

ΣΤΡΩΤΕΣ ΦΛΟΓΕΣ ΔΙΑΧΥΣΗΣ

ΔΙΔΑΣΚΩΝ: ΣΟΥΦΛΑΣ ΚΩΝΣΤΑΝΤΙΝΟΣ



Φλόγες

Στρωτές

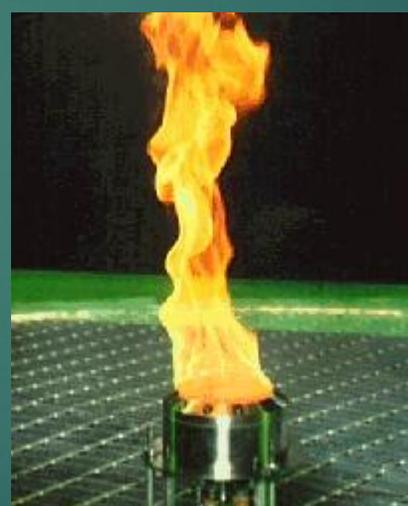
Τυρβώδεις

Διάχυσης

Προανάμειξης

Διάχυσης

Προανάμειξης



Γενικές Παρατηρήσεις

Σε μια **φλόγα διάχυσης** (diffusion flame), τα ρεύματα **καυσίμου** και **οξειδωτικού** μέσου εισάγονται ανεξάρτητα στην περιοχή καύσης, όπου πραγματοποιείται η διεργασία της ανάμειξης μέσω μοριακής και τυρβώδους διάχυσης.

Στην περίπτωση αυτή, οι χημικές αντιδράσεις λαμβάνουν χώρα συνήθως σε μια λεπτή **ζώνη αντίδρασης**, η οποία διαχωρίζει τα ρεύματα των αντιδρώντων.

Σε αντίθεση με τις φλόγες προανάμειξης, **τα χαρακτηριστικά των φλογών διάχυσης και ο αντίστοιχος ρυθμός κατανάλωσης του καυσίμου καθορίζονται κυρίως από τη διεργασία της ανάμειξης, καθώς ο ρυθμός ανάμειξης των αντιδρώντων (μεταφορά μάζας) είναι πολύ μικρότερος του ρυθμού εξέλιξης των χημικών αντιδράσεων.**

Δεδομένου ότι φαινόμενα διάχυσης εμφανίζονται και στις φλόγες προανάμειξης, αντί του όρου φλόγα διάχυσης χρησιμοποιείται εναλλακτικά και ο όρος **μη-προαναμειγμένη φλόγα (non-premixed flame).**

Γενικές Παρατηρήσεις

Ο πιο συνηθισμένος τύπος καύσης στη φύση και σε πρακτικές εφαρμογές:

∅ Δασικές πυρκαγιές

∅ Πυρκαγιές σε υγρά καύσιμα (pool fires)

∅ Πυρκαγιές σε κτίρια

∅ Καύση κεριού, ξύλου, άνθρακα

∅ κ.λπ.

∅ Diesel Engines

∅ Jet Engines

∅ Rockets

∅ Φούρνοι

∅ κ.λπ.

Γενικές Παρατηρήσεις

Πλεονεκτήματα χρήσης μη-προαναμεμιγμένων φλογών (NPFs) σε κινητήρες:

- Μπορούν να χρησιμοποιηθούν υγρά καύσιμα
- Μπορούν να χρησιμοποιηθούν στερεά καύσιμα
- Δεν απαιτείται ανάμειξη, απλοποιώντας τον σχεδιασμό και μειώνοντας το κόστος
- Οι NPF δεν μπορούν να εξαπλωθούν προς τις γραμμές παροχής καυσίμου (οι PF μπορούν να προκαλέσουν οπισθοχώρηση της φλόγας «flashback»)

Μειονεκτήματα χρήσης NPFs σε κινητήρες:

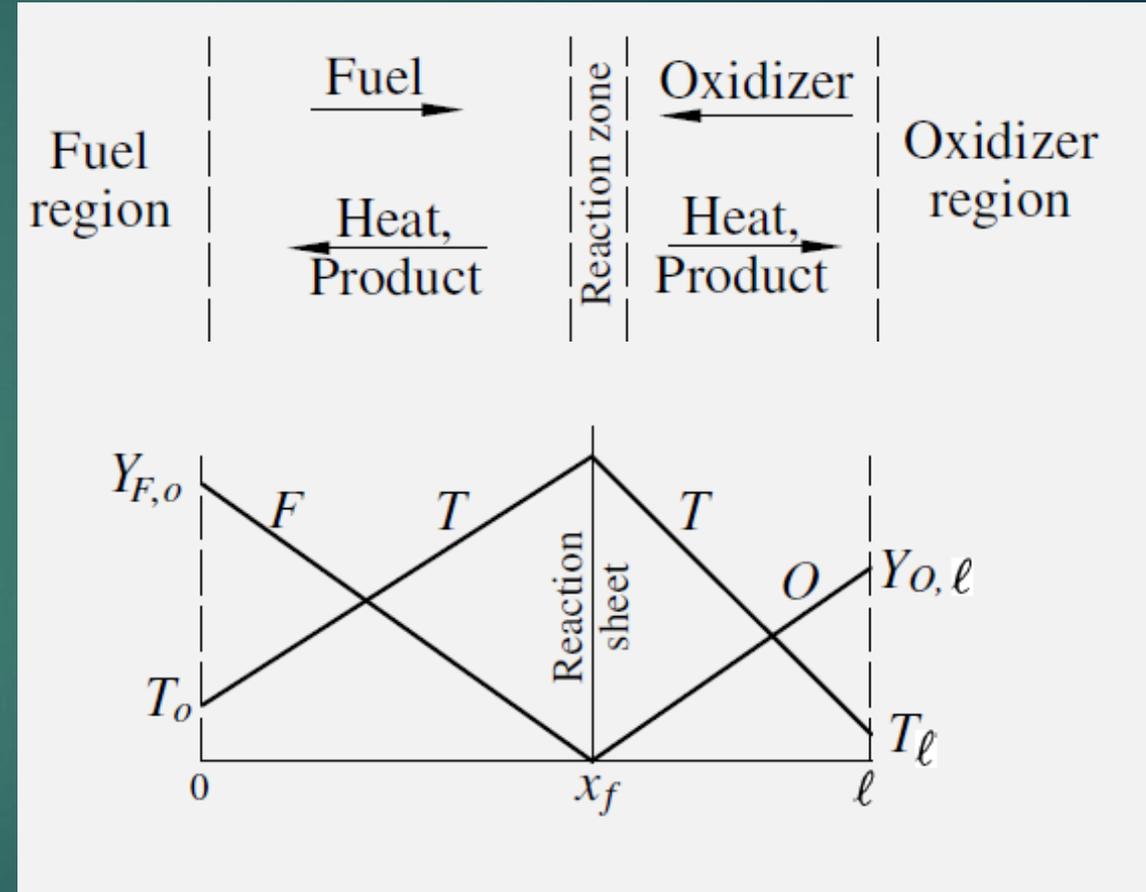
- Μειωμένη αντοχή σε απόσβεση
- Η θερμοκρασία είναι υψηλή (δεν μπορεί εύκολα να ελεγχθεί)
- Σημαντικές εκπομπές NOx και αιθάλης
- Οι εκπομπές σωματιδίων

Γενικές Παρατηρήσεις

Γενική δομή:

Λεπτή ζώνη αντίδρασης που διαχωρίζει μία ευρεία ζώνη πλούσια σε καύσιμο από μία ευρεία ζώνη πλούσια σε οξειδωτικό.

Για άπειρα γρήγορη αντίδραση σε σύγκριση με τη διάχυση, η ζώνη αντίδρασης συρρικνώνεται σε ένα λεπτό φύλλο



Γενικές Παρατηρήσεις

Οι μη προαναμεμειγμένες φλόγες μπορούν να γίνουν αρχικά κατανοητές στο όριο του φύλλου φλόγας μέσω των ακόλουθων μοντέλων:

- **Αέρια φάση:**
 - Μονοδιάστατη φλόγα με μόνη επίδραση αυτή της διάχυση
 - Φλόγα δέσμης (Burke–Schumann)
- **Υγρή-Αέρια φάσεις:**
 - Καύση σταγονιδίων (υγρή φάση)
 - Καύση σωματιδίων μέσω του παραδείγματος άνθρακα (στερεή φάση)

Μονοδιάστατο Μοντέλο Φλόγας

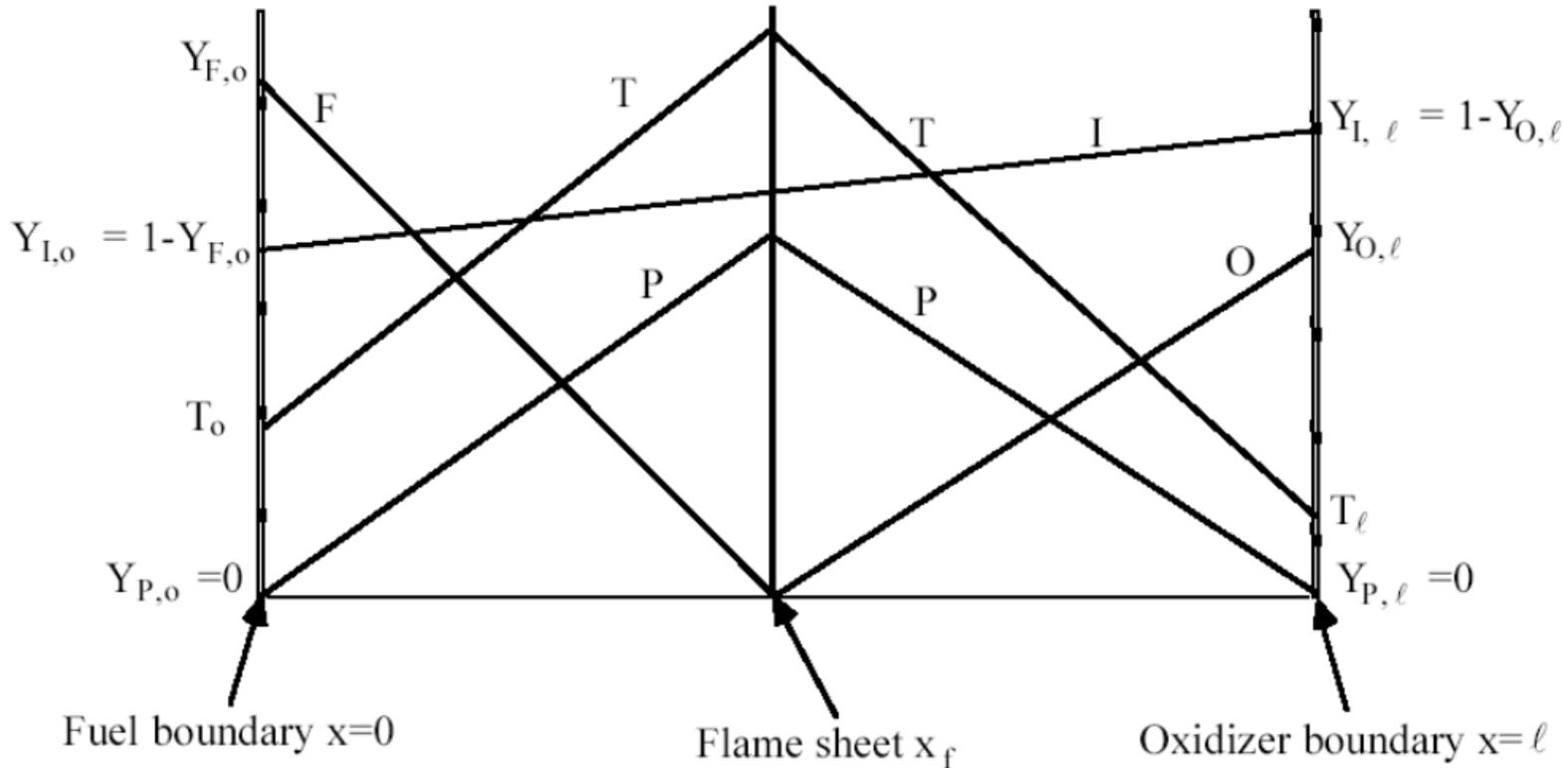


Figure 2. Schematic of the flame sheet model and the variations of the reactants, product, and inert mass fractions and temperature

$$x=0: Y_F=Y_{F,o}, \quad Y_O=0, \quad Y_P=0, \quad T=T_o$$

$$x=l: Y_F=0, Y_O=Y_{O,l}, \quad Y_P=0, \quad T=T_l$$

Μονοδιάστατο Μοντέλο Φλόγας

Θέση της Φλόγας

$$\frac{d^2 \tilde{Y}_F}{dx^2} = 0, \quad \frac{d^2 \tilde{Y}_O}{dx^2} = 0$$

$$\tilde{Y}_F(x) = \tilde{Y}_{F,0} - (\tilde{Y}_{F,0} + \tilde{Y}_{O,\ell}) \left(\frac{x}{\ell}\right), \quad 0 \leq x \leq x_f$$

$$\tilde{Y}_O(x) = -\tilde{Y}_{F,0} + (\tilde{Y}_{F,0} + \tilde{Y}_{O,\ell}) \left(\frac{x}{\ell}\right), \quad x_f \leq x \leq \ell$$

Η θέση της φλόγας, x_f , μπορεί να προσδιοριστεί θέτοντας είτε το κλάσμα μάζας καυσίμου είτε οξυγόνου ίσο με μηδέν.

$$\frac{x_f}{\ell} = \frac{\tilde{Y}_{F,0}}{\tilde{Y}_{F,0} + \tilde{Y}_{O,\ell}}$$

$$\frac{x_f}{\ell} = \frac{1}{2} \text{ μόνο όταν } \tilde{Y}_{F,0} = \tilde{Y}_{O,\ell}.$$

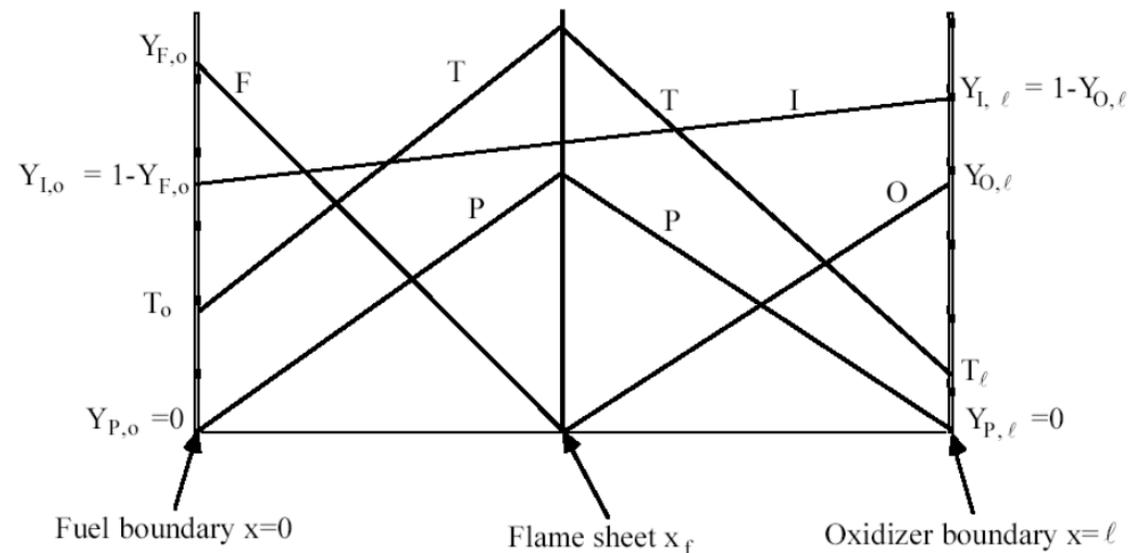


Figure 2. Schematic of the flame sheet model and the variations of the reactants, product, and inert mass fractions and temperature

$$\begin{aligned} x=0: & \quad Y_F=Y_{F,0}, \quad Y_O=0, \quad Y_P=0, \quad T=T_0 \\ x=\ell: & \quad Y_F=0, Y_O=Y_{O,\ell}, \quad Y_P=0, \quad T=T_\ell \end{aligned}$$

Η εξίσωση δείχνει ότι η φλόγα βρίσκεται πιο κοντά στο όριο όπου η συγκέντρωση ενός εκ των αντιδρώντων είναι μικρότερη.

Με άλλα λόγια:

- $\tilde{Y}_{F,0} \ll \tilde{Y}_{O,\ell}, \quad x_f \rightarrow 0$
- $\tilde{Y}_{F,0} \gg \tilde{Y}_{O,\ell}, \quad x_f \rightarrow \ell.$

Μη αντιδρώσα στρωτή δέσμη σταθερής πυκνότητας

Παραδοχές

- Τα μοριακά βάρη του ρευστού της δέσμης και του περιβάλλοντος είναι ίσα.

Αυτή η υπόθεση, σε συνδυασμό με την συμπεριφορά ιδανικού αερίου και τις επιπλέον υποθέσεις σταθερής πίεσης και θερμοκρασίας, οδηγεί σε **ομοιόμορφη πυκνότητα ρευστού** σε όλο το πεδίο ροής.

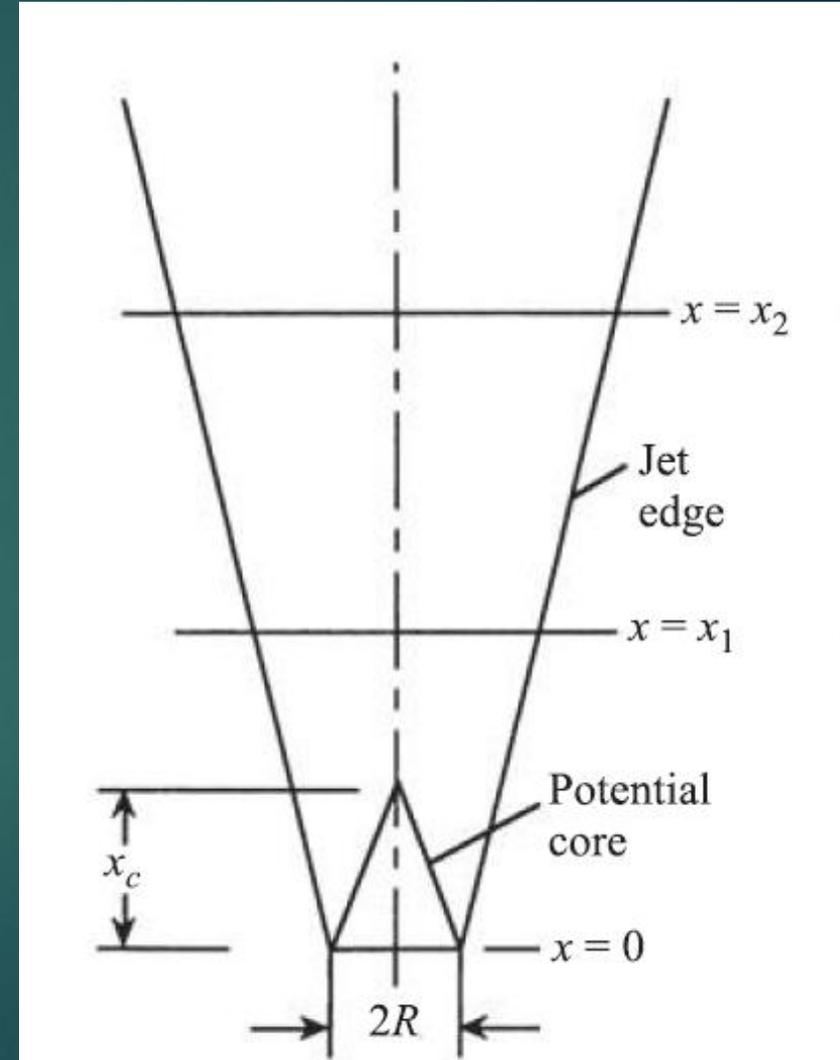
- Η μοριακή μεταφορά των συστατικών γίνεται μέσω απλής δυαδικής διάχυσης που διέπεται από τον νόμο του Fick.

- Οι μοριακές διαχυτότητες ορμής και συστατικών είναι σταθερές και ίσες μεταξύ τους, έτσι, ο αριθμός Schmidt

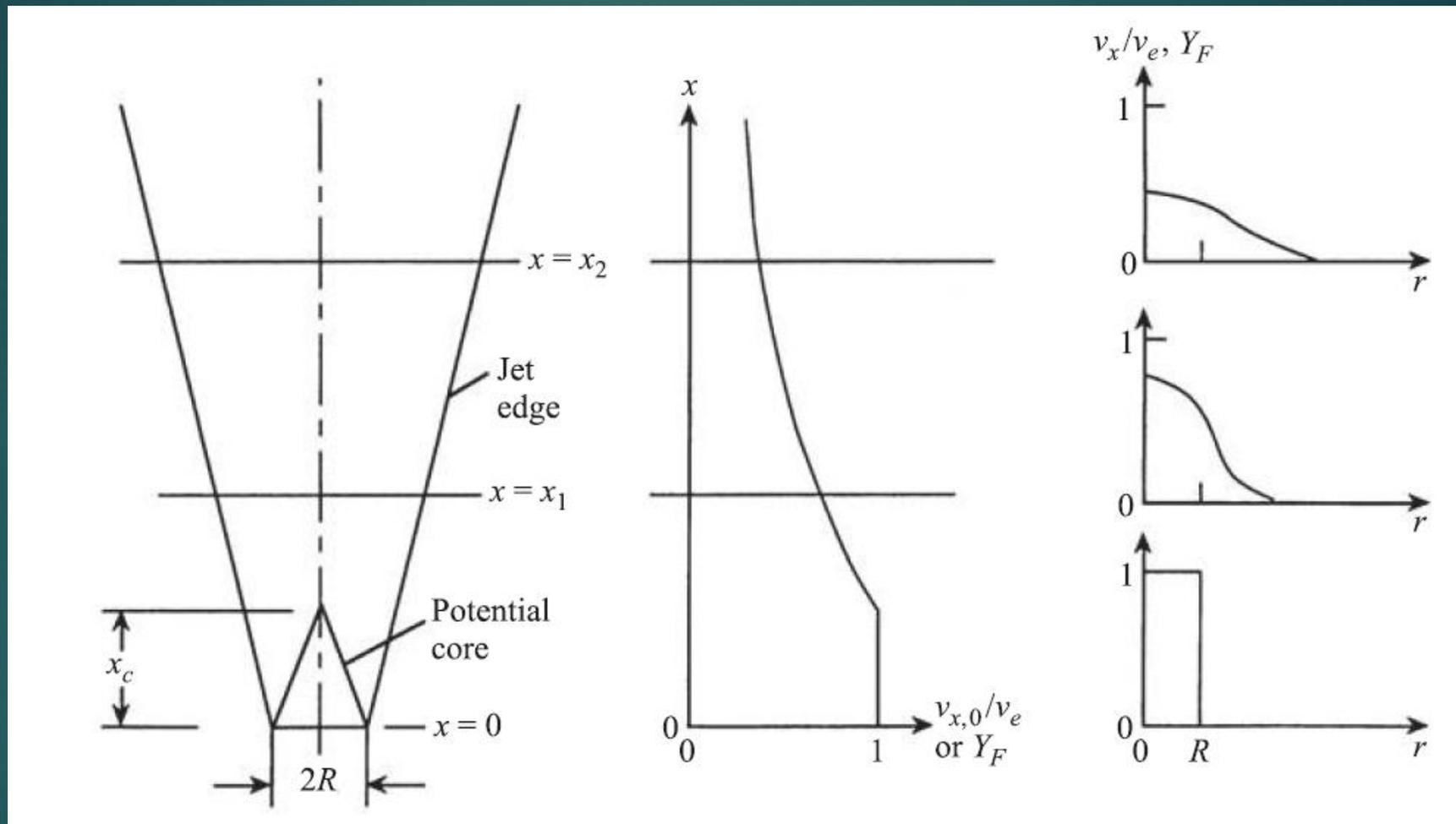
$$Sc \equiv \nu/D$$

- Μόνο η ακτινική διάχυση της ορμής και των συστατικών είναι σημαντική, ενώ η αξονική διάχυση αμελείται.

Αυτό συνεπάγεται ότι η λύση μας ισχύει μόνο σε κάποια απόσταση κατάντη του στομίου εξόδου, καθώς κοντά στο στόμιο η αξονική διάχυση είναι πολύ σημαντική (έντονες βαθμίδες).



Μη αντιδρώσα στρωτή δέσμη σταθερής πυκνότητας



Μη αντιδρώσα στρωτή δέσμη σταθερής πυκνότητας

Εξισώσεις διατήρησης

Διατήρηση Μάζας

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial (v_r r)}{\partial r} = 0$$

Διατήρηση Αξονικής Ορμής

$$v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_r \frac{\partial v_x}{\partial r} = v \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial v_x}{\partial r} \right)$$

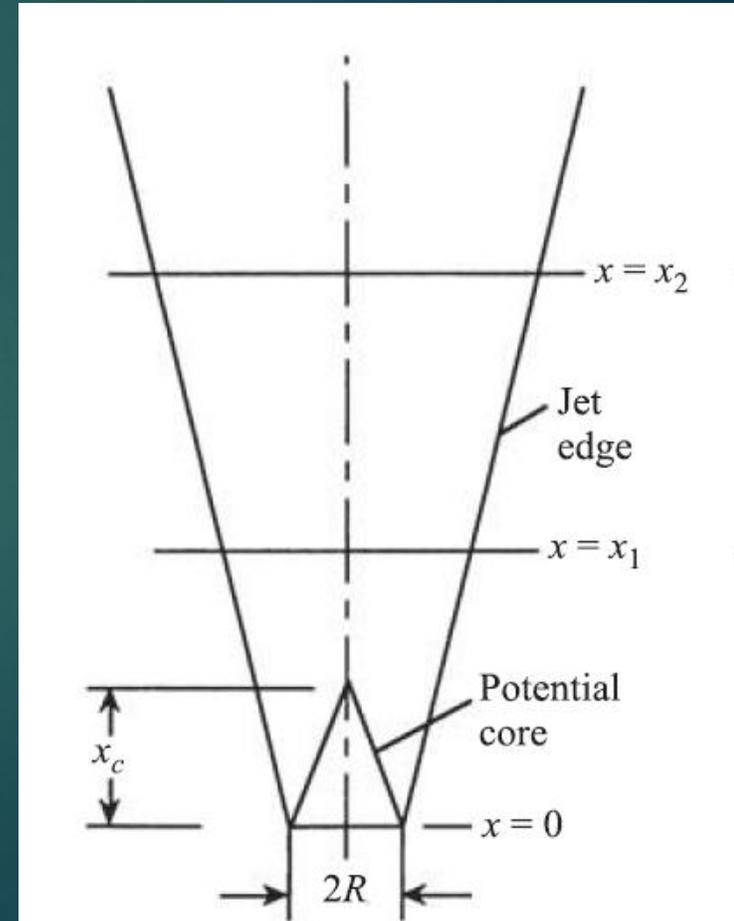
Διατήρηση Συστατικών

Για το ρευστό του πίδακα, δηλαδή για το καύσιμο:

$$v_x \frac{\partial Y_F}{\partial x} + v_r \frac{\partial Y_F}{\partial r} = D \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial Y_F}{\partial r} \right)$$

Και επειδή υπάρχουν μόνο δύο συστατικά, καύσιμο και οξειδωτικό, τα κλάσματα μάζας τους πρέπει να αθροίζονται στη μονάδα · δηλαδή:

$$Y_{O_x} = 1 - Y_F$$



Μη αντιδρώσα στρωτή δέσμη σταθερής πυκνότητας

Οριακές συνθήκες

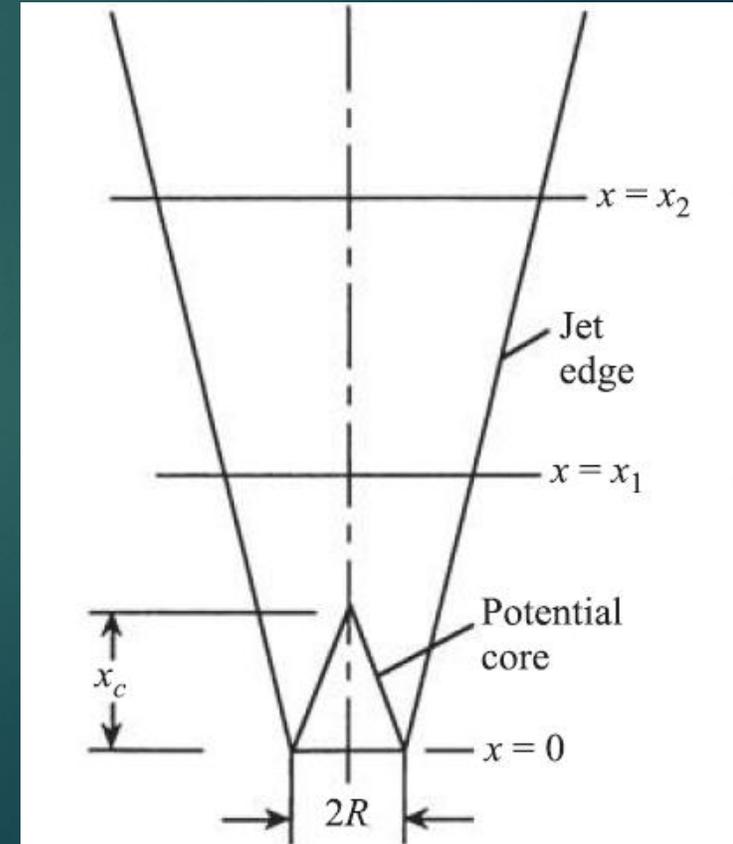
Για την επίλυση των παραπάνω εξισώσεων ως προς τις άγνωστες συναρτήσεις $v_x(r, x)$, $v_r(r, x)$ και $Y_F(r, x)$

•κατά μήκος του άξονα συμμετρίας ($r = 0$), έχουμε:

$$v_r(0, x) = 0,$$

$$\frac{\partial v_x}{\partial r}(0, x) = 0,$$

$$\frac{\partial Y_F}{\partial r}(0, x) = 0.$$



Μη αντιδρώσα στρωτή δέσμη σταθερής πυκνότητας

Οριακές συνθήκες

σε «άπειρη ακτίνα» ($r \rightarrow \infty$), το περιβάλλον ρευστό είναι σε ηρεμία και δεν υπάρχει καθόλου καύσιμο, ώστε:

$$v_x(\infty, x) = 0,$$

$$Y_F(\infty, x) = 0.$$

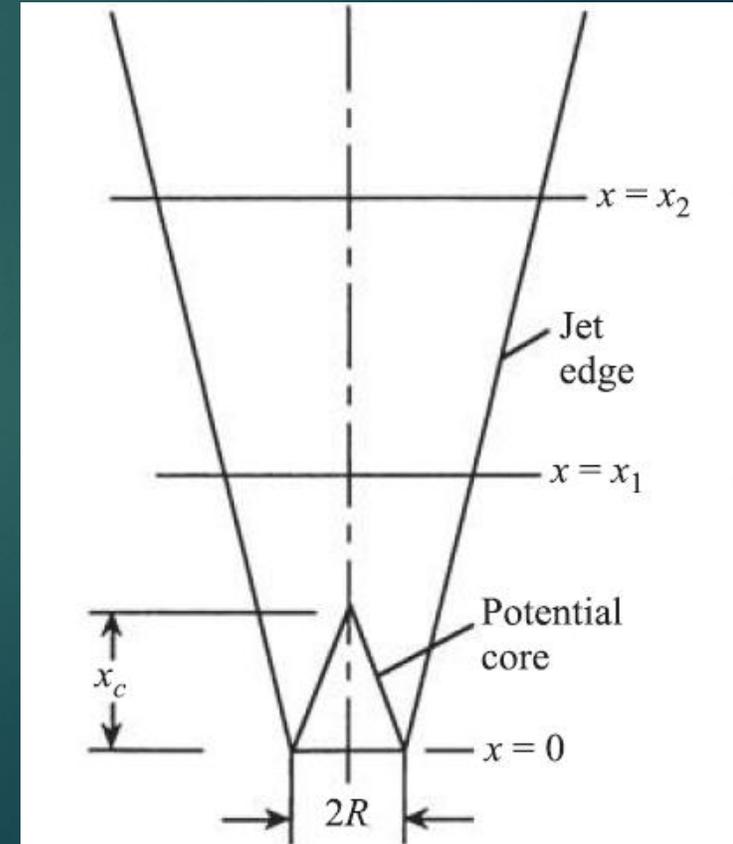
στην έξοδο του ακροφυσίου ($x = 0$), η αξονική ταχύτητα και το κλάσμα μάζας του καυσίμου είναι ομοιόμορφα εντός του ακροφυσίου ($r \leq R$) και μηδενικά σε όλες τις άλλες θέσεις, δηλαδή:

$$v_x(r \leq R, 0) = v_e,$$

$$v_x(r > R, 0) = 0,$$

$$Y_F(r \leq R, 0) = Y_{F,e} = 1,$$

$$Y_F(r > R, 0) = 0.$$



Μη αντιδρώσα στρωτή δέσμη σταθερής πυκνότητας

Επίλυση

$$v_x = \frac{3}{8\pi} \frac{J_e}{\mu x} \left[1 + \frac{\xi^2}{4} \right]^{-2}$$

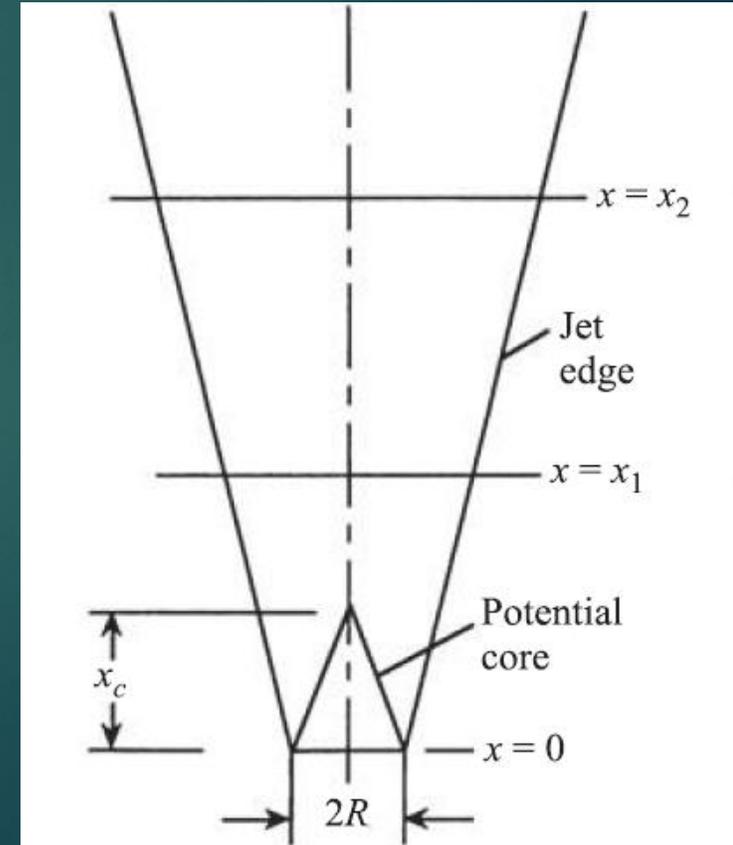
$$v_r = \left(\frac{3J_e}{16\pi\rho_e} \right)^{1/2} \frac{1}{x} \frac{\xi - \frac{\xi^3}{4}}{\left(1 + \frac{\xi^2}{4} \right)^2}$$

Όπου J_e είναι η αρχική παροχή ορμής της δέσμης:

$$J_e = \rho_e v_e^2 \pi R^2$$

Και η μεταβλητή ξ περιέχει την μεταβλητή ομοιότητας:

$$\xi = \left(\frac{3\rho_e J_e}{16\pi} \right)^{1/2} \frac{r}{\mu x}$$



Μη αντιδρώσα στρωτή δέσμη σταθερής πυκνότητας

Επίλυση

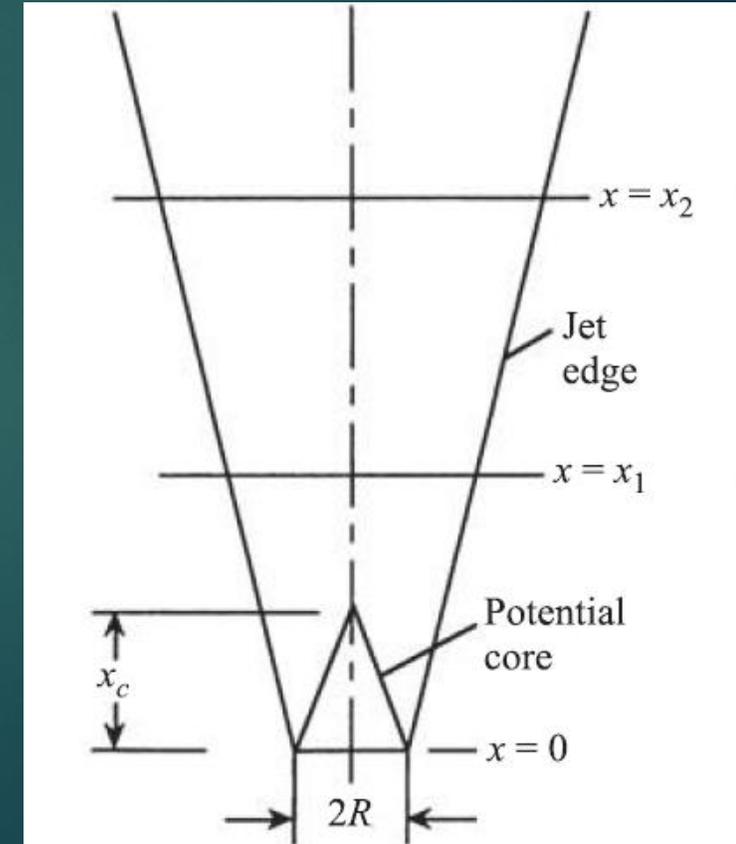
Από τις προηγούμενες σχέσει η κατανομή ταχύτητας σε αδιάστατη μορφή προκύπτει:

$$\frac{v_x}{v_e} = 0.375 \left(\frac{\rho_e v_e R}{\mu} \right) \left(\frac{x}{R} \right)^{-1} \left[1 + \frac{\xi^2}{4} \right]^{-2}$$

Ενώ η αδιαστατοποιημένη κατανομή ταχύτητας κατά μήκος του άξονα συμμετρίας προκύπτει θέτοντας $r = 0$ (δλδ $\xi = 0$)

$$\frac{v_{x,0}}{v_e} = 0.375 \left(\frac{\rho_e v_e R}{\mu} \right) \left(\frac{x}{R} \right)^{-1}$$

$$v_x = \frac{3}{8\pi} \frac{J_e}{\mu x} \left[1 + \frac{\xi^2}{4} \right]^{-2}$$
$$\xi = \left(\frac{3\rho_e J_e}{16\pi} \right)^{1/2} \frac{r}{\mu x}$$



Μη αντιδρώσα στρωτή δέσμη σταθερής πυκνότητας

Επίλυση

Σύμφωνα με την εξίσωση:

$$\frac{v_x}{v_e} = 0.375 \left(\frac{\rho_e v_e R}{\mu} \right) \left(\frac{x}{R} \right)^{-1} \left[1 + \frac{\xi^2}{4} \right]^{-2}$$

η ταχύτητα μειώνεται αντιστρόφως ανάλογα με την αξονική θέση και είναι ανάλογη προς τον αριθμό Reynolds της δέσμης

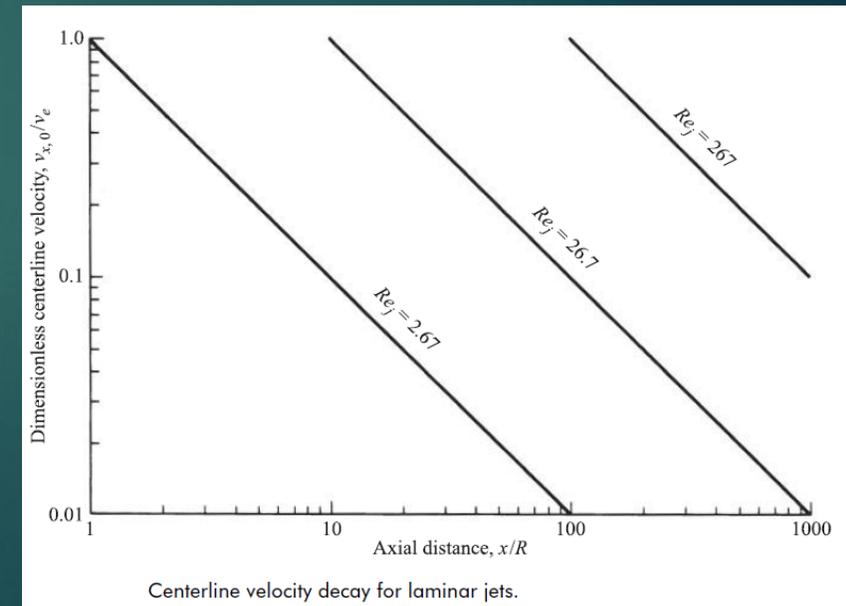
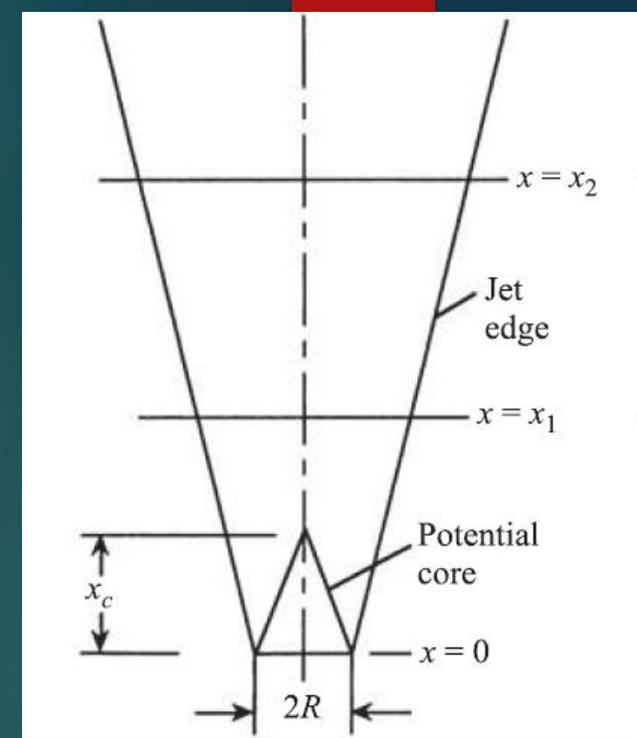
$$Re_j = \frac{\rho_e v_e R}{\mu}$$

Επιπλέον, η εξίσωση:

$$\frac{v_{x,0}}{v_e} = 0.375 \left(\frac{\rho_e v_e R}{\mu} \right) \left(\frac{x}{R} \right)^{-1}$$

μας υπενθυμίζει ότι όταν για συγκεκριμένες τιμές x η λύση παίρνει τιμές μεγαλύτερες της μονάδας δεν ισχύει πλέον.

Δλδ κοντά στο ακροφύσιο, μιας και ο λόγος $v_{x,0}/v_e$ δε μπορεί να υπερβαίνει τη μονάδα



Μη αντιδρώσα στρωτή δέσμη σταθερής πυκνότητας

Επίλυση

Άλλες παράμετροι που χρησιμοποιούνται συχνά για να χαρακτηρίσουν δέσμες είναι ο **ρυθμός διασποράς (spreading rate)** και η **γωνία διασποράς (spreading angle)**

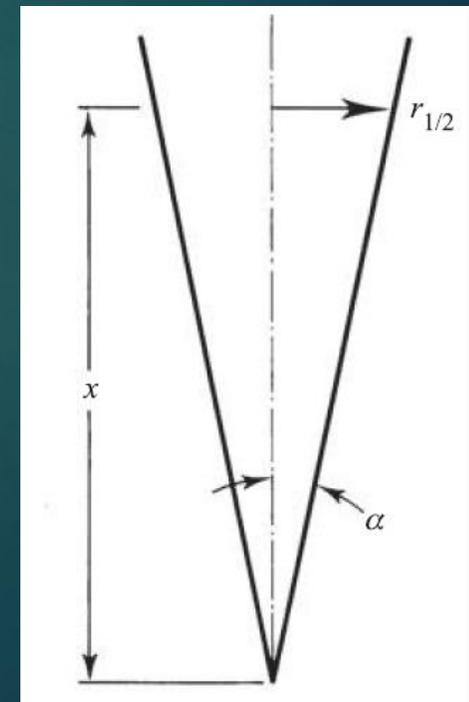
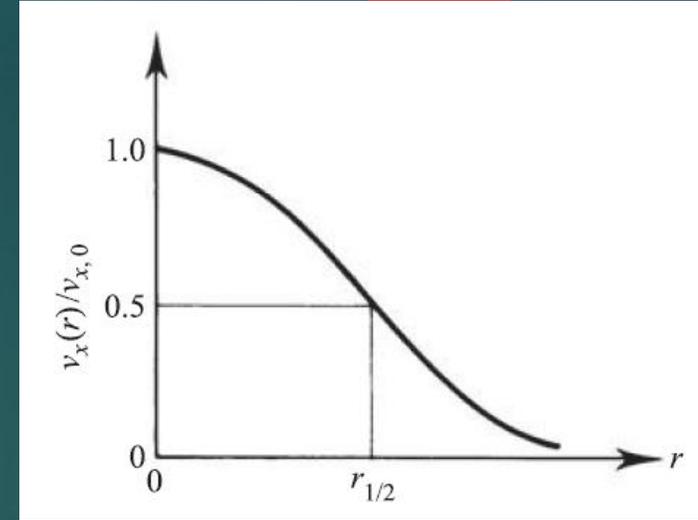
Για τον ορισμό των παραμέτρων αυτών, θα πρέπει πρώτα να εισάγουμε την έννοια του **ημίπλάτους της δέσμης (jet half-width), $r_{1/2}$**

Το ημίπλατος της δέσμης είναι η ακτινική θέση όπου η ταχύτητα της δέσμης έχει μειωθεί στο ήμισυ σε σχέση με την ταχύτητα στον άξονα συμμετρίας.

Μπορούμε να διατυπώσουμε μια σχέση για το $r_{1/2}$ θέτοντας $v_x/v_{x,0} = 1/2$ (και έπειτα επιλύοντας ως προς r , ώστε να προκύψει η ζητούμενη τιμή του $r_{1/2}$).

$$\frac{v_x}{v_e} = 0.375 \left(\frac{\rho_e v_e R}{\mu} \right) \left(\frac{x}{R} \right)^{-1} \left[1 + \frac{\xi^2}{4} \right]^{-2}$$

$$\frac{v_{x,0}}{v_e} = 0.375 \left(\frac{\rho_e v_e R}{\mu} \right) \left(\frac{x}{R} \right)^{-1}$$



Μη αντιδρώσα στρωτή δέσμη σταθερής πυκνότητας

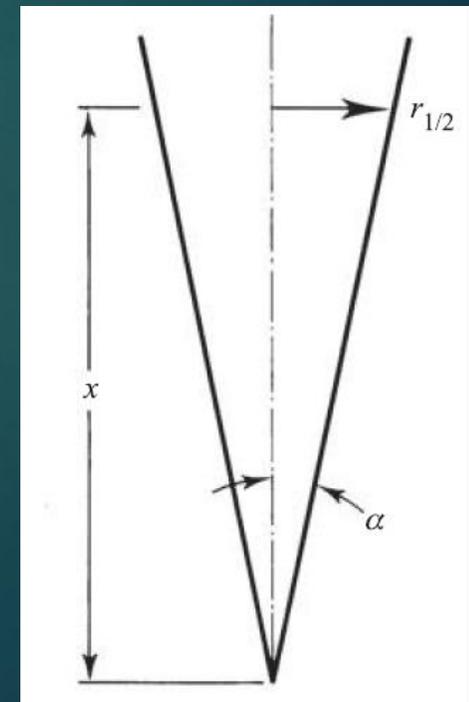
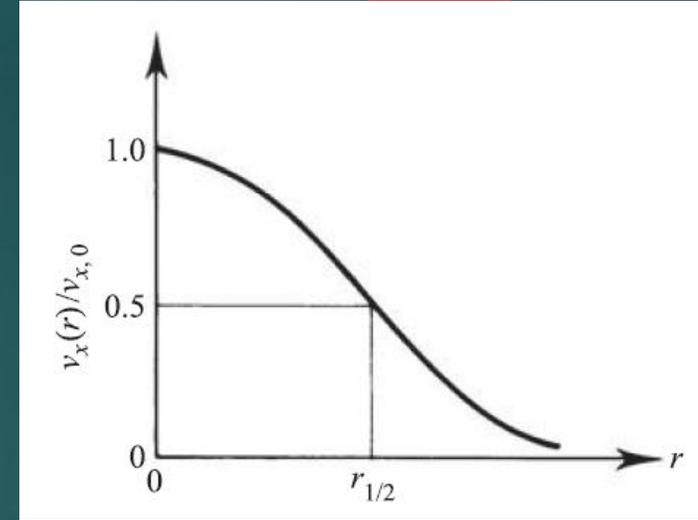
Επίλυση

Ο λόγος του ημίπλάτους της δέσμης προς την αξονική θέση x ορίζει το **ρυθμό διασποράς**:

$$\frac{r_{1/2}}{x} = 2.97 \left(\frac{\mu}{\rho v_e R} \right) = 2.97 Re_j^{-1}$$

Η **γωνία διασποράς** είναι η γωνία, η εφαπτομένη της οποίας είναι ίση με το ρυθμό διασποράς:

$$\alpha \equiv \tan^{-1} \left(\frac{r_{1/2}}{x} \right)$$



Μη αντιδρώσα στρωτή δέσμη σταθερής πυκνότητας

Επίλυση - Πεδίο συγκεντρώσεων

Διατήρηση Αξονικής Ορμής

$$v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_r \frac{\partial v_x}{\partial r} = \nu \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial v_x}{\partial r} \right)$$

Διατήρηση Συστατικών

Για το ρευστό του πίδακα, δηλαδή για το καύσιμο:

$$v_x \frac{\partial Y_F}{\partial x} + v_r \frac{\partial Y_F}{\partial r} = D \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial Y_F}{\partial r} \right)$$

Η ισότητα των δύο αυτών μεγεθών προβλέπεται από τις αρχικές μας παραδοχές ($Sc = \nu/D = 1$), επομένως:

$$Y_F = \frac{3}{8\pi} \frac{Q_F}{D x} \left[1 + \frac{\xi^2}{4} \right]^{-2}$$

Q_F η παροχή όγκου καυσίμου

Μη αντιδρώσα στρωτή δέσμη σταθερής πυκνότητας

Επίλυση - Πεδίο συγκεντρώσεων

Με εφαρμογή της παραδοχής $Sc = 1$ στην προηγούμενη εξίσωση καταλήγουμε ξανά ότι η **διέπουσα παράμετρος είναι ο αριθμός Reynolds της δέσμης**

$$Y_F = 0.375 Re_j \left(\frac{x}{R}\right)^{-1} \left[1 + \frac{\xi^2}{4}\right]^{-2}$$

Στον άξονα συμμετρίας της δέσμης ισχύει:

$$Y_{F,0} = 0.375 Re_j \left(\frac{x}{R}\right)^{-1}$$

Η λύση αυτή ισχύει σε κάποια απόσταση κατάντη του ακροφυσίου. **Για να είναι έγκυρη η λύση** θα πρέπει να ικανοποιεί τη σχέση:

$$\frac{x}{R} > 0.375 Re_j$$

Μη αντιδρώσα στρωτή δέσμη σταθερής πυκνότητας

Παράδειγμα

Από ένα ακροφύσιο $\Phi=10\text{mm}$ εξέρχεται μια δέσμη αιθυλενίου (C_2H_4) σε ήρεμο αέρα θερμοκρασίας 300K και πίεσης 1atm. Να συγκρίνετε τις γωνίες διασποράς και τις θέσεις όπου το κλάσμα μάζας στον άξονα συμμετρίας της δέσμης καθίσταται στοιχειομετρικό. Οι αρχικές ταχύτητες δέσμης είναι ίσες με 10cm/s και 1.0cm/s. Δίνεται ότι η συνεκτικότητα του αιθυλενίου υπό θερμοκρασία 300K είναι 102.3Ns/m^2 .

Χρησιμοποιώντας την περίπτωση II ($v_e = 1,0 \text{ cm/s}$, $R = 5 \text{ mm}$) της δέσμης ως βασική περίπτωση, να προσδιοριστεί ποια πρέπει να είναι η ακτίνα εξόδου του ακροφυσίου ώστε να διατηρηθεί η ίδια παροχή, αν η ταχύτητα εξόδου δεκαπλασιαστεί, δηλαδή 10 cm/s . Επίσης, να προσδιοριστεί η αξονική θέση για την οποία ισχύει $Y_{F,0} = Y_{F,stoic}$ για αυτή την περίπτωση.

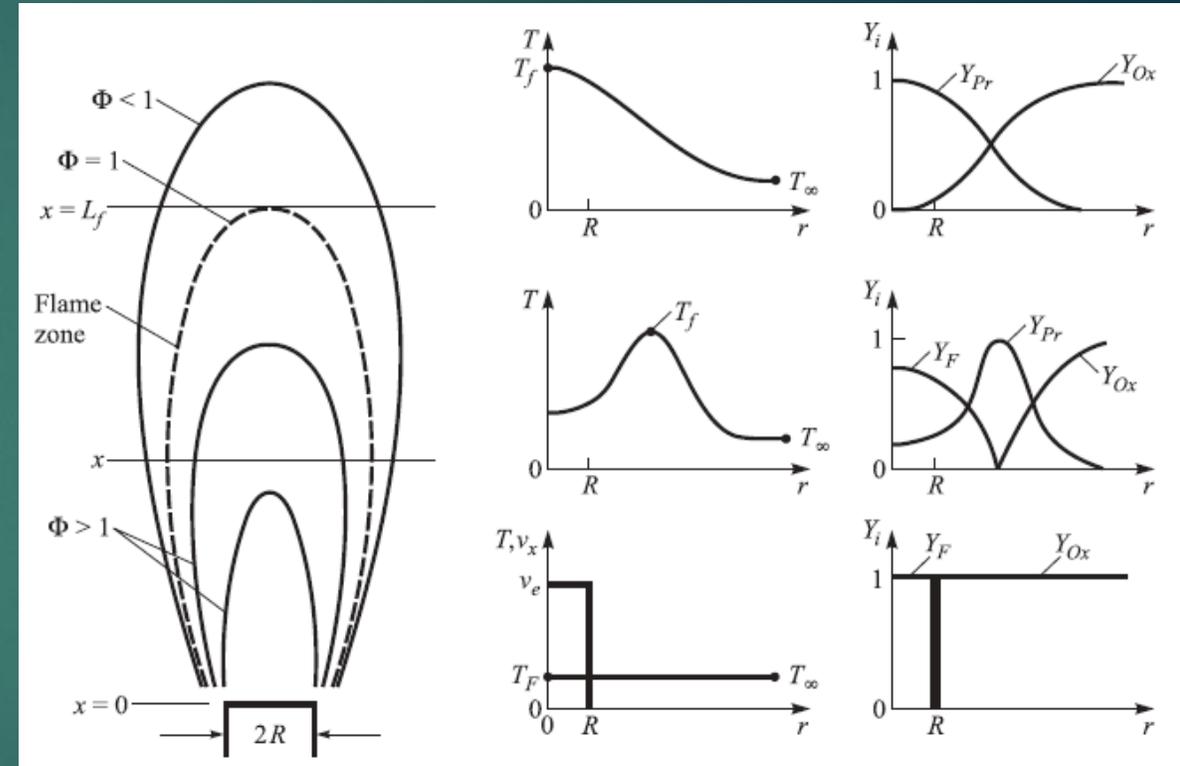
Φλόγα δέσμης (Φυσική περιγραφή)

Η φλόγα δέσμης παρουσιάζει πολλές ομοιότητες με όσα συζητήθηκαν προηγουμένως για την **ισόθερμη δέσμη**.

Καθώς το καύσιμο ρέει κατά μήκος του άξονα της φλόγας, **διαχέεται ακτινικά προς τα έξω**, ενώ το οξειδωτικό (π.χ. ο αέρας) **διαχέεται ακτινικά προς τα μέσα**. Η **επιφάνεια της φλόγας** ορίζεται τυπικά ως το σύνολο των σημείων όπου το καύσιμο και το οξειδωτικό συναντώνται σε **στοιχειομετρικές αναλογίες**.

Επιφάνεια φλόγας

Το σύνολο των σημείων όπου ο λόγος ισοδυναμίας, Φ , είναι ίσος με τη μονάδα.

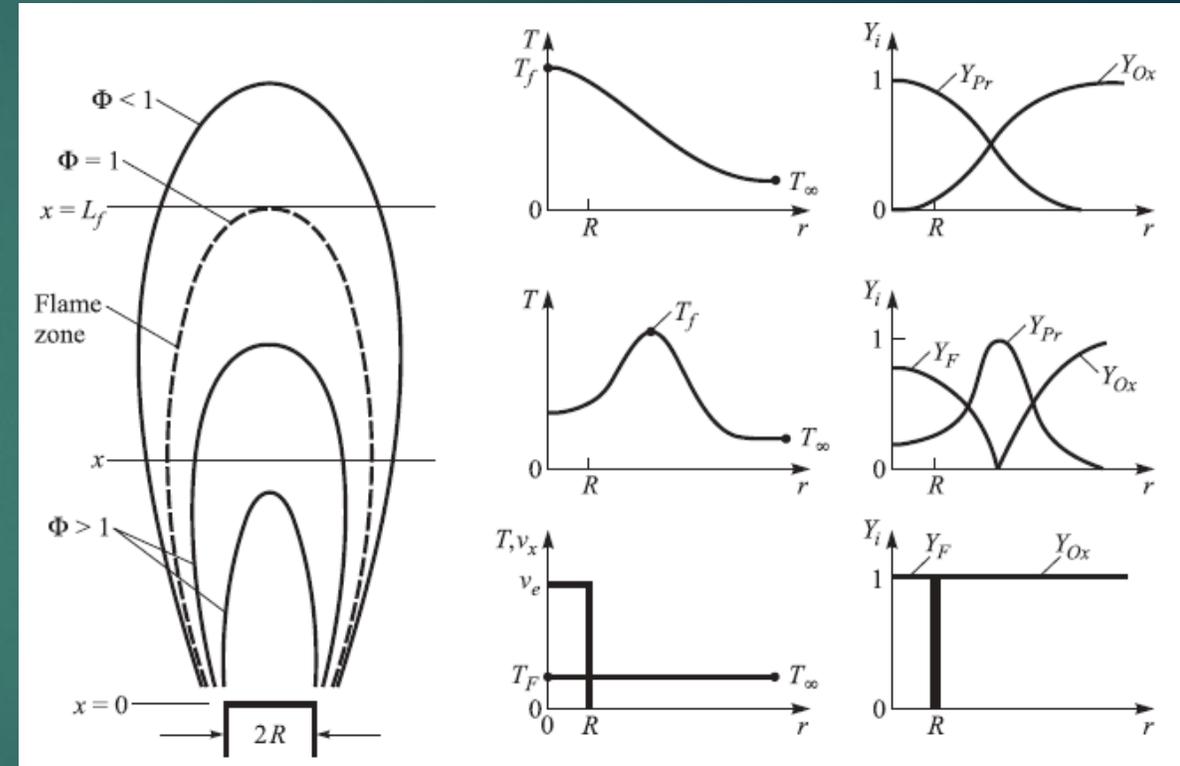


Φλόγα δέσμης (Φυσική περιγραφή)

Παρόλο που το καύσιμο και το οξειδωτικό καταναλώνονται στην επιφάνεια της φλόγας, ο λόγος ισοδυναμίας εξακολουθεί να έχει φυσικό νόημα, καθώς η σύσταση των προϊόντων αντιστοιχεί σε μια μοναδική τιμή του Φ . Τα προϊόντα που σχηματίζονται στην επιφάνεια της φλόγας διαχέονται ακτινικά τόσο προς τα μέσα όσο και προς τα έξω.

Το μήκος της φλόγας, L_f , καθορίζεται απλά από τη θέση κατά μήκος του άξονα όπου:

$$\Phi(x, r) = 1.$$



Φλόγα δέσμης (Θεωρητική περιγραφή – Bruke Schumann)

Για φλόγες από κυλινδρικά ακροφύσια, το μήκος της φλόγας **εξαρτάται** από τον **αρχικό ογκομετρικό ρυθμό ροής**, Q_F .

$$Q_F = v_e \rho \pi R^2,$$

διάφοροι συνδυασμοί του v_e και του R μπορούν να δώσουν το ίδιο μήκος φλόγας.

Η Εξίσωση του κλάσματος μάζας καυσίμου της ισόθερμης δέσμης παρέχει μια χονδρική περιγραφή των ορίων της φλόγας όταν το $Y_F = Y_{F,stoic}$.

Το **μήκος της φλόγας** προκύπτει όταν η ακτίνα $r = 0$, δηλαδή:

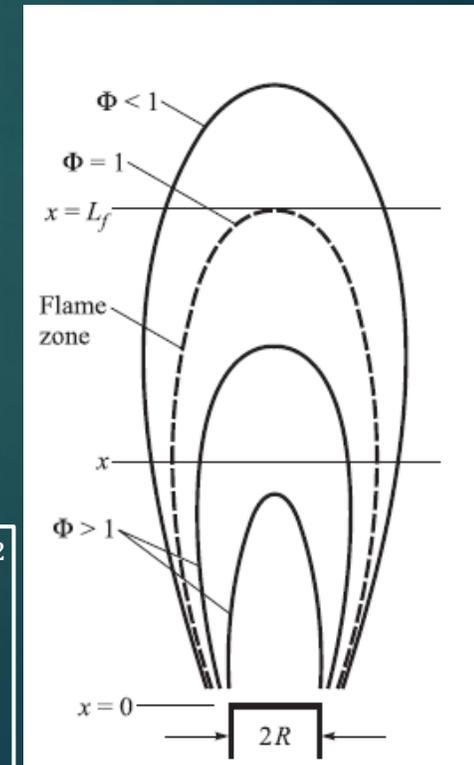
$$L_f \approx \frac{3}{8\pi D Y_{F,stoic}} Q_F$$

$$L_f \propto \frac{1}{Y_{F,stoic}}$$

- **ανάλογο του ογκομετρικού ρυθμού ροής**
- **αντιστρόφως ανάλογο** της στοιχειομετρικής τιμής του Y_F , $Y_{F,stoic}$

Αυτό σημαίνει ότι καύσιμα που απαιτούν **λιγότερη μάζα αέρα** για πλήρη καύση παράγουν **βραχύτερες φλόγες**.

$$Y_F = \frac{3}{8\pi} \frac{Q_F}{D x} \left[1 + \frac{\xi^2}{4} \right]^{-2}$$
$$\xi = \left(\frac{3\rho_e J_e}{16\pi} \right)^{1/2} \frac{r}{\mu x}$$



Ορισμός του Κλάσματος Μείγματος

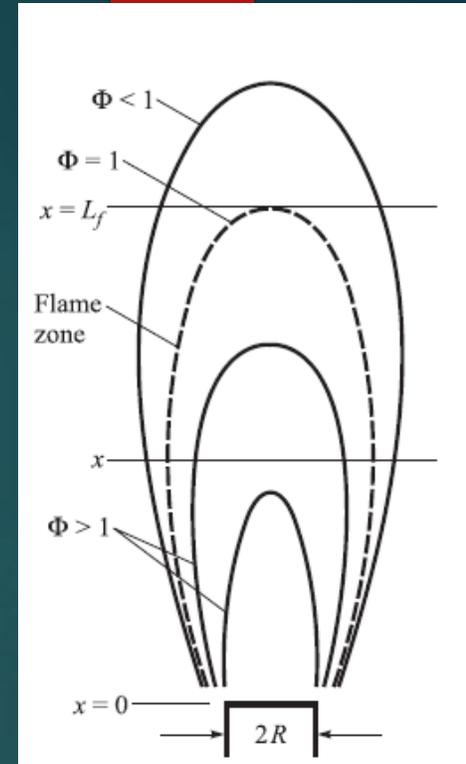
Το σύστημα ροής αποτελείται από ένα μόνο ρεύμα εισόδου καθαρού καυσίμου και ένα μόνο ρεύμα καθαρού οξειδωτικού, τα οποία αντιδρούν για να σχηματίσουν προϊόντα.

Το **κλάσμα μείγματος**, f , διατηρούμενο βαθμωτό μέγεθος, ορίζεται ως:

$$f = \frac{\text{Μάζα υλικού που έχει την προέλευσή της στο ρεύμα καυσίμου}}{\text{Μάζα του μίγματος}}$$

Το f είναι απλώς ένα ειδικό είδος κλάσματος μάζας, το οποίο σχηματίζεται ως συνδυασμός των κλασμάτων μάζας του καυσίμου, του οξειδωτικού και των προϊόντων.

Για παράδειγμα, το f είναι ίσο με τη μονάδα στο ρεύμα καυσίμου και μηδέν στο ρεύμα οξειδωτικού · και μέσα στο πεδίο ροής, το f λαμβάνει τιμές μεταξύ του μηδενός και της μονάδας.



Ορισμός του Κλάσματος Μείγματος

Μπορούμε να ορίσουμε το f σε όρους των κλασμάτων μάζας του καυσίμου, του οξειδωτικού και των προϊόντων σε οποιοδήποτε σημείο της ροής όταν:



$$\underbrace{f}_{\substack{\text{Κλάσμα μάζας του υλικού} \\ \text{που προέρχεται από το καύσιμο}}} = \underbrace{(1)}_{\substack{\text{kg υλικού από} \\ \text{το καύσιμο}}} \cdot \underbrace{Y_F}_{\substack{\text{kg καυσίμου} \\ \text{kg μείγματος}}} + \underbrace{\frac{1}{\nu + 1}}_{\substack{\text{kg υλικού από} \\ \text{το καύσιμο} \\ \text{kg καυσαερίων}}} \cdot \underbrace{Y_{Pr}}_{\substack{\text{kg καυσαερίων} \\ \text{kg μείγματος}}} + \underbrace{(0)}_{\substack{\text{kg υλικού από} \\ \text{το καύσιμο} \\ \text{kg οξ. μέσου}}} \cdot \underbrace{Y_{Ox}}_{\substack{\text{kg οξ. μέσου} \\ \text{kg μείγματος}}}$$

Ή πιο απλά ως:

$$f = Y_F + \frac{1}{\nu + 1} Y_{Pr}$$

Η φλόγα (στο flame-sheet μοντέλο) βρίσκεται όπου: $f = f_{stoic}$

όπου:

$$f_{stoic} = \frac{1}{1 + \nu} \quad \nu = (A/F)_{st}$$

Η φλόγα είναι **επιφάνεια σταθερού f** .

Με την προσέγγιση του **φλογοφύλλου**, ο ορισμός του κλάσματος μίγματος μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να συσχετίσει τα κλάσματα μάζας των ειδών Y_F , Y_{Ox} και Y_{Pr} με το f , στην περιοχή **εντός του φλογοφύλλου**, **επάνω στη φλόγα** και **πέρα από το φλογοφύλλο**, ως εξής:

Εντός της φλόγας
 ($f_{stoic} < f \leq 1$)

$$Y_F = \frac{f - f_{stoic}}{1 - f_{stoic}}$$

$$Y_{Ox} = 0$$

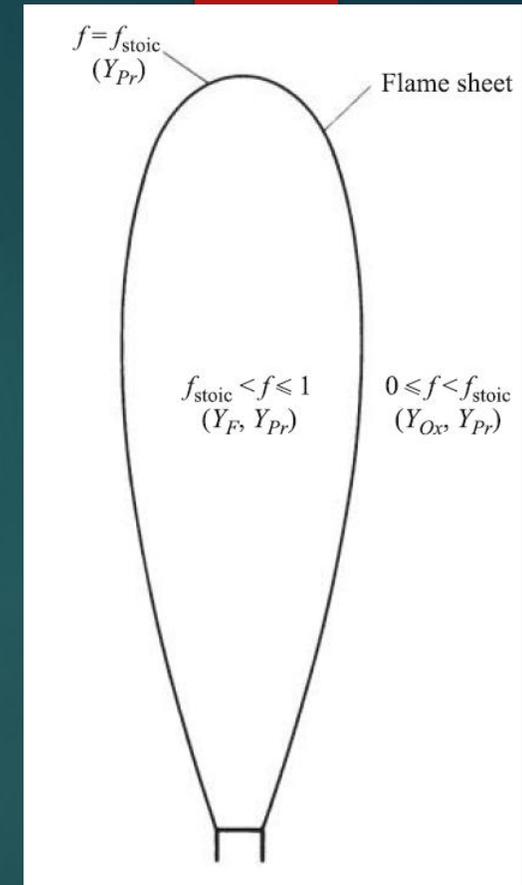
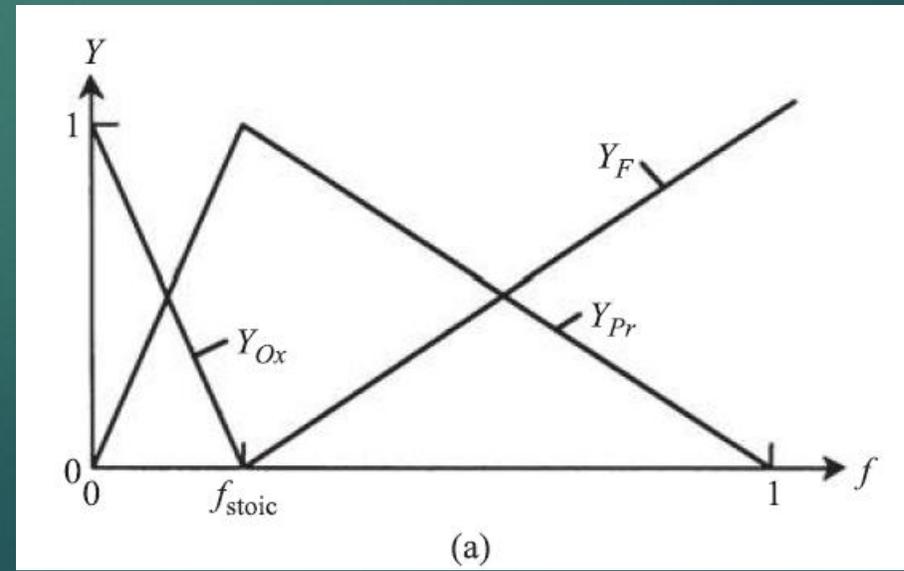
$$Y_{Pr} = \frac{1 - f}{1 - f_{stoic}}$$

για $Y_F = 1, f = 1$ (καθαρό καύσιμο)

για $Y_F = 0, f = f_{stoic}$

για $Y_{Pr} = 0, f = 1$

για $Y_{Pr} = 1, f = f_{stoic}$



Με την προσέγγιση του **φλογοφύλλου**, ο ορισμός του κλάσματος μίγματος μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να συσχετίσει τα κλάσματα μάζας των ειδών Y_F , Y_{Ox} και Y_{Pr} με το f , στην περιοχή **εντός του φλογοφύλλου**, **επάνω στη φλόγα** και **πέρα από το φλογοφύλλο**, ως εξής:

Εκτός της φλόγας
($0 \leq f < f_{stoic}$)

$$Y_F = 0$$

$$Y_{Ox} = 1 - \frac{f}{f_{stoic}}$$

$$Y_{Pr} = \frac{f}{f_{stoic}}$$

για $Y_{Ox} = 1, f = 0$ (καθαρό οξειδωτικό)

για $Y_{Ox} = 0, f = f_{stoic}$

για $Y_{Pr} = 0, f = 0$

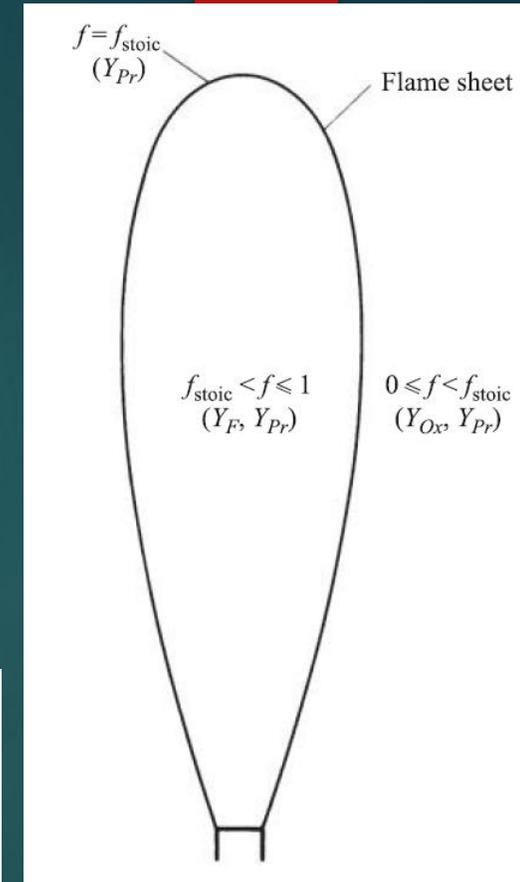
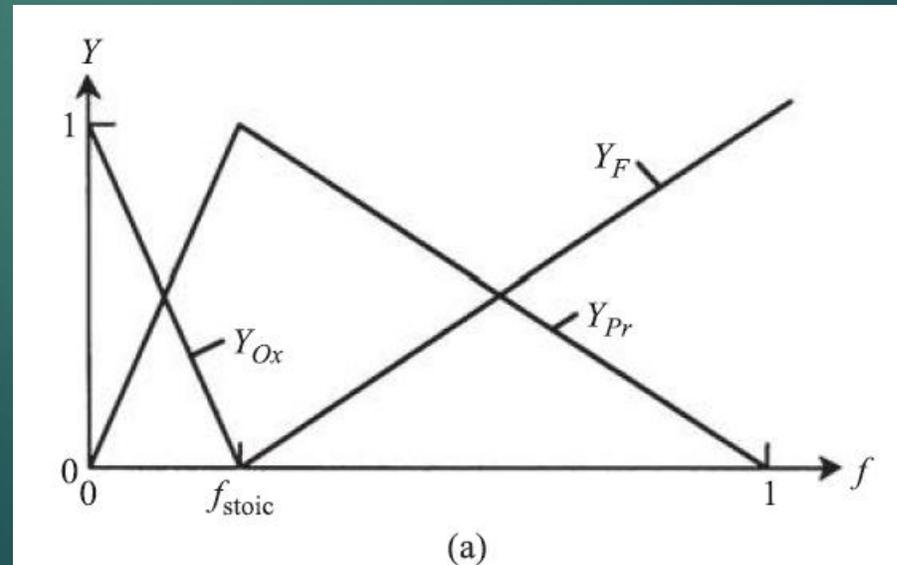
για $Y_{Pr} = 1, f = f_{stoic}$

Επάνω στη φλόγα
($f = f_{stoic}$)

$$Y_F = 0$$

$$Y_{Ox} = 0$$

$$Y_{Pr} = 1$$



Υπολογισμός Θερμοκρασίας

Παραδοχές

1. Οι ειδικές θερμότητες κάθε είδους (καύσιμο, οξειδωτικό και προϊόντα) είναι σταθερές και ίσες:

$$c_{p,F} = c_{p,Ox} = c_{p,Pr} \equiv c_p.$$

2. Οι ενθαλπίες σχηματισμού του οξειδωτικού και των προϊόντων είναι μηδενικές:

$$h_{f,Ox}^0 = h_{f,Pr}^0 = 0.$$

Αυτό έχει ως αποτέλεσμα η ενθαλπία σχηματισμού του καυσίμου να ισούται με τη **θερμότητα καύσης** του.

Βάσει αυτών η ενθαλπία του μείγματος μπορεί να γραφεί ως:

$$h = \sum_i Y_i h_i = Y_F \Delta h_c + c_p (T - T_{ref})$$

Υπολογισμός Θερμοκρασίας

Προκειμένου να εξαγάγουμε μια σχέση της θερμοκρασίας συναρτήσει του κλάσματος μείγματος θα πρέπει να ορίσουμε μια αδιαστατοποιημένη τιμή ενθαλπίας.

$$h^* \equiv \text{αδιαστατοποιημενη ενθαλπια} = \frac{h - h_{Ox,\infty}}{h_{F,e} - h_{Ox,\infty}}$$

Σημειώνεται ότι στην

έξοδο του ακροφυσίου ισχύει $h = h_{F,e}$ και, επομένως, $h^* = 1$

περιβάλλον ($r \rightarrow \infty$) ισχύει $h = h_{Ox,\infty}$ και $h^* = 0$.

$$h = \sum_i Y_i h_i = Y_F \Delta h_c + c_p (T - T_{ref})$$

Υπολογισμός Θερμοκρασίας

$$h^* = \frac{h - h_{Ox,\infty}}{h_{F,e} - h_{Ox,\infty}}$$

$$h = \sum_i Y_i h_i = Y_F \Delta h_c + c_p (T - T_{ref})$$

Αντικαθιστώντας την Εξίσωση στον ορισμό της **αδιάστατης ενθαλπίας** h^* , προκύπτει:

$$h^* = \frac{Y_F \Delta h_c + c_p (T - T_{Ox,\infty})}{\Delta h_c + c_p (T_{F,e} - T_{Ox,\infty})} \equiv f$$

Όπου:

$$h_{Ox,\infty} = c_p (T_{Ox,\infty} - T_{ref})$$

$$h_{F,e} = \Delta h_c + c_p (T_{F,e} - T_{ref})$$

Λύνοντας την Εξίσωση της h^* ως προς T , προκύπτει η ακόλουθη **γενική εξίσωση** $T = T(f)$, λαμβάνοντας υπόψη ότι το Y_F είναι επίσης συνάρτηση του κλάσματος μίγματος f :

$$T = (f - Y_F) \frac{\Delta h_c}{c_p} + f (T_{F,e} - T_{Ox,\infty}) + T_{Ox,\infty}$$

Υπολογισμός Θερμοκρασίας

Η χρήση της Εξίσωσης $T = T(f)$ με τις κατάλληλες εκφράσεις για το Y_F **εντός του φλογοφύλλου, επάνω στη φλόγα και εκτός του φλογοφύλλου** μας δίνει:

Εντός της φλόγας ($f_{stoic} < f \leq 1$)

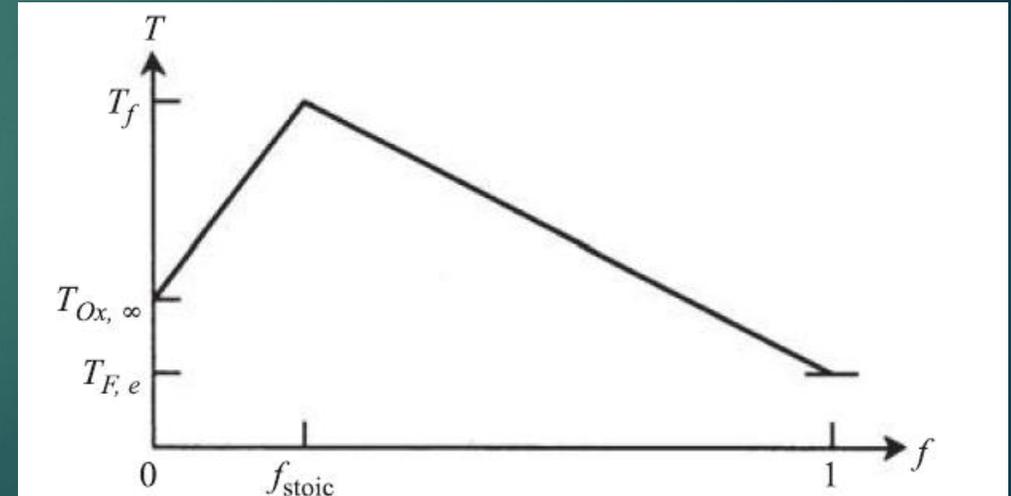
$$T = T(f) = f \left[(T_{F,e} - T_{Ox,\infty}) - \frac{f_{stoic}}{1 - f_{stoic}} \frac{\Delta h_c}{c_p} \right] + T_{Ox,\infty} + \frac{f_{stoic}}{(1 - f_{stoic}) c_p} \Delta h_c$$

Επάνω στη φλόγα ($f = f_{stoic}$)

$$T \equiv T(f) = f_{stoic} \left(\frac{\Delta h_c}{c_p} + T_{F,e} - T_{Ox,\infty} \right) + T_{Ox,\infty}$$

Εκτός της φλόγας ($0 \leq f < f_{stoic}$)

$$T = T(f) = f \left(\frac{\Delta h_c}{c_p} + T_{F,e} - T_{Ox,\infty} \right) + T_{Ox,\infty}$$



Παρατηρήσεις

- Σημειώνεται ότι, με τη **απλοποιημένη θερμοδυναμική** που χρησιμοποιείται εδώ, η θερμοκρασία εξαρτάται **γραμμικά** από το f στις περιοχές **εντός** και **εκτός** της φλόγας, με **μέγιστη τιμή επάνω στη φλόγα**.
- Είναι επίσης ενδιαφέρον να παρατηρηθεί ότι η θερμοκρασία της φλόγας είναι **ταυτόσημη** με τη θερμοκρασία αδιαβατικής φλόγας σε **σταθερή πίεση**, όπως υπολογίζεται από τον πρώτο νόμο της θερμοδυναμικής, για καύσιμο και οξειδωτικό με αρχικές θερμοκρασίες $T_{F,e}$ και $T_{Ox,\infty}$, αντίστοιχα.

Με τις καταστατικές σχέσεις

$$Y_F(f), \quad Y_{Ox}(f), \quad Y_{Pr}(f), \quad \text{και } T(f),$$

η **πυκνότητα του μίγματος** μπορεί να προσδιοριστεί αποκλειστικά ως συνάρτηση του κλάσματος μίγματος f , χρησιμοποιώντας την **εξίσωση κατάστασης του ιδανικού αερίου**.

$$\rho = \frac{P MW_{mix}}{R_u T},$$

Θεώρησε μια μη προαναμεμιγμένη φλόγα αιθανίου (C_2H_6)–αέρα, στην οποία τα μοριακά κλάσματα των ακόλουθων ειδών μετρώνται με διάφορες τεχνικές: C_2H_6 , CO , CO_2 , H_2 , H_2O , N_2 , O_2 και OH . Τα μοριακά κλάσματα όλων των άλλων ειδών θεωρούνται αμελητέα. Να οριστεί ένα κλάσμα μείγματος f , εκφρασμένο σε όρους των μοριακών κλασμάτων των μετρούμενων ειδών.