) μήκη μίξης .

Παράδειγμα 9

Θεωρείστε τη μέτρηση ταχυτήτων τυρβώδους φλόγας . Ένα μίγμα αέρα - καυσίμου , περνάει μέσω ενός καναλιού 40*40 mm^2 , με τη φλόγα στην έξοδο του καναλιού κατά μήκος των τοιχωμάτων της οροφής και του πυθμένα , όπως φαίνεται στο σχήμα . Πλευρικά τοιχώματα από κουάρτς περικλείουν τη φλόγα πέρα από την έξοδο , ενώ η οροφή και ο πυθμένας είναι ανοιχτοί στο εργαστήριο . Για μια μέση ταχύτητα ροής 68 m / s , η σφηνοειδής φλόγα έχει μια περικλείουσα γωνία $13,5^o$, όπως έχει εκτιμηθεί από φωτογραφίες . Εκτιμείστε την τυρβώδη ταχύτητα καύσης , στις παραπάνω συνθήκες . Οι ιδιότητες του άκαυστου μίγματος , είναι :

T= 293 K
P = 1 atm
M.B = 29 Kg / Kmol

Λύση : Η εξίσωση 12.1 , μπορεί να εφαρμοστεί άμεσα , προκειμένου να υπολογίσουμε την τυρβώδη ταχύτητα καύσης . Η παροχή μάζας των αντιδρώντων , είναι :

$$m = \rho_u A_{\sigma\omega\lambda\acute{\eta}\nu\alpha} v_{\sigma\omega\lambda\acute{\eta}\nu\alpha} =$$
$$= 1,206\ (0,04)^2\ 68 = 0,131 \text{ Kg / s}$$

Η πυκνότητα των αντιδρώντων , υπολογίζεται από το νόμο των ιδανικών αερίων :

$$\rho_u = \frac{P}{RT} = \frac{101,325}{(8315/29)293} = 1,206 Kg/m^3$$

Από τη γεωμετρία της φλόγας (σφηνοειδής) , εκτιμούμε τη φαινομενική της επιφάνεια , A , υπολογίζοντας το μήκος του μετώπου της φλόγας , L :

$$\frac{h/2}{L} = \sin(\frac{13,5^o}{2}) \Rightarrow L = \frac{h/2}{\sin 6,75^o} = \frac{(0,04)/2}{\sin 6,75^o} = 0,17m$$

Έτσι :

A = 2 * πλάτος * μήκος = 2 (0,04) 0,17 = 0,0136 m^2

Επομένως , η τυρβώδης ταχύτητα καύσης , είναι :

$$S_t = \frac{m'}{\mathrm{A}\rho_u} = \frac{0{,}131}{0{,}0136(1{,}206)} = 8{,}0 m/s$$

Παρατηρήσεις : Προσέξτε , ότι υπολογίσαμε μια μέση τυρβώδη ταχύτητα καύσης , για ολόκληρη τη φλόγα . Οι συνεπαγόμενες υποθέσεις , ότι η φλόγα είναι τέλεια σφηνοειδής και ότι το άκαυστο μίγμα εισέρχεται στη ζώνη αντίδρασης με μια ομοιόμορφη ταχύτητα, είναι μόνο προσεγγίσεις . Έτσι , τοπικές στρωτές ταχύτητες της φλόγας , μπορεί να διαφέρουν από την υπολογισθείσα μέση ταχύτητα .

Παράδειγμα 10α

Υπολογίστε τον αριθμό Damkohler και το λόγο της κλίμακας μήκους Kolmogorov προς το πάχος της στρωτής φλόγας , για τις συνθήκες που επικρατούν στον καυστήρα ενός αεροστροβίλου γενικής χρήσης . Τι συνθήκες φλόγας , επικρατούν ; Υποθέστε ότι η θερμοκρασία του άκαυστου αερίου είναι 650 K , του καμένου αερίου 2000 K , η πίεση 15 atm , η μέση ταχύτητα 100 m / s , ο λόγος ισοδυναμίας είναι μονάδα , οι ιδιότητες του καυσίμου είναι αυτές του ισοοκτανίου και η διάμετρος των σωλήνων του καυστήρα είναι 0,3 m . Υποθέστε μια σχετική τυρβώδη ένταση 10 % και μια ολοκληρωμένη κλίμακα ίση με το 1 / 10 της διαμέτρου των σωλήνων . Θεωρείστε ότι ο αέρας και το καύσιμο , είναι προανεμιγμένα .

Λύση : Ο αριθμός Damkohler , εκτιμάται από την εξίσωση 12.4 , όπου ο χαρακτηριστικός χρόνος ροής , είναι :

$$\tau_{\rho o \eta \varsigma} = \frac{l_o}{v'_{rms}} = \frac{D/10}{0{,}10 v} = \frac{0{,}30/10}{0{,}10(100)} \Rightarrow \tau_{\rho o \eta \varsigma} = 0{,}003 s$$

ή $\tau_{\rho o \eta \varsigma} = 3$ ms

και ο χαρακτηριστικός χημικός χρόνος , είναι δ_L / S_L . Προκειμένου να υπολογίσουμε το χημικό χρόνο , θα χρησιμοποιήσουμε τις συσχετίσεις της στρωτής ταχύτητας της φλόγας του κεφαλαίου 8 για να βρούμε το S_L και το αποτέλεσμα της απλής θεωρίας (εξίσωση 8.21b) για να εκτιμήσουμε το στρωτό πάχος της φλόγας δ_L . Ακολουθώντας τη διαδικασία του παραδείγματος 8.3 , υπολογίζουμε τη στρωτή ταχύτητα της φλόγας , θεωρώντας ότι το καύσιμο καίγεται όμοια με το ισοοκτάνιο :

$$S_L = S_{L,ref} \left(\frac{T_u}{T_{u,ref}}\right)^{\gamma} \left(\frac{P}{P_{ref}}\right)^{\beta} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow S_L = 24{,}9 \left(\frac{650}{298}\right)^{2{,}18} \left(\frac{15}{1}\right)^{-0{,}16} = 88{,}4 cm/s$$

Το στρωτό πάχος της φλόγας (εξίσωση 8.21b) , είναι :

$$\delta \cong 2\alpha / S_L$$

Η θερμική διαχυτότητα εκτιμάται στη μέση θερμοκρασία , 0,5 (T_b + T_u) = 1325 K , χρησιμοποιώντας τις ιδιότητες του αέρα (Πίνακας C.1) και διορθωμένες για την υπερυψωμένη πίεση ,

$$\alpha = 254 \cdot 10^{-6} (\frac{1atm}{15atm}) = 1,7 \cdot 10^{-5} m^2 / s$$

Έτσι :

$$\delta_L \approx 2(1,7 \cdot 10^{-5})/0,884 = 3,85 \cdot 10^{-5} m \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \delta_L \approx 0,039mm$$

Επομένως , ο χαρακτηριστικός χημικός χρόνος , είναι :

$$\tau_{chem} = \frac{\delta_L}{S_L} = \frac{3,85 \cdot 10^{-5}}{0,884} = 4,4 \cdot 10^{-5} s = 0,0435ms$$

Ο αριθμός Damkohler , είναι :

$$Da = \frac{\tau_{\rho o \eta \varsigma}}{\tau_{chem}} = \frac{3ms}{0,0435ms} = 69$$

Αφότου υπολογίσουμε τον Re_{lo} , μπορούμε να τοποθετήσουμε ένα σημείο στο σχήμα 12.8 :

$$Re_{lo} = \frac{\rho v'_{rms} lo}{\mu} = \frac{(P/RT_b)(0,1v)(D/10)}{\mu_b} = \frac{15(101,325)/[(288,3)(2000)](0,1)100(0,30/10)}{689 \cdot 10^7} =$$
$$= 11,477$$

Αυτό αντιστοιχεί σε $l_K / \delta_L \approx 1$ από το σχήμα 12.8 και πέφτει πάνω στο όριο μεταξύ της περιοχής της ‘ζαρωμένης’ φλόγας και της περιοχής των δινών . Μπορούμε να εκτιμήσουμε το λόγο l_K / δ_L με μεγαλύτερη ακρίβεια , υπολογίζοντας το l_K από την εξίσωση 11.9 , όπως στο παράδειγμα 11.1 :

$$l_K = l_o \, Re_{lo}^{3/4} = (\frac{0,30}{10})(11,477)^{0,75} = 27 \cdot 10^5 m$$

$$l_K / \delta_L = 2,7 \cdot 10^5 / 3,85 \cdot 10^5 = 0,70 \approx 1$$

Το παραπάνω αποτέλεσμα , επιβεβαιώνει τις εκτιμήσεις στις οποίες καταλήξαμε από τη γραφική παράσταση .

Παρατηρήσεις : Στο σχήμα 12.8 , οι συνθήκες του στροβίλου του παραδείγματος μας , πέφτουν ακριβώς στο δεξιό άκρο του κουτιού που παριστάνει τις συνθήκες παλινδρομικής μηχανής . Έτσι , βλέπουμε ότι οι περιοχές της τυρβώδους καύσης των δυο μηχανών , δεν απέχουν σημαντικά . Βλέπουμε επίσης , ότι η εκτίμησή μας όσον αφορά τη μέση θερμική διαχυτότητα , βασίστηκε σε μια πυκνότητα αποτιμημένη στη μέση θερμοκρασία , αντί για την πυκνότητα του άκαυστου αερίου , όπως θεωρητικά συζητήθηκε στο κεφάλαιο 8 . Η χρησιμοποίηση της ρ_u αντί της $\rho(T)$, έχει ως αποτέλεσμα ένα $\alpha = 8{,}8 * 10^6\ m^2 / s$, που είναι περίπου 50 % μεγαλύτερο από το υπολογισθέν παραπάνω . Ανεξάρτητα από ποια τιμή χρησιμοποιείται για το $\alpha(T)$, εκτιμάμε ότι οι συνθήκες είναι κοντά στο όριο μεταξύ της 'ζαρωμένης' φλόγας και της περιοχής των δινών .

Παράδειγμα 10β

Laser Doppler ανεμομετρία , χρησιμοποιείται για τη μέτρηση της μέσης και της διακυμενόμενης ταχύτητας σε μια ειδικά εξοπλισμένη μηχανή S.I . Εκτιμήστε την ταχύτητα της τυρβώδους φλόγας , για τις ακόλουθες συνθήκες : $v'_{rms} = 3 m/s$, P = 5 atm , $T_u = 500\ ^0C$ και φ = 1 (προπάνιο - αέρας) . Το κλάσμα μάζας των υπολοίπων καυσαερίων , αναμεμιγμένων με φρέσκο φορτίο ,είναι 0,9 .

Λύση : Θα εφαρμόσουμε τις θεωρητικές σχέσεις του Klimov (εξίσωση 12.9) και του Damkholer (εξίσωση 12.9) , προκειμένου να εκτιμήσουμε την τυρβώδη ταχύτητα της καύσης . Και οι δυο σχέσεις , απαιτούν μια τιμή για τη στρωτή ταχύτητα της φλόγας S_L για να υπολογιστεί η S_t . Έτσι , εφαρμόζουμε αρχικά τις σχέσεις του κεφαλαίου 8 για να υπολογίσουμε την S_t (εξίσωση 8.28) :

$$S_{L,ref} = B_M + B_2 (\Phi - 1{,}08)^2 =$$

$$= 33{,}33 - 138{,}65 (1 - 1{,}08)^2 = 32{,}44\ cm / s$$

$$S_L = 32{,}44\left(\frac{T_u}{T_{u,ref}}\right)^{\gamma}\left(\frac{P}{P_{ref}}\right)^{\beta}(1-2{,}1Y_{dil}) =$$

$$= 32{,}44\left(\frac{773}{298}\right)^{2,18}\left(\frac{5}{1}\right)^{-0,16}[1-2{,}1(0{,}09)] = 162{,}4 cm/s$$

Έτσι :

$$\frac{v'_{rms}}{S_L} = \frac{3}{1{,}62} = 1{,}85$$

Από την εξίσωση , 12.9 :

$$S_t = 3,5 S_L \left(\frac{v'_{rms}}{S_L}\right)^{0,7} = 3,5(1,67)(1,8)^{0,7} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow S_t = 8,8 m/s$$

Ή από την εξίσωση 12.7 :

$$S_t = S_L + v'_{rms} = 1,67 + 3 \Rightarrow$$

$$\Rightarrow S_t = 4,7 m/s$$

Παρατηρήσεις : Παρατηρούμε ότι η τιμή που προκύπτει από τη μια θεωρία , είναι περίπου διπλάσια από την τιμή που προκύπτει από την άλλη . Επίσης , αφού ο λόγος v'_{rms}/S_L είναι μόνο 1,8 , δεν είναι φανερό ότι η συνθήκη $v'_{rms}/S_L >> 1$ για την εξίσωση 12.9 εκπληρούται .

<u>Παράδειγμα 11</u>

Εκτιμήστε το μήκος της φλόγας , για μια δέσμη φλόγας προπανίου , σε ατμοσφαιρικές συνθήκες (P = 1 atm , $T_\infty = 300K$) . Η παροχή μάζας του προπανίου , είναι $3,66{*}10^3$ Kg / s και η διάμετρος εξόδου του ακροφυσίου , είναι 6,17 mm . Υποθέστε ότι η πυκνότητα του προπανίου στην έξοδο του ακροφυσίου , είναι 1,854 Kg / m^3 .

Λύση : Θα χρησιμοποιήσουμε τις σχέσεις του Delichatsios (εξισώσεις 13.10 και 13.11) , προκειμένου να υπολογίσουμε το μήκος της φλόγας του προπανίου . Πρώτα απαιτείται να προσδιορίσουμε τον αριθμό Froude Fr_f , της φλόγας . Οι ιδιότητες που απαιτούνται είναι οι ακόλουθες :

$$\rho_\infty = \rho_{air} = 1,1614 Kg/m^3$$

$$T_f \cong T_{ad} = 2267 K$$

$$f_s = \frac{1}{(A/F)_{stoich} + 1} = \frac{1}{15,57 + 1} = 0,06035$$

Η στοιχειομετρική αναλογία αέρα - καυσίμου , υπολογίζεται από την εξίσωση 2.32 . Η ταχύτητα εξόδου του ακροφυσίου , υπολογίζεται από τη ροή μάζας :

$$v_e = \frac{m'_e}{\rho_e \pi d_j^{\,2}/4} =$$

$$= \frac{3{,}66{\cdot}10^{-3}}{1{,}854\pi(0{,}00617)^2/4} = 66{,}1 m/s$$

Τώρα έχουμε όλες τις απαραίτητες πληροφορίες, προκειμένου να υπολογίσουμε τον αριθμό Fr_f (εξίσωση 13.7) :

$$Fr_f = \frac{v_e f_s^{\;3/2}}{(\frac{\rho_e}{\rho_\infty})^{1/4}(\frac{T_f - T_\infty}{T_\infty} g d_j)^{1/2}} =$$

$$= \frac{66{,}1(0{,}06035)^{1{,}5}}{(\frac{1{,}854}{1{,}1614})^{0{,}25}[(\frac{2267-300}{300})9{,}81(0{,}00617)]^{0{,}5}} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow Fr_f = 1{,}386$$

Αφού $Fr_f < 5$, χρησιμοποιούμε την εξίσωση 13.10 , προκειμένου να υπολογίσουμε το αδιάστατο μήκος της φλόγας , L^* :

$$L^* = \frac{13{,}5 Fr_f^{\;2/5}}{(1+0{,}07 Fr_f^{\;2})^{1{,}5}} =$$

$$= \frac{13{,}5(1{,}386)^{0{,}4}}{[1+0{,}07(1{,}386)^2]^{0{,}2}} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow L^* = 15{,}0$$

Από τον ορισμό των L^* (εξίσωση 13.9) και d^*_j (εξίσωση 13.8) , προσδιορίζουμε το πραγματικό μήκος της φλόγας σε μέτρα :

$$d_j^{\,*} = d_j(\frac{\rho_e}{\rho_\infty})^{1/2} = 0{,}00617(\frac{1{,}854}{1{,}1614})^{0{,}5} = 0{,}0078 m$$

και :

$$L_f = \frac{L^* d_j^*}{f_s} = \frac{15,0(0,0078)}{0,06035} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow L_f = 1,94m$$

ή :

$$L_f / d_j = 314$$

Παρατηρήσεις : Από την εξίσωση 13.9 , παρατηρούμε ότι η συγκεκριμένη φλόγα βρίσκεται στη μικτή περιοχή , όπου τόσο η αρχική ροή ορμής , όσο και η παραγόμενη από τη φλόγα άνωση , είναι σημαντικές . Είναι επίσης ενδιαφέρον να προσέξουμε ότι το μήκος της φλόγας που προβλέψαμε παραπάνω , είναι λίγο μικρότερο αλλά αρκετά κοντά , στο μετρούμενο ορατό μήκος της φλόγας
($L_f / d_j = 341$) στο Ref. [14] . Το γεγονός ότι το μήκος της φλόγας που υπολογίζεται από την εξίσωση 13.10 , είναι μικρότερο από το μετρούμενο , εξηγείται από τις διαφορετικές πειραματικές τεχνικές που χρησιμοποιούνται για τον προσδιορισμό του L_f .

<u>Παράδειγμα 12</u>

Για την ίδια ροή θερμότητας και την ίδια διάμετρο εξόδου του ακροφυσίου με το παράδειγμα 13.1 , προσδιορίστε το μήκος της φλόγας όταν το καύσιμο είναι μεθάνιο και συγκρίνετε με το μήκος της φλόγας του προπανίου . Η πυκνότητα του μεθανίου είναι , 0,6565 Kg / m^3 .

Λύση : Μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε την ίδια διαδικασία με το παράδειγμα 13.1 για να προσδιορίσουμε το L_f , αλλά πρώτα θα πρέπει να βρούμε το ρυθμό ροής του μεθανίου . Αφού και οι δυο φλόγες απελευθερώνουν την ίδια χημική ενέργεια :

$$m'_{ch_4} LHV_{CH_4} = m'_{C_3H_8} LHV_{C_3H_8}$$

Χρησιμοποιώντας τις χαμηλότερες θερμογόνους από τον πίνακα Β.1 , υπολογίζουμε το ρυθμό ροής του μεθανίου :

$$m'_{CH_A} = m'_{C_3H_8} \frac{LHV_{C_3H_8}}{LHV_{CH_4}} = 3,66 \cdot 10^{-3} \frac{46,357}{50,016} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow m'_{CH_4} = 3,39 \cdot 10^{-3} \, Kg/s$$

Ακολουθώντας τη διαδικασία του παραδείγματος 13.1 , έχουμε :

$$\rho_{\infty} = 1{,}1614 Kg/m^3$$

$$T_f = 2226K$$

$$f_s = 0{,}0552$$

$$v_e = 172{,}7 \text{ m/s}$$

Χρησιμοποιώντας τις παραπάνω τιμές , με τις εξισώσεις 13.7 - 13.10 , έχουμε :

$$Fr_f = 4{,}154$$

$$L^* = 20{,}36$$

$$d^*_j = 0{,}0046 \text{ m}$$

Έτσι :

$$L_f = 1{,}71 \text{ m}$$

$$L_f / d_j = 277$$

Συγκρίνοντας το μήκος φλόγας του μεθανίου , με το αντίστοιχο του προπανίου , έχουμε :

$$\frac{L_{fCH_4}}{L_{fC_3H_8}} = \frac{1{,}71}{1{,}94} = 0{,}88$$

Βλέπουμε ότι η φλόγα του μεθανίου είναι μόνο 12% πιο κοντή .

Παρατηρήσεις : Πού οφείλεται το γεγονός ότι η φλόγα του μεθανίου είναι πιο κοντή ; Αρχικά παρατηρούμε ότι η φλόγα του μεθανίου είναι πιο momentum controlled ($Fr_{f,CH4} > Fr_{f,C3H8}$) , που σημαίνει μεγαλύτερο αδιάστατο μήκος φλόγας ($L^*_{CH4} = 20{,}36$, ενώ $L^*_{C3H8} = 15{,}0$) . Παρ΄ όλα αυτά , η χαμηλότερη πυκνότητα του μεθανίου έχει ως αποτέλεσμα μια αρκετά μικρότερη διάμετρο ορμής ($d^*_{j,CH4} = 0{,}0046$ m , ενώ $d^*_{j,C3H8} = 0{,}0078$ m) . Αυτή η μικρότερη διάμετρος , είναι ο σημαντικότερος παράγοντας που ευθύνεται για την κοντότερη φλόγα του μεθανίου και υπερακοντίζει την μικρή αντιτιθέμενη διαφορά στις στοιχιομετρίες .