

# ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2

## **ΙΔΑΝΙΚΟΙ ΚΥΚΛΟΙ ΑΕΡΑ**

Η μελέτη των κύκλων αέρα ως μοντέλα των διεργασιών στις ΜΕΚ είναι κατ'αρχήν χρήσιμη στην εκτίμηση παραμέτρων που επηρεάζουν την απόδοση της μηχανής. Στους κύκλους αυτούς (που λέγονται και ιδανικοί κύκλοι) η καύση παριστάται σαν ένα ισοδύναμο προσδιδόμενο ποσό θερμότητας.

### **2.1 ΙΣΟΟΓΚΗ ΠΡΟΣΔΟΣΗ ΘΕΡΜΟΤΗΤΑΣ (ΚΥΚΛΟΣ ΟΤΤΟ)**

Ο κύκλος μοντελοποιεί την ειδική περίπτωση ΜΕΚ όπου η καύση είναι πολύ γρήγορη και το έμβολο είναι σχεδόν ακίνητο. Ο κύκλος προς ανάλυση δείχνεται στο σχήμα 2.1. Οι τέσσερις βασικές διεργασίες είναι:

- 1-2 ισεντροπική συμπίεση
- 2-3 ισόογκη πρόσδοση θερμότητας
- 3-4 ισεντροπική εκτόνωση
- 4-1 ισόογκη απόδοση θερμότητας

Το εργαζόμενο ρευστό είναι ιδανικό αέριο και υποθέτουμε σταθερές  $C_p=1.0048 \text{ KJ/kgK}$ ,  $C_v=0.7177 \text{ KJ/kgK}$ .

Έχουμε από την θερμοδυναμική για τις ανωτέρω διεργασίες

$$Q_{in}=Q_{23}=mC_v(T_3-T_2) \quad , \quad Q_{out}=Q_{41}=mC_v(T_4-T_1)$$

Χρόνος συμπίεσης  $P_2/P_1=r^{\gamma}$  ,  $T_2/T_1=r^{\gamma-1}$

Χρόνος εκτόνωσης  $P_4/P_3=(1/r)^{\gamma}$  ,  $T_4/T_3=(1/r)^{\gamma-1}$  όπου  $m$  η μάζα του ιδανικού αερίου στον κύλινδρο. Ο λόγος συμπίεσης ορίζεται  $r=V_1/V_2$ . Στην περίπτωση αυτή οι λόγοι συμπίεσης και εκτόνωσης είναι ίσοι και  $1/r = V_3/V_2 = V_2/V_1$  .

Η θερμική απόδοση αυτού του κύκλου είναι

$$\eta = W_{out}/Q_{in} = 1 - Q_{out}/Q_{in}$$

και χρησιμοποιώντας τις ανωτέρω σχέσεις για  $Q_{in}$  και  $Q_{out}$  έχουμε

$$\eta = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} = 1 - \frac{1}{r^{\gamma-1}}$$

Η απόδοση του κύκλου του ΟΤΤΟ εξαρτάται από τις παραμέτρους  $\gamma$  και  $r$ . Η μεταβολή του  $\eta$  με την μεταβολή του  $\gamma$  και  $r$  περιγράφονται στα σχήματα 2.2 και μια τυπική τιμή του  $\gamma$  για κλασσικά μίγματα καυσίμου/αέρα είναι 1.35. Οι αποδόσεις αυτές είναι σχεδόν διπλάσιες από ότι στις πραγματικές μηχανές όπου υπάρχουν τριβές, απώλεια θερμότητας και καίγεται πραγματικό καύσιμο (Stone, 1985).

## **2.2 ΙΣΟΒΑΡΗΣ ΠΡΟΣΔΟΣΗ ΘΕΡΜΟΤΗΤΑΣ (DIESEL)**

Ο κύκλος μοντελοποιεί την ειδική ιδανική περίπτωση ΜΕΚ όπου η καύση ελέγχεται κατά τρόπον ώστε το αρχικό τμήμα του χρόνου εκτόνωσης να εμφανίζεται υπό σταθερή πίεση. Ο κύκλος προς ανάλυση δείχνεται στο σχήμα 2.3. Οι τέσσερις βασικές διεργασίες είναι:

- 1-2 ισεντροπική συμπίεση
- 2-3 ισοβαρής πρόσδοση θερμότητας
- 3-4 ισεντροπική εκτόνωση
- 4-1 ισόογκη απόδοση θερμότητας

Έχουμε από την θερμοδυναμική:

$$Q_{in} = mC_p(T_3 - T_2)$$

και για το χρόνο εκτόνωσης:

$$\frac{P_4}{P_3} = \left(\frac{\beta}{r}\right)^\gamma, \quad \frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{\beta}{r}\right)^{\gamma-1}$$

όπου είχαμε ορίσει την παράμετρο  $\beta = V_3 / V_2$ .

Σ' αυτή την περίπτωση η απόδοση είναι

$$\eta = 1 - \frac{1}{r^{\gamma-1}} \frac{\beta^\gamma - 1}{\gamma(\beta - 1)}$$

Επειδή συνήθως έχουμε σαν μεταβλητή την θερμότητα πρόσδωσης μπορούμε να εκφράσουμε το  $\beta$  ως

$$\beta = 1 + \frac{\gamma - 1}{\gamma} \left( \frac{Q_{in}}{P_1 V_1} \right) \frac{1}{r^{\gamma-1}}$$

όπως βλέπουμε ο βαθμός απόδοσης του κύκλου Diesel εξαρτάται από το  $\gamma$ , το  $r$  και το  $Q_{in}$  (φορτίο).

### **2.3 ΜΙΚΤΟΣ ΚΥΚΛΟΣ**

Οι σύγχρονες μηχανές CI δεν ακολουθούν ούτε τον πρώτο ούτε τον δεύτερο κύκλο αλλά η πρόσδοση της θερμικής ενέργειας γίνεται μερικώς υπό σταθερό όγκο και μερικώς υπό σταθερή πίεση, Khonak (1976). Ο καταμερισμός της προσδιδόμενης θερμότητας (στο  $x \approx 2.5$ , σχήμα 2.5) στην πράξη καθορίζεται από την εκλογή του καυσίμου, το σύστημα έγχυσης, την γεωμετρία της μηχανής σκοπό τον έλεγχο της μέγιστης πίεσης στον κύκλο. Γι' αυτό ο κύκλος αναφέρεται σαν κύκλος περιορισμένης πίεσης ή μικτός (dual). Ο κύκλος προς ανάλυση δείχνεται στο σχήμα 2.5. Έχουμε την ακόλουθη διαφορά κατά τον χρόνο πρόσδοσης της θερμότητας:

$$Q_{in} = mC_v(T_{2.5} - T_2) + mC_p(T_3 - T_{2.5})$$

Ο χρόνος εκτόνωσης καθορίζεται παρόμοια με την προηγούμενη περίπτωση καθορίζοντας το  $\beta = V_3/V_{2.5}$ . Καθορίζουμε  $\alpha = P_1/P_2$  και βρίσκουμε ότι

$$\frac{Q_{in}}{C_v T_1} = r^{\gamma-1} (\alpha - 1 + \gamma \alpha (\beta - 1))$$

και παρατηρούμε ότι για δεδομένο  $Q_{in}$  και  $r$  τα  $\alpha$  και  $\beta$  δεν είναι ανεξάρτητα, αλλά  $\alpha - 1 + \gamma \alpha (\beta - 1) = \text{σταθ.}$

Ο βαθμός απόδοσης δίδεται από την σχέση

$$\eta = 1 - \left( \frac{1}{r} \right)^{\gamma-1} \left[ \frac{\alpha \beta \gamma - 1}{(\alpha - 1) + \gamma \alpha (\beta - 1)} \right]$$

Το μεγαλύτερο μέρος της καύσης θεωρείται ότι γίνεται ισοόγκως ο δε βαθμός απόδοσης αυξάνει με την αύξηση του  $\alpha$ . Διαφορίζοντας τη σχέση των  $\alpha, \beta$  έχουμε

$$(\gamma-1)d\alpha + \gamma\beta d\alpha + \gamma\alpha d\beta=0$$

$$\text{ή} \quad d\beta/d\alpha = -(1+\gamma(\beta-1))/\gamma\alpha$$

Διαφορίζοντας την εξίσωση του βαθμού απόδοσης και γράφοντας  $Q=Q_{in}/C_v T$  έχουμε ότι

$$\frac{dn}{d\alpha} = -\frac{1}{Q} \frac{d(\alpha \beta^\gamma)}{d\alpha} = -\frac{1}{Q} \left[ \beta^\gamma + \alpha\gamma\beta^{\gamma-1} \frac{d\beta}{d\alpha} \right]$$

Αντικαθιστώντας το  $d\beta/d\alpha$  από την παραπάνω σχέση έχουμε ότι,  $Q(dn/d\alpha) = \beta^{\gamma-1}(\beta-1)(\gamma-1)$ , και επειδή  $\beta, \gamma > 1$  συμπεραίνουμε ότι ο βαθμός απόδοσης αυξάνει με το  $\alpha$ .

#### **2.4 ΠΟΙΟΤΙΚΗ ΑΝΑΛΥΣΗ ΤΩΝ ΚΥΚΛΩΝ**

Το διάγραμμα P-V μιας μηχανής λέγεται και ενδεικτικό διάγραμμα και η επιφάνεια εντός του κύκλου είναι ένα καλό μέτρο του έργου που παράγεται από το αέριο (ενδεικνυμένο έργο). Το έργο που παράγεται από τον στροφαλοφόρο άξονα είναι μικρότερο λόγω τριβών και λέγεται έργο πεδήσεως. Μέχρι τώρα λοιπόν υπολογίζαμε την ενδεικνυμένη ισχύ. Από θερμοδυναμικής άποψης ο βαθμός απόδοσης και το έργο ανά μονάδα μάζης του αερίου είναι οι κύριες παράμετροι ενδιαφέροντος. Εκφράζοντας το έργο σαν μια εντατική (ανά μονάδα μάζας) θερμοδυναμική ιδιότητα βοηθά διότι στα περισσότερα συστήματα η ανάλυση καθίσταται ανεξάρτητη του μεγέθους του συστήματος. Μια τέτοια προσέγγιση θα ήταν ικανοποιητική και για τις ΜΕΚ, εάν το μέγεθος της μηχανής εξαρτώταν από την μάζα αερίου στον κύλινδρο. Όπως θα δούμε αργότερα η μάζα του αέρα στον κύλινδρο μερικές φορές μεταβάλλεται για να ελεγχθεί το φορτίο της μηχανής. Έτσι είναι καταλληλότερο να συγκρίνονται μηχανές διαφορετικού μεγέθους συναρτήσει του έργου ανά μονάδα όγκου εκτόπισης. Το έργο αυτό εκφρασμένο σε μονάδες πίεσης λέγεται μέση ενεργός πίεση, μεπ, (mean effective pressure, mep) επειδή μπορεί να θεωρηθεί σαν την σταθερή πίεση που εφαρμοζόμενη στο έμβολο κατά την διάρκεια του χρόνου εκτόνωσης δίδει το έργο του κύκλου. Η ενδεικνυμένη μέση ενεργός πίεση, imep για όλους τους κύκλους δίδεται από την

έκφραση

$$imep = \frac{W}{V_1 - V_2} = \frac{W}{V_1} \frac{r}{r-1} = \frac{Q_{in} \eta P_1}{RT_1} \frac{r}{r-1}$$

ή

$$\frac{imep}{V_1} = \frac{Q_{in}}{P_1 V_1} \frac{r}{r-1} \eta$$

Η μεγιστοποίηση της  $imep$  συνιστά μια μικρότερη και ελαφρύτερη μηχανή που παράγει ένα δεδομένο έργο. Υπάρχουν εμφανώς δύο τρόποι να επιτευχθεί αυτό (Σχήματα 2.2, 2.4): με αύξηση του λόγου συμπίεσης και με αύξηση του θερμικού φορτίου εισόδου. Υπάρχουν όμως πρακτικοί περιορισμοί. Για μηχανές SI ο λόγος συμπίεσης πρέπει να είναι αρκετά χαμηλός για να αποφευχθεί η κρουστική καύση (knock). Για μηχανές CI η αυξανόμενη τριβή περιορίζει την χρησιμότητα της αυξημένης συμπίεσης. Άλλοι παράγοντες όπως η εκπομπή καυσαερίων και το ξεκίνημα της μηχανής επηρεάζουν την επιλογή του λόγου συμπίεσης. Από την άλλη μεριά αύξηση του  $Q_{in}$  θεωρητικά μπορεί να επιτευχθεί χωρίς όριο μέσω αύξησης της παροχής του καυσίμου. Σε πλούσια μίγματα όμως δεν έχουμε πλήρη καύση και δεν εκμεταλλευόμαστε πλήρως το καύσιμο. Εν γένει οι κύκλοι αέρα-καύσιμου που θα δούμε αργότερα μοντελοποιούν επαρκώς τις κλασσικές μηχανές SI που η καύση είναι ομοιογενής αλλά δεν είναι τόσο χρησιμοί για την μοντελοποίηση της καύσης στις μηχανές CI με έγχυση καυσίμου όπου η καύση είναι ετερογενής (διφασική ροή κοντά στο spray). Σύμφωνα με του ιδανικούς κύκλους αερίου (και επίσης στους κύκλους αέρα-καυσίμου) για δεδομένο θερμικό φορτίο  $Q_{in}$  και συμπίεση  $r$  ισχύει  $\eta_{OTTO} > \eta_{DUAL} > \eta_{DIESEL}$ . Για δεδομένη όμως μέγιστη πίεση κύκλου  $P_{max}$  ισχύει το αντίθετο (Lichty, 1967).

## **2.5 ΙΣΟΔΥΝΑΜΟΙ Η ΣΥΓΚΡΙΣΙΜΟΙ ΚΥΚΛΟΙ ΑΕΡΑ**

Ένας ορισμένος κύκλος αέρα συνήθως χρησιμοποιείται για να

προσεγγίσει η να συγκριθεί με ένα πραγματικό κύκλο. Ο κύκλος αέρα που προσομοιάζει ένα δοθέντα πραγματικό κύκλο καλείται ισοδύναμος κύκλος αέρα (Ferguson, 1986). Ο ισοδύναμος κύκλος αέρα έχει εν γένει τα ακόλουθα κοινά χαρακτηριστικά με τον πραγματικό κύκλο που αναπαριστά: ίδια σειρά διεργασιών, ίδιο λόγο συμπίεσης, ίδια πίεση και θερμοκρασία σε ένα επιλεγμένο σημείο και μια κατάλληλη τιμή προσδιδόμενης θερμότητας (ανά μονάδα μάζας). Στα αμέσως επόμενα κεφάλαια θα εξετάσουμε στα πλαίσια των κύκλων αέρα, μια σειρά από τις αιτίες που προκαλούν τις διαφορές μεταξύ πραγματικών και ιδανικών κύκλων και θα εισαγάγουμε τον πλήρη ιδανικό κύκλο συμπεριλαμβανομένων και των ιδανικών διεργασιών εισαγωγής και εξαγωγής για τις τετράχρονες και δίχρονες μηχανές.

## **2.6 ΧΡΟΝΙΚΑ ΜΕΤΑΒΑΛΛΟΜΕΝΗ (ΠΕΠΕΡΑΣΜΕΝΟΥ ΧΡΟΝΟΥ) ΠΡΟΣΔΟΣΗ ΘΕΡΜΟΤΗΤΑΣ**

Όλοι οι προηγούμενοι κύκλοι έδωσαν αποτελέσματα που εκφράστηκαν με μια εξίσωση. Τώρα θα μελετήσουμε την επιρροή που έχει στην διεργασία η χρονικά μεταβαλλόμενη (ο πεπερασμένος χρονισμός) πρόσδοση(ς) θερμότητας όπου η καύση λαμβάνει χώρα σε μια γωνία  $\theta_s$  και διαρκεί έως μια γωνία  $\theta = \theta_s + \theta_b$ , σχ. 2.7, (Campbell, 1979). Συνήθως σ'αυτήν την περίπτωση η πρόσδοση θερμότητας μπορεί να είναι συνάρτηση της γωνίας του στροφάλου  $\theta$ . Π.χ. έχει βρεθεί ότι για SI μηχανές ισχύει

$$x = \frac{1}{2} \left[ 1 - \cos\left(\frac{\pi(\theta - \theta_s)}{\theta_b}\right) \right] \quad (2.1)$$

όπου  $x$  είναι το κλάσμα της απελευθερούμενης θερμότητας,  $\theta$  η γωνία του στροφάλου,  $\theta_s$  η γωνία όπου αρχίζει η πρόσδοση θερμότητας και  $\theta_b$  η διάρκεια της. Η παραπάνω εξίσωση εφαρμόζεται μόνο κατά την διάρκεια της πρόσδοσης θερμότητας δηλαδή  $\theta_s < \theta < \theta_s + \theta_b$ . Μία άλλη συνάρτηση (του Wiebe) που επίσης χρησιμοποιείται είναι:

$$x = 1 - \exp\left(-a \left(\frac{\theta - \theta_s}{\theta_b}\right)^n\right) \quad (2.2)$$

όπου  $\theta_b$  είναι η κλίμακα του χρόνου πρόσδοσης θερμότητας αλλά η διάρκεια της είναι κάποιο πολλαπλάσιο του  $\theta_b$  (συνήθως  $a=5$  και  $n=3$ ). Η εξίσωση 2.2 εφαρμόζεται όταν  $x$  είναι σχεδόν 1 για πρακτικές εφαρμογές. Για κάθε μία από αυτές τις συναρτήσεις οι παράμετροι  $\theta_s$  και  $\theta_b$  όπως και ο εκθέτης  $n$  εκτιμώνται πειραματικά. Ας υποθέσουμε ότι η σχέση  $x=x(\theta)$  είναι δεδομένη (Σχήμα 2.7). Τότε μπορούμε να κάνουμε την παρακάτω ανάλυση:

$$PV=mRT \quad (2.3)$$

Παίρνοντας τον λογάριθμο και διαφορίζοντας ως προς  $\theta$  έχουμε

$$\frac{1}{P} \frac{dP}{d\theta} + \frac{1}{V} \frac{dV}{d\theta} = \frac{1}{T} \frac{dT}{d\theta} \quad (2.4)$$

Ο πρώτος νόμος της θερμοδυναμικής σε διαφορική μορφή δίδει

$$mC_v \frac{dT}{d\theta} = \frac{dQ}{d\theta} - P \frac{dV}{d\theta} \quad (2.5)$$

Διαιρούμε το αριστερό σκέλος με  $mRT$  και το δεξιό με  $PV$

$$\frac{1}{T} \frac{dT}{d\theta} = (\gamma - 1) \left( \frac{1}{PV} \frac{dQ}{d\theta} - \frac{1}{V} \frac{dV}{d\theta} \right) \quad (2.6)$$

Από τις 2.5 και 2.6 και εισάγωντας  $dQ=Q_{in}dx$  έχουμε ότι

$$\frac{dP}{d\theta} = -\gamma \frac{P}{V} \frac{dV}{d\theta} + (\gamma - 1) \frac{Q_{in}}{V} \frac{dx}{d\theta} \quad (2.7)$$

Συνήθως αδιαστατοποιούμε με τις αρχικές συνθήκες στο 1 ως ακολούθως

$$\tilde{P} = \frac{P}{P_1}, \quad \tilde{V} = \frac{V}{V_1}, \quad \tilde{Q} = \frac{Q_{in}}{P_1 V_1} \quad (2.8)$$

οπότε έχουμε

$$\frac{d\tilde{P}}{d\theta} = -\gamma \frac{\tilde{P}}{\tilde{V}} \frac{d\tilde{V}}{d\theta} + (\gamma - 1) \frac{\tilde{Q}}{\tilde{V}} \frac{dx}{d\theta} \quad (2.9)$$

Ο όγκος  $V$  και η παράγωγος  $dV/d\theta$  είναι γνωστές συναρτήσεις της  $\theta$ . Γνωρίζοντας το  $x(\theta)$  η  $dx/d\theta$  υπολογίζεται και συνεπώς για δεδομένο  $\gamma$  και  $Q$  η εξ. 2.9 είναι της μορφής

$$\frac{d\tilde{P}}{d\theta} = f(\theta, \tilde{P}) \quad (2.10)$$

που είναι γραμμική πρώτης τάξης διαφορική εξίσωση και λύνεται αριθμητικά και εύκολα. Η λύση της δίδει το  $P(\theta)$ , Σχήμα 2.7, το οποίο επιτρέπει τον υπολογισμό του έργου του κύκλου, την  $\eta_{\text{mech}}$  και την ενδεικνυόμενη απόδοση  $\eta$ .

Οι ανωτέρω σχέσεις προσπαθούν μέσω ενός μονοδιάστατου μοντέλου να κάνουν μια πρώτη μοντελοποίηση της χρονικά μεταβαλλόμενης πρόσδοσης θερμότητας δηλαδή του χρονισμού της καύσης και οι ανωτέρω έννοιες θα αναλυθούν περαιτέρω στο Κεφάλαιο 9 της καύσης. Το κλάσμα της προσδιδόμενης θερμότητας,  $x$ , παριστά τη πρόοδο της κύασης σύμφωνα με την θεώρηση της προοδευτικής καύσης όπου η χρονική μεταβολή των  $P$  και  $W$  εκφράζεται ανάλογα με τον χρονισμό της έναυσης ( $\theta_s$ , προπορεία, spark advance) και την διάρκεια της καύσης ( $\theta_b$ , combustion duration).

## **2.7 ΧΡΟΝΙΚΑ ΜΕΤΑΒΑΛΛΟΜΕΝΗ ΑΠΩΛΕΙΑ ΘΕΡΜΟΤΗΤΑΣ**

Η εξίσωση 2.6 ισχύει ανεξαρτήτως του αν το  $dQ$  ερμηνεύεται σαν πρόσδοση θερμότητας από την καύση ή απώλεια θερμότητας από τα αέρια προς τα χιτώνια του κυλίνδρου (π.χ. λόγω μεταφοράς θερμότητας). Και οι δύο ανωτέρω πιθανότητες μπορούν να εισαχθούν στο μοντέλλο της χρονικής μεταβολής της θερμικής πρόσδοσης αν γράψουμε

$$dQ = Q_{\text{in}} dx - dQ_1 \quad (2.11)$$

όπου  $Q_1$  = απώλειες θερμότητας. Πρέπει βέβαια να γνωρίζουμε και τον συντελεστή μεταφοράς θερμότητας (film coefficient),  $h$ , (ιδέ κεφάλαιο 8) έτσι ώστε

$$d\frac{Q_1}{dt} = hA(T - T_w) \quad (2.12)$$

όπου  $A$  η επιφάνεια του κυλίνδρου σε επαφή με το αέριο και  $T_w$  η θερμοκρασία τοιχώματος. Σ'αυτήν την έκφραση μπορεί επίσης να μοντελοποιηθεί και η μεταφορά θερμότητας δι'αγωγής από το



χιτώνιο. Εισάγουμε τις αδιάστατες παραμέτρους

$$\tilde{Q} = \frac{Q_{in}}{P_1 V_1}, \tilde{T} = \frac{T}{T_1}, \tilde{Q}_l = \frac{Q_l}{P_1 V_1}, \tilde{h} = h T_1 \frac{(A_o - 4 \frac{V_o}{b})}{P_1 V_1 \omega}, \beta = \frac{4 V_1}{b (A_o - 4 \frac{V_o}{b})}$$

όπου  $A_o$  είναι η επιφάνεια επαφής στο TDC (ΑΝΣ). Τότε η αδιάστατη απώλεια θερμότητας είναι

$$\frac{d\tilde{Q}_l}{d\theta} = \tilde{h}(1 + \beta \tilde{V}) (\tilde{P}\tilde{V} - \tilde{T}_w) \quad (2.13)$$

και με αντικατάσταση στις 2.6 και 2.7 μας δίδει μια έκφραση του  $P=P(\theta)$  που τώρα περιλαμβάνει και την επίδραση των απωλειών θερμότητας

$$\frac{d\tilde{P}}{d\theta} = -\gamma \frac{\tilde{P}}{\tilde{V}} \frac{d\tilde{V}}{d\theta} + \frac{(\gamma-1)}{\tilde{V}} [\tilde{Q} \frac{dx}{d\theta} - \tilde{h}(1 + \beta \tilde{V}) (\tilde{P}\tilde{V} - \tilde{T}_w)] \quad (2.14)$$

Έτσι ένα ακόμη στοιχείο, που χαρακτηρίζει την λειτουργία της πραγματικής μηχανής, εισάγεται στο αρχικό μοντέλο.

## **2.8 ΧΡΟΝΙΚΑ ΜΕΤΑΒΑΛΛΟΜΕΝΗ ΑΠΩΛΕΙΑ (ΔΙΑΡΡΟΗ) ΜΙΓΜΑΤΟΣ ΜΕΣΩ ΤΩΝ ΕΛΑΤΗΡΙΩΝ ΤΟΥ ΕΜΒΟΛΟΥ**

Κατά την διάρκεια της λειτουργίας της μηχανής ακόμα και όταν οι βαλβίδες εισαγωγής/εξαγωγής είναι κλειστές υπάρχει μια διαρροή του εργαζόμενου μίγματος (που λέγεται και γόμωση (charge)) που διαφεύγει από τον θάλαμο καύσης μέσω των δακτυλίων στεγανότητας στον στροφαλοθάλαμο (crankcase). Καθώς η μάζα στον θάλαμο καύσης δεν είναι πια σταθερή η εξίσωση 2.4 δεν ισχύει και πρέπει να ξαναγραφεί ως εξής

$$\frac{1}{P} \frac{dP}{d\theta} + \frac{1}{V} \frac{dV}{d\theta} = \frac{1}{m} \frac{dm}{d\theta} + \frac{1}{T} \frac{dT}{d\theta} \quad (2.15)$$

και παρομοίως ο πρώτος νόμος της θερμοδυναμικής σε διαφορική μορφή εφαρμοζόμενος σε ανοιχτό σύστημα μας δίδει

$$m c_v \frac{dT}{d\theta} + c_v T \frac{dm}{d\theta} = \frac{dQ}{d\theta} - P \frac{dV}{d\theta} - \frac{\dot{m}_l c_p T}{\omega} \quad (2.16)$$

όπου  $m_l$  είναι ο στιγμιαίος ρυθμός διαρροής μάζας (blowby rate) και θεωρείται πάντοτε εξερχόμενος του θαλάμου καύσης μεταφέροντας ενθαλπία  $c_p T$ . Μεταξύ 2.15 και 2.16 απαλείφουμε το  $dT/d\theta$  και έχουμε

$$\frac{dP}{d\theta} = -\gamma \frac{P}{V} \frac{dV}{d\theta} + \frac{(\gamma-1)dQ}{V d\theta} - \frac{\gamma \dot{m}_l}{\omega m} \quad (2.17)$$

Η απαλειφή του  $dm/d\theta$  απαιτεί χρήση της εξίσωσης της συνέχειας για την διατήρηση της μάζας στην συγκεκριμένη περίπτωση

$$\frac{dm}{d\theta} = -\frac{\dot{m}_l}{\omega} \quad (2.18)$$

Εισάγουμε την σταθερά  $C = m_l/m$  και χρησιμοποιώντας την 2.11 καταλήγουμε στις πλέον γενικές εκφράσεις

$$\frac{d\tilde{P}}{d\theta} = -\gamma \frac{\tilde{P}}{\tilde{V}} \frac{d\tilde{V}}{d\theta} + \frac{(\gamma-1)}{\tilde{V}} \left[ \tilde{Q} \frac{dx}{d\theta} - \tilde{h} (1 + \beta \tilde{V}) \left( \frac{\tilde{P}\tilde{V}}{\tilde{m}} - \tilde{T}_w \right) \right] - \frac{\gamma C \tilde{P}}{\omega} \quad (2.19)$$

$$\frac{d\tilde{W}}{d\theta} = \tilde{P} \frac{d\tilde{V}}{d\theta} \quad (2.20)$$

$$\frac{d\tilde{Q}_l}{d\theta} = \tilde{h} (1 + \beta \tilde{V}) \left( \frac{\tilde{P}\tilde{V}}{\tilde{m}} - \tilde{T}_w \right) \quad (2.21)$$

$$\frac{d\tilde{m}}{d\theta} = -\frac{C \tilde{m}}{\omega} \quad (2.22)$$

Οι ανωτέρω τέσσερις διαφορικές εξισώσεις μπορούν να λυθούν

συγχρόνως (Campbell, 1979, Ferguson, 1986) με δεδομένη την παράμετρο C που θα καθορίσουμε σε άλλο κεφάλαιο και εξαρτάται από τα τεχνικά χαρακτηριστικά και τον σχεδιασμό των δακτυλίων στεγανότητας. Επίσης παρατηρήσαμε ότι είναι δυνατό η εξίσωση 2.22 να ολοκληρωθεί αναλυτικά και να δώσει

$$\tilde{m} = \exp\left[\frac{-C(\theta + \pi)}{\omega}\right]$$

## **2.9 ΤΕΤΡΑΧΡΟΝΗ ΔΙΕΡΓΑΣΙΑ ΜΕ ΕΙΣΑΓΩΓΗ ΚΑΙ ΕΞΑΓΩΓΗ**

Στους προηγούμενους ιδανικούς κύκλους θα προσθέσουμε τώρα και τις διεργασίες εισόδου και εξόδου. Θα υποθέσουμε ότι το θερμοδυναμικό ρευστό είναι τέλει αέριο, ότι το μίγμα αυτό δεν αλλάζει σύνθεση, ότι οι μεταβολές εκτόνωσης και συμπίεσης είναι αδιαβατικές και ότι οι βαλβίδες ανοίγουν στο TDC και BDC. Θα λάβουμε επιπλέον υπ'όψιν μας ότι κατά την έξοδο του αερίου, ένα υπόλοιπο παραμένει στον θάλαμο (residual gas). Οι διαδικασίες δείχνονται στα σχήματα 2.8 και 2.9 (Taylor, 1968, Ferguson, 1986)

Η βαλβίδα εξαγωγής θεωρείται ότι ανοίγει στο BDC και κλείνει στο TDC. Η βαλβίδα εισαγωγής ανοίγει στο TDC μόλις κλείνει η βαλβίδα εξαγωγής και παραμένει ανοικτή μέχρι το BDC του χρόνου συμπίεσης. Ο χρόνος που και οι δύο βαλβίδες είναι ανοικτές καλείται επικάλυψη (overlap) και εδώ θεωρείται μηδέν. Από τα σχήματα 2.8, 2.9 έχουμε τις ακόλουθες διεργασίες :

- Η διεργασία του προηγούμενου ιδανικού κύκλου 4-5 (αποβολή θερμότητας υπό σταθερό ειδικό όγκο (πυκνότητα)), θα αντικατασταθεί από μία 4-5α ισόχωρης αποτόνωσης,
- 5α-6 ισοβαρή εξαγωγή
- 6-7 ισόχωρο κλείσιμο της βαλβίδας εξαγωγής και άνοιγμα της βαλβίδας εισαγωγής (έμβολο στο TDC)
- 7-1 ισοβαρή εισαγωγή των αερίων και μετακίνηση του εμβόλου Στο BDC.

Στο τέλος του χρόνου εκτόνωσης 3-4, η πίεση στον θάλαμο είναι μεγαλύτερη από την πίεση εξόδου. Συνεπώς όταν ανοίγει η βαλβίδα εξαγωγής τα αέρια θα εξέλθουν ακόμα και αν το έμβολο δεν

κινείται. Συνήθως ο λόγος  $P_4/P_e$  δίνει ηχητική ροή στην βαλβίδα έτσι ώστε η αποτόνωση να είναι πολύ γρήγορη και η ισόογκη υπόθεση να δικαιολογείται. Κατά την αποτόνωση δεν προσφέρεται έργο επάνω στο έμβολο ενώ απαιτείται έργο για να εκδιωχθούν τα καυσαέρια κατά την ισοβαρή εξαγωγή.

$$W_{5\alpha-6} = \int_{5\alpha}^6 P dV = -P_e V_d \quad (2.23)$$

Επίσης

$$\Delta H_{5\alpha-6} = 0 \quad (2.24)$$

επειδή έχουμε σταθερή πίεση. Για ιδανικά αέρια η ενθαλπία εξαρτάται μόνο από την θερμοκρασία έτσι ώστε η διαδικασία είναι επίσης ισόθερμη και ασυμπίεστη. Συνεπώς το κλάσμα υπολοίπου (μάζα υπολοίπου αερίου στο τέλος του χρόνου εξόδου/συνολική μάζα στον θάλαμο κατά το τέλος του χρόνου εισόδου),  $f$ , δίδεται από την έκφραση

$$f = \frac{V_6/v_6}{V_4/v_4} = \frac{I v_4}{r v_6} = \frac{I T_4 P_e}{r T_e P_4} \quad (2.25)$$

Για να παράγουμε συγκεκριμένα αποτελέσματα πρέπει να διακρίνουμε **τρεις** περιπτώσεις που εξαρτώνται από το λόγο πιέσεων εισόδου και εξόδου και να κάνουμε ισολογισμό ενέργειας μεταξύ του τέλους του χρόνου εξαγωγής και της αρχής του χρόνου εισαγωγής ( $6 \rightarrow 1$ ).

Εάν η πίεση εισόδου είναι μικρότερη από την πίεση εξόδου η μηχανή εργάζεται υπό μερικό φορτίο (throttled). Τότε θα υπάρξει ροή από τον θάλαμο προς τον σωλήνα εισαγωγής κατά την αναστροφή των θέσεων των βαλβίδων. Όταν οι πιέσεις στον κύλινδρο και στην εισαγωγή εξισορροπηθούν, το έμβολο υποχωρεί και αναρροφά φρέσκο αέριο (μίγμα). Κατ'αρχήν αναρροφά προϊόντα καύσης που είχαν ήδη διαρρεύσει στον σωλήνα εισαγωγής κατά την αναστροφή των βαλβίδων και κατόπιν φρέσκο μίγμα.

Εάν η πίεση εισαγωγής είναι μεγαλύτερη από την πίεση εξαγωγής η μηχανή εργάζεται με υπερπλήρωση ή στροβιλοπλήρωση. Κατά την αναστροφή των βαλβίδων υπάρχει ροή από τον σωλήνα εισαγωγής προς τον κύλινδρο μέχρι να ισορροπήσουν οι πιέσεις. Στην πραγματική λειτουργία λόγω επικάλυψης στη λειτουργία των βαλβίδων μπορεί να υπάρξει ροή φρέσκου μίγματος από τον σωλήνα εισαγωγής προς τον σωλήνα εξαγωγής και συνεπώς αποβάλλεται άκαυστο καύσιμο και ρύποι.

Η τελευταία τώρα περίπτωση είναι όταν οι πιέσεις εισαγωγής και εξαγωγής είναι ίσες. Τότε η μηχανή εργάζεται υπό πλήρες φορτίο (unthrottled, WOT). Και στις τρεις ανωτέρω περιπτώσεις ισχύουν και εφαρμόζονται οι εξισώσεις (Ferguson, 1986):

$$f = \frac{V_6/v_6}{V_4/v_4} = \frac{I v_4}{r v_6} = \frac{I T_4 P_e}{r T_e P_4} \quad (2.25)'$$

$$T_1 = (1-f) T_i + f T_e \left[ 1 - \left( 1 - \frac{P_i}{P_e} \right)^\gamma \right] \quad (2.26)$$

$$e_v = \frac{m_i}{\rho_i V_d} = 1 - \frac{P_i}{\gamma(r-1)} \quad (2.27)$$

Συνήθως η πίεση εξαγωγής είναι η μίση από αυτή της εισαγωγής,  $P_i = 2P_e$ , και η  $T_e$  υπολογίζεται ως  $T_e = T_4 (P_e/P_4)^{(\gamma-1)/\gamma}$ .

Κατά την διάρκεια της διαδικασίας εισαγωγής έργο παράγεται από το αέριο και κατά την εξαγωγή έργο προσφέρεται προς το αέριο. Το καθαρό έργο κατά την διάρκεια των χρόνων εξαγωγής-εισαγωγής είναι

$$W_{5\alpha-1} = (P_i - P_e) V_d \quad (2.28)$$

Το αρνητικό κομμάτι αυτού του έργου λέγεται έργο άντλησης

εφ'όσον χάνεται για την υπό μερικό φορτίο εργαζόμενη μηχανή. Η μέση ενεργός πίεση άντλησης ορίζεται σαν το έργο άντλησης ανά μονάδα όγκου εκτόπισης

$$p_{\text{μερ}} = P_e - P_i \quad (2.29)$$

Το έργο ολόκληρου του κύκλου, όπως κάναμε και προηγουμένως θα το καλέσουμε καθαρή ενδεικνυμένη μέση ενεργό πίεση.

$$(i_{\text{μερ}})_{\text{net}} = i_{\text{μερ}} - p_{\text{μερ}} \quad (2.30)$$

και η καθαρή απόδοση είναι

$$\eta_{\text{net}} = \eta (1 - p_{\text{μερ}} / i_{\text{μερ}}) \quad (2.31)$$

Εδώ θα πρέπει να υπενθυμίσουμε ότι πολλές από τις ανωτέρω ποσότητες  $h, u$  κλπ είναι εκφρασμένες ανά μονάδα μάζας (εντατικές). Σε μια μηχανή είναι συνήθως δεδομένος ο λόγος παροχτευσόμενου καυσίμου προς αναρροφούμενου αέρα. Στους ιδανικούς κύκλους αερίου αυτό είναι ανάλογο με το να καθορίσουμε την προσδιδόμενη θερμότητα ανά μονάδα αναρροφούμενου αερίου,  $\Delta H_R$ .

Το προσδιδόμενο ποσό θερμότητας στον κύκλο είναι:

$$Q_{\text{in}} = m_f \cdot \Delta H_R, \quad \text{όπου } m_f = \phi F_s m_a \quad (2.32)$$

και  $F_s = \phi$  στοιχειομετρικός λόγος καυσίμου αέρα (fuel/air ratio),  $\phi = \phi$  σχετικός λόγος καυσίμου/αέρα (equivalence ratio) και  $m_{\text{air}} = \rho_{\text{air}} (\pi/4 b^2 s)$ .

Στις δίχρονες μηχανές και οι δύο οπές εισαγωγής και εξαγωγής είναι ανοικτές κοντά στο BDC (ΚΝΣ). Η πίεση εισαγωγής είναι μεγαλύτερη από την πίεση εξαγωγής έτσι ώστε υπάρχει ροή φρέσκου αέρα  $m_a$  μέσα στον θάλαμο που σπρώχνει τα καυσαέρια στην εξαγωγή (σάρωση-scavenging). Ένα μόνο μέρος αυτού του αναρροφούμενου αέρα (αντί για αέρα χρησιμοποιούμε το μίγμα αέρα-καυσίμου για μηχανές με εξαεριωτή-carburetor) κατακρατείται ή παγιδεύεται και χρησιμοποιείται στον κύκλο, το  $m_a^t$  (μαζί φυσικά

με ένα μερικό υπόλοιπο από τα καυσαέρια του προηγούμενου κύκλου). Εδώ αντί για την ογκομετρική απόδοση έχουμε μεγέθη όπως τον λόγο παροχέτευσης  $D_r$ , την απόδοση σάρωσης  $e_s$  και την απόδοση παγίδευσης  $\Gamma$ .

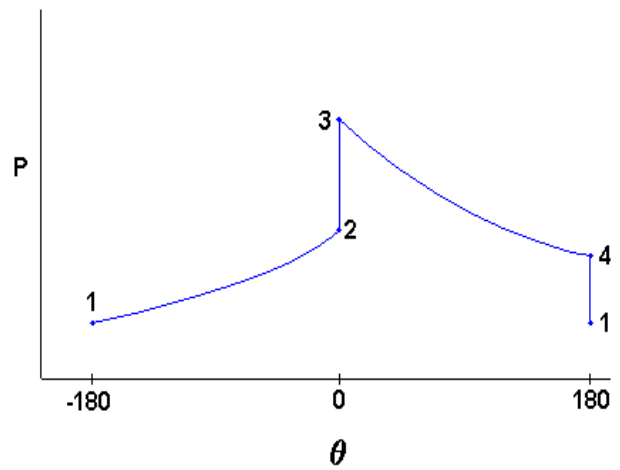
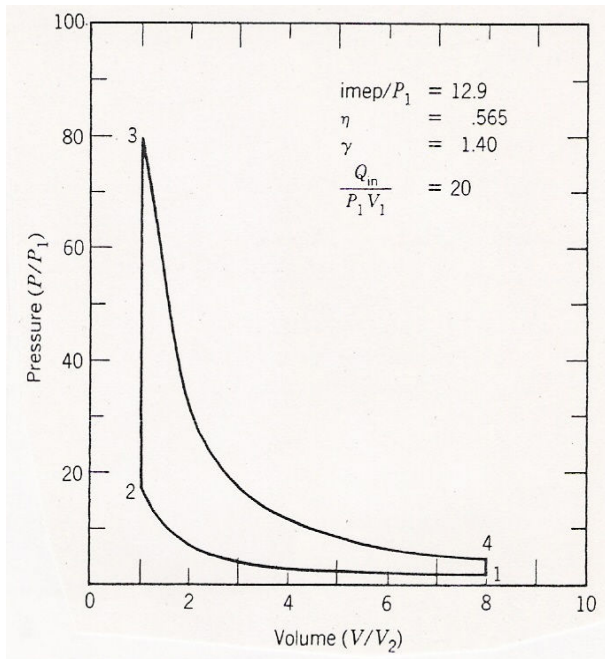
## **2.10 ΑΝΑΛΥΣΗ ΚΥΚΛΩΝ ΜΕ ΑΔΙΑΣΤΑΤΕΣ ΠΟΣΟΤΗΤΕΣ**

Εν γένει η ανάλυση του κύκλου των παλινδρομικών μηχανών συνδέει την ενδεικνυμένη απόδοση με τις μεταβλητές  $r, \gamma$  (ΟΤΤΟ) –  $Q_{in}, \theta_b, \theta_s, n$  (πεπερασμένη πρόσδοση θερμότητας) –  $h, \beta, T_w$  (απώλεια θερμότητας) –  $C/\omega$  (απώλεια μάζης). Η διαδικασία εισαγωγής-εξαγωγής εισήγαγε την παράμετρο  $P_e/P_i$  (4-χρονης) και το κλάσμα υπολοίπου  $f$  (ιδιαίτερα σημαντικό για τις δίχρονες). Όπως θα δούμε οι τριβές του εμβόλου θα εισάγουν μια επιπλέον παράμετρο ( $R_e = U_p b / v_o$ ,  $v_o$  ιξώδες λιπαντικού). Η μοντελοποίηση της πραγματικής διεργασίας εισαγωγής-εξαγωγής όπως θα δούμε εισαγάγει μια ακόμη σειρά ημιεμπειρικών παραμέτρων (συσχετισμός αριθμού Mach κατά την δίοδο του αέρα-μίγματος από τις οπές εισόδου-εξόδου, διάμετρος οπών, χρονισμός βαλβίδων, χαρακτηριστικά αγωγών εισαγωγής-εξαγωγής). Εν γένει ένα σημαντικό πρόβλημα στους κύκλους αερίου είναι η επιλογή μιας ρεαλιστικής τιμής για το  $\gamma$  και το  $\Delta H_R$  (εξ. 2.32). Για τους υδρογονάνθρακες  $(CH_{2.5})_n$  έχει ευρεθεί ότι ισχύει προσεγγιστικά

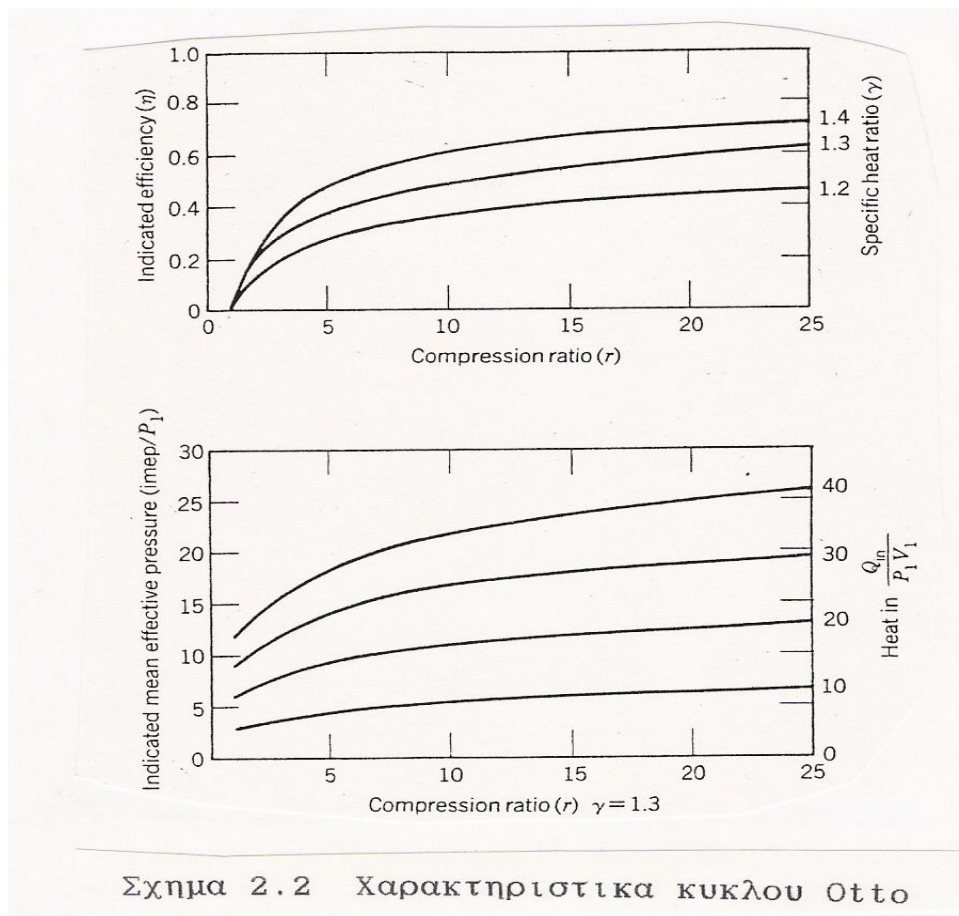
$$\gamma = 1.4 - 0.16\phi \quad (2.33)$$

$$\begin{aligned} \text{και } \Delta H_R (\text{cal/g}) &= (\phi F_s / (1 + \phi F_s)) 10660 & \text{για } \phi < 1 \\ \Delta H_R (\text{cal/g}) &= (\phi F_s / (1 + \phi F_s)) (10660 - 930(\phi - 1)) & \text{για } \phi > 1 \end{aligned} \quad (2.34)$$

Μπορούμε όμως, αντί να χρησιμοποιούμε την ανωτέρω εμπειρική σχέση για να προσεγγίσουμε τους πραγματικούς κύκλους αέρα-καυσίμου (αποφεύγοντας την ανάλυση της διαδικασίας της καύσης) μέσω των κύκλων αερίου που είδαμε προηγουμένως, να επιλύσουμε για την θερμοδυναμική της καύσης απ'ευθείας όπως θα δούμε σε επόμενο κεφάλαιο. Έτσι αντί για τις παραμετρούς  $\gamma$  και  $Q$  θα έχουμε τις:  $H/C$  (λόγος ατόμων  $H/C$  του καυσίμου),  $\phi$  (σχετικός λόγος καυσίμου-αέρα),  $M$  (μοριακό βάρος καυσίμου),  $Q_{net}$  (θερμογόνος δύναμη καυσίμου),  $Q_u$  (θερμότητα εξατμίσης καυσίμου).

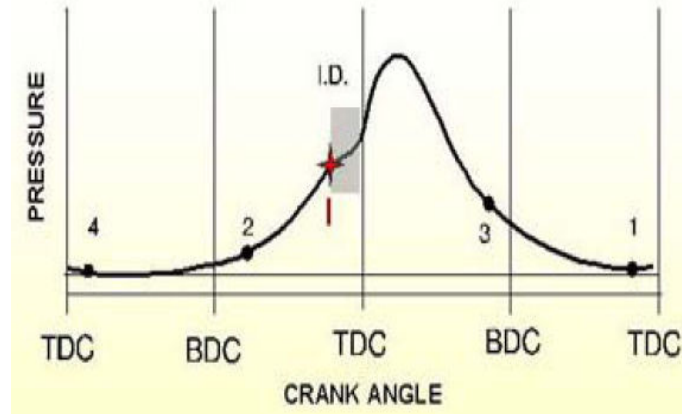
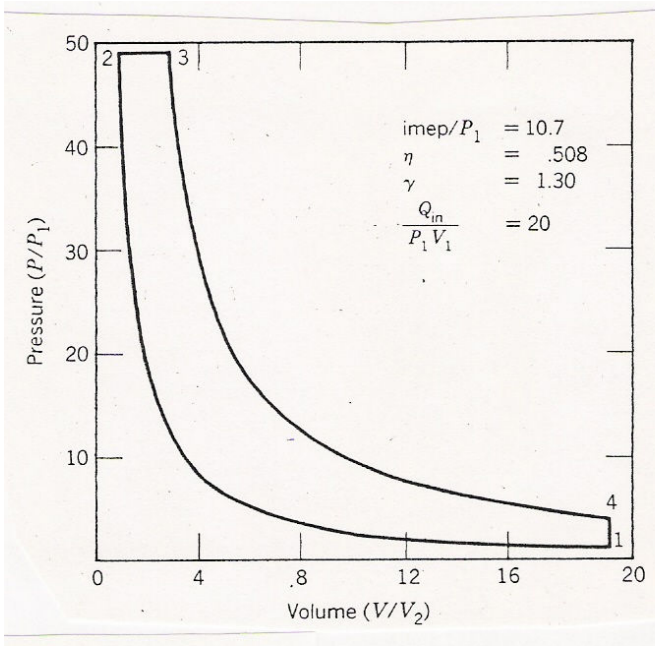


Σχήμα 2.1 Ο κύκλος ΟΤΤΟ και η μεταβολή της πίεσης,  $P=P(\theta)$ , στον κύλινδρο

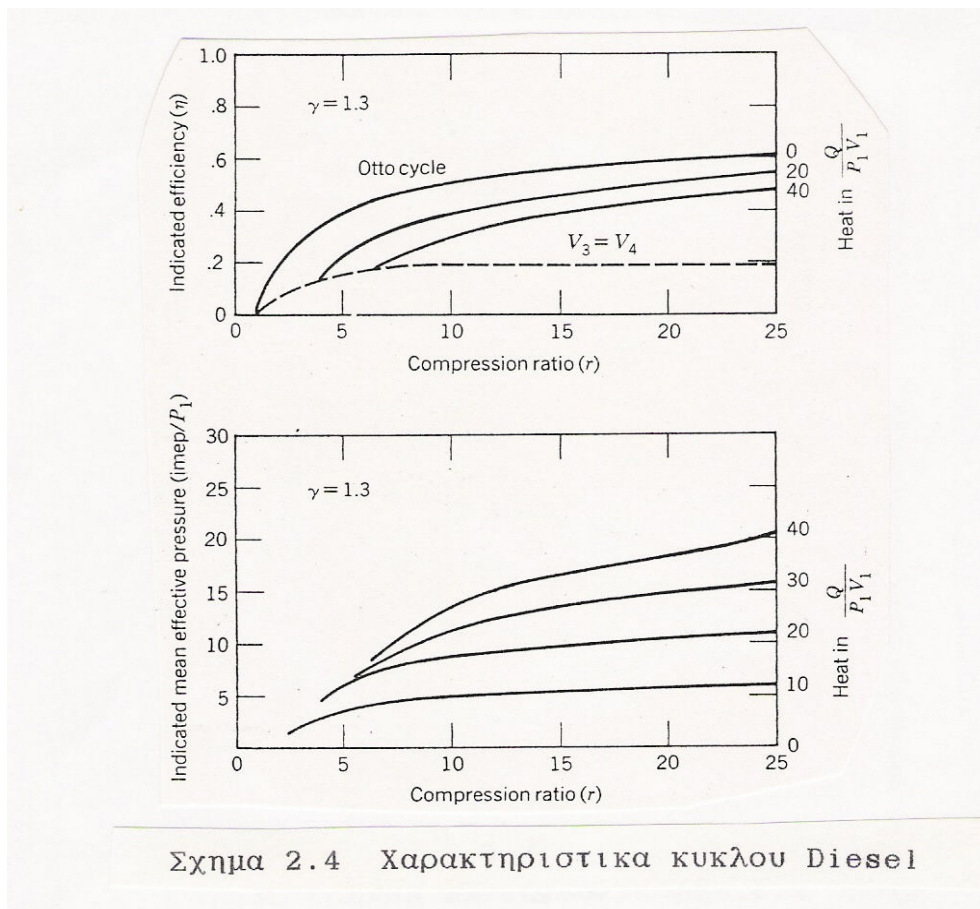


Σχήμα 2.2 Χαρακτηριστικά κυκλου Otto

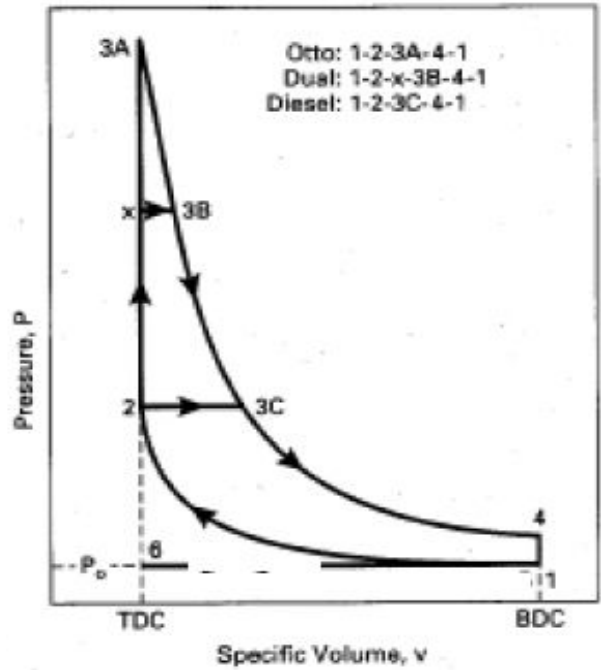
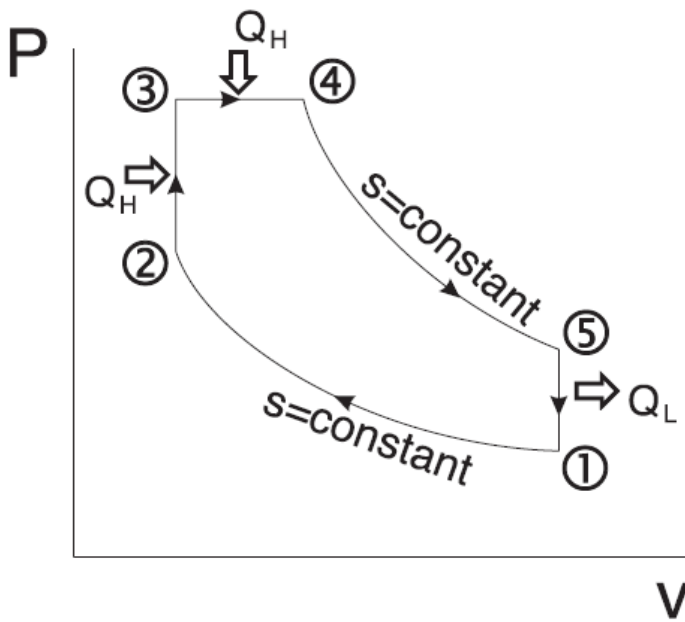




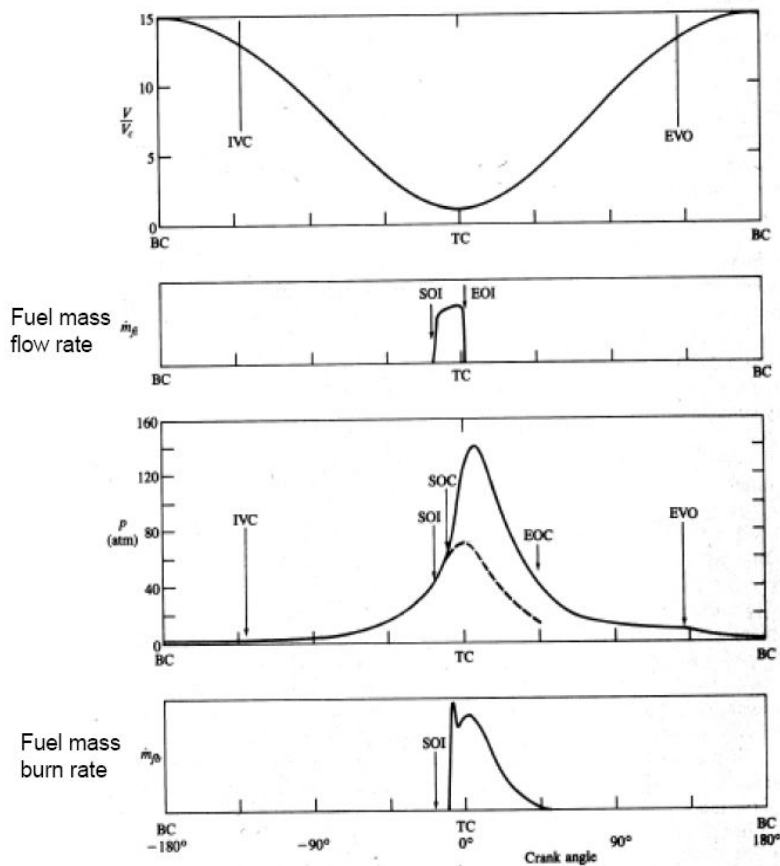
Σχήμα 2.3 Ο κύκλος Diesel και η μεταβολή της πίεσης,  $P=P(\theta)$ , στον κύλινδρο



Σχήμα 2.4 Χαρακτηριστικά κυκλου Diesel

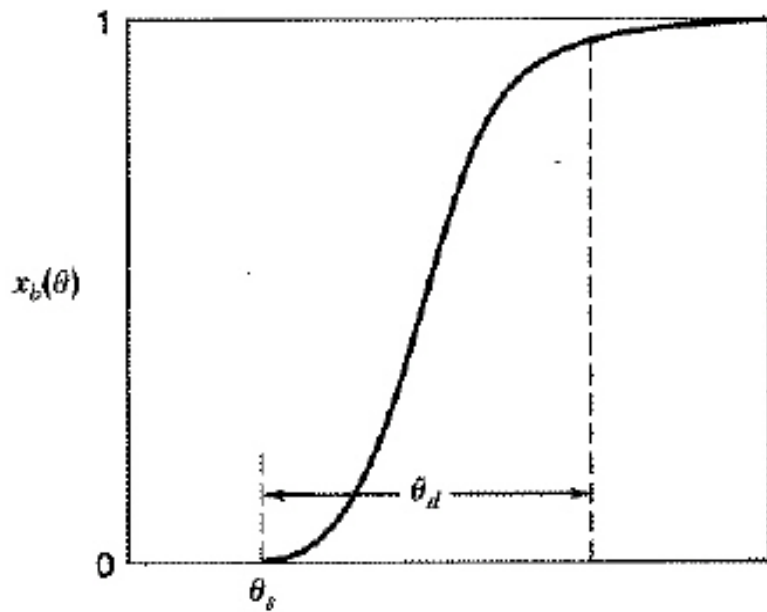


Σχήμα 2.5 Ο μικτός κύκλος και σύγκριση του με τους κύκλους OTTO και Diesel

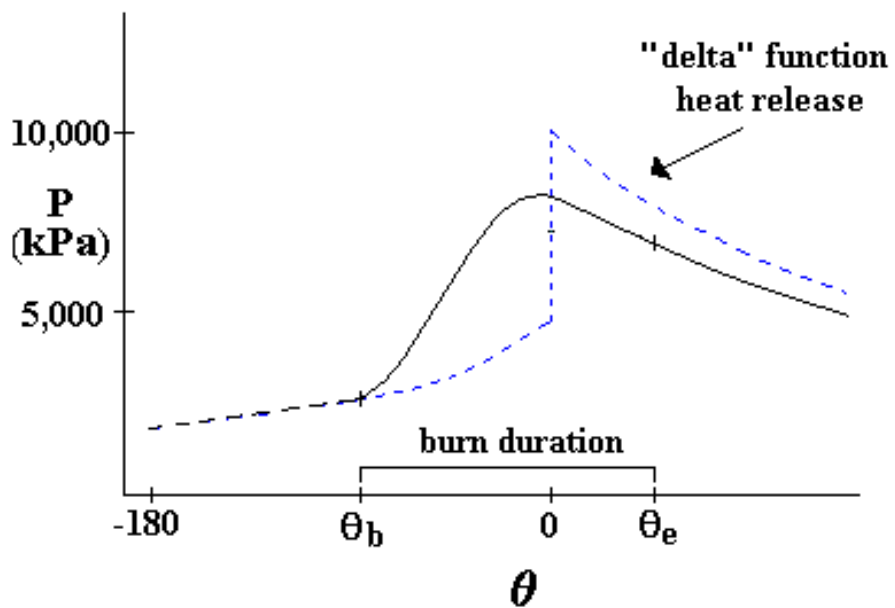


SOI – start of injection  
EOI – end of injection  
SOC – start of combustion  
EOC – end of combustion

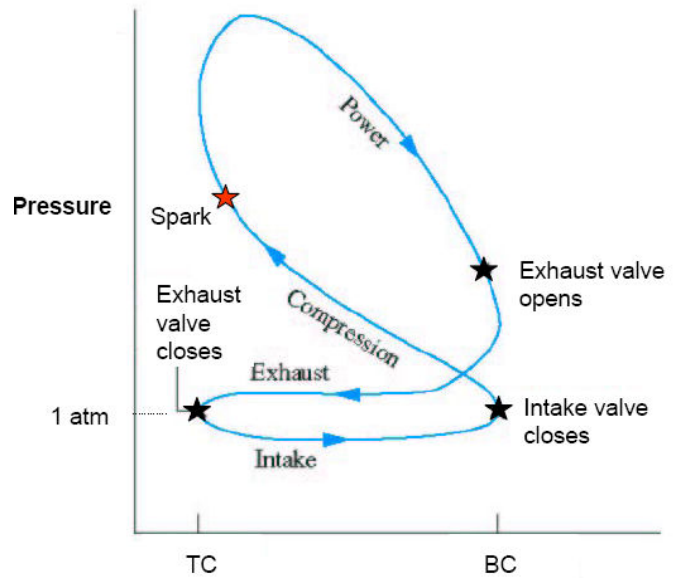
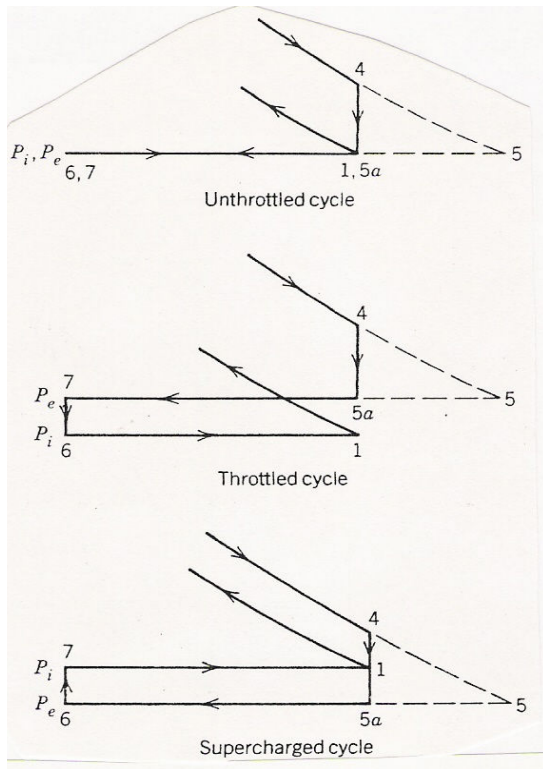
Σχήμα 2.6 Συγκρίσεις παραμέτρων λειτουργίας μηχανής Diesel, Taylor (1968)



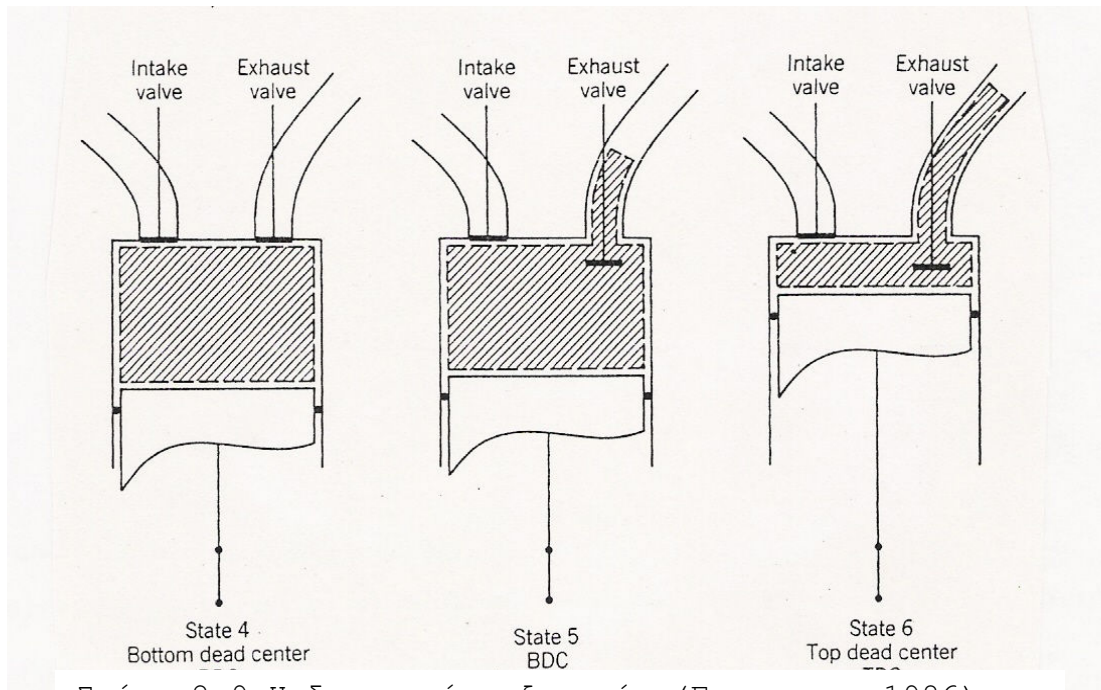
Γωνία στροφαλοφόρου



Σχήμα 2.7 Μοντέλο πεπερασμένου ρυθμού πρόσδοσης θερμότητας,  $x_b(\theta)$ , και η μεταβολή της πίεσης συναρτήσει του  $\theta$



Σχήμα 2.8 Χρόνοι εισαγωγής-εξαγωγής τετράχρονης μηχανής,  $P_i$ ,  $P_e$ =πίεση εισαγωγής, εξαγωγής (Ferguson (1986), Annand και Roe (1974))



Σχήμα 2.9 Η διεργασία εξαγωγής (Ferguson, 1986)