ΑΝΩΤΕΡΕΣ ΔΗΜΟΣΙΕΣ ΣΧΟΛΕΣ
ΕΜΠΟΡΙΚΟΥ ΝΑΥΤΙΚΟΥ

ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΗ ΘΕΡΜΟΔΥΝΑΜΙΚΗ

Κωνσταντίνου Ζ. Παγωνάρη

ΠΛΟΙΑΡΧΟΥ (Μ)Π.Ν.
ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΟΥ-ΜΗΧΑΝΙΚΟΥ Ν. PG.S. ΗΠΑ

ΙΔΡΥΜΑ ΕΥΓΕΝΙΔΟΥ

ΧΡΥΣΟΥΝ ΜΕΤΑΛΛΙΟΝ ΑΚΑΔΗΜΙΑΣ ΑΘΗΝΩΝ

ΕΚΠΑΙΔΕΥΤΙΚΟ ΚΕΙΜΕΝΟ

Α.Δ.Σ.Ε.Ν.

ΥΠΟΥΡΓΕΙΟΥ ΕΜΠΟΡΙΚΗΣ ΝΑΥΤΙΛΙΑΣ

ΠΡΟΛΟΓΟΣ ΙΔΡΥΜΑΤΟΣ ΕΥΓΕΝΙΔΟΥ

Ο Ευγένιος Ευγενίδης, ιδρυτής και χορηγός του «Ιδρύματος Ευγενίδου» προείδε ενωρίτατα και σχημάτισε τη βαθιά πεποίθηση ότι αναγκαίο παράγοντα για την πρόοδο του έθνους θα αποτελούσε η άρτια κατάρτιση των τεχνικών μας σε συνδυασμό προς την ηθική τους αγωγή.

Την πεποίθησή του αυτή τη μετέτρεψε σε γενναία πράξη ευεργεσίας, όταν κληροδότησε σεβαστό ποσό για τη σύσταση Ιδρύματος, που θα είχε ως σκοπό να συμβάλλει στην τεχνική εκπαίδευση των νέων της Ελλάδας.

Έτσι, το Φεβρουάριο του 1956 συστήθηκε το «Ίδρυμα Ευγενίδου», του οποίου τη διοίκηση ανέλαβε η αδελφή του Μαρ. Σίμου, σύμφωνα με την επιθυμία του διαθέτη. Το έργο του Ιδρύματος συνεχίζει από το 1981 ο κ. Νικόλαος Βερνίκος - Ευγενίδης.

Κατά την κλιμάκωση των σκοπών του, το Ίδρυμα πρόταξε την έκδοση τεχνικών βιβλίων τόσο για λόγους θεωρητικούς όσο και πρακτικούς. Διαπιστώθηκε πράγματι ότι αποτελεί πρωταρχική ανάγκη ο εφοδιασμός των μαθητών με σειρές από βιβλία, τα οποία θα έθεταν ορθά θεμέλια στην παιδεία τους και θα αποτελούσαν συγχρόνως πολύτιμη βιβλιοθήκη για κάθε τεχνικό.

Ειδικότερα, όσον αφορά στα εκπαιδευτικά βιβλία των σπουδαστών των Δημοσίων Σχολών Εμπορικού Ναυτικού, το Ίδρυμα ανέλαβε την έκδοσή τους σε πλήρη και στενή συνεργασία με τη Διεύθυνση Ναυτικής Εκπαιδεύσεως του Υπουργείου Εμπορικής Ναυτιλίας, υπό την εποπτεία του οποίου υπάγονται οι Σχολές αυτές.

Η ανάθεση στο Ίδρυμα έγινε με την υπ' αριθ. 61288/5031, της 9ης Αυγούστου 1966, απόφαση του Υπουργείου Εμπορικής Ναυτιλίας, οπότε και συγκροτήθηκε και η Επιτροπή Εκδόσεων.

Κύριος σκοπός των εκδόσεων αυτών, των οποίων το περιεχόμενο είναι σύμφωνο με τα εκάστοτε ισχύοντα αναλυτικά προγράμματα του Υ.Ε.Ν, είναι η παροχή προς τους σπουδαστές των ναυτικών σχολών ΑΔΣΕΝ και Ναυτικών Λυκείων των αναγκαίων εκπαιδευτικών κειμένων, τα οποία αντιστοιχούν προς τα μαθήματα που διδάσκονται στις Σχολές αυτές.

Επίσης ελήφθη πρόνοια, ώστε τα βιβλία αυτά να είναι γενικότερα χρήσιμα για όλους τους αξιωματικούς του Εμπορικού Ναυτικού, που ασκούν ήδη το επάγγελμα και εξελίσσονται στην ιεραρχία του κλάδου τους, χωρίς αυτό να σημαίνει ότι επέρχεται μεταβολή στη στάθμη του περιεχομένου τους.

Οι συγγραφείς και η Επιτροπή Εκδόσεων του Ιδρύματος καταβάλλουν κάθε προσπάθεια, ώστε τα βιβλία να είναι επιστημονικώς άρτια αλλά και προσαρμοσμένα στις ανάγκες και τις δυνατότητες των σπουδαστών. Γι' αυτό και τα βιβλία αυτά έχουν προσεγμένη γλωσσική διατύπωση και η διαπραγμάτευση των θεμάτων είναι ανάλογη προς τη στάθμη της εκπαιδεύσεως για την οποία προορίζεται κάθε σειρά των βιβλίων.

Έτσι προσφέρονται στους καθηγητές, τους σπουδαστές της ναυτικής μας εκπαιδεύσεως και όλους τους αξιωματικούς του Ε.Ν. οι εκδόσεις του Ιδρύματος, των οποίων οι συμβολή στην πραγματοποίηση του σκοπού του Ευγενίου Ευγενίδου ελπίζεται να είναι μεγάλη.

Ι Δ Ρ Υ Μ Α   Ε Υ Γ Ε Ν Ι Δ Ο Υ
ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ ΤΟΥ ΝΑΥΤΙΚΟΥ

ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΗ ΘΕΡΜΟΔΥΝΑΜΙΚΗ

ΚΩΝΣΤΑΝΤΙΝΟΥ Ζ. ΠΑΓΩΝΑΡΗ
ΠΛΟΙΑΡΧΟΥ (Μ) Π.Ν.
ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΟΥ - ΜΗΧΑΝΙΚΟΥ
Ν. PG.S. ΗΠΑ

ΑΘΗΝΑ
2006

Β΄ ΕΚΔΟΣΗ 1986

ΠΡΟΛΟΓΟΣ

Ὁ σκοπός αὐτοῦ τοῦ βιβλίου, πού ἔχει συγγραφεῖ σύμφωνα μέ τό ἀντίστοιχο ἀναλυτικό πρόγραμμα τοῦ Υ.Ε.Ν., εἶναι νά βοηθήσει τούς σπουδαστές τῶν Ἀνωτέρων Δημοσίων Σχολῶν Ἐμπορικοῦ Ναυτικοῦ (μηχανικούς) νά κατανοήσουν τήν Ἐφαρμοσμένη Θερμοδυναμική, πού ἀποτελεῖ ἕνα ἀπό τά βασικότερα μαθήματα ὄχι μόνο γιά τούς μηχανικούς τῶν ναυτικῶν ἐγκαταστάσεων, ἀλλά καί γενικότερα τῶν ἐγκαταστάσεων παραγωγῆς ἐνέργειας. Ἡ ἐφαρμοσμένη Θερμοδυναμική ἀσχολεῖται μέ βασικά λειτουργικά καί θερμοδυναμικά χαρακτηριστικά τῶν μηχανῶν καί μηχανημάτων, ὅπως Μηχανές Ἐσωτερικῆς Καύσεως, Στρόβιλοι, Ἀεροσυμπιεστές, Ψυκτικές Ἐγκαταστάσεις κλπ., ἀποτελεῖ δηλαδή τήν ἐφαρμογή στήν πράξη τῶν θεωρητικῶν ἀρχῶν καί νόμων τῆς κλασσικῆς θεωρητικῆς Θερμοδυναμικῆς. Κατά συνέπεια, γιά νά μελετήσει κανείς τήν Ἐφαρμοσμένη Θερμοδυναμική θά πρέπει ἀπαραίτητα νά γνωρίζει τίς κλασσικές αὐτές ἀρχές καί τούς νόμους στούς ὁποίους λειτουργοῦν οἱ πιό πάνω μηχανικές ἐγκαταστάσεις.

Ἔτσι τό βιβλίο αὐτό ἀποτελεῖται οὐσιαστικά ἀπό δύο μέρη. Τό πρῶτο μέρος εἶναι ἀφιερωμένο στήν ἀνάπτυξη τῶν νόμων τῆς θεωρητικῆς Θερμοδυναμικῆς· τό δεύτερο μέρος ἀναφέρεται στήν ἐφαρμογή αὐτῶν στίς πραγματικές ἐγκαταστάσεις.

Τό πρῶτο μέρος εἶναι σχετικά σύντομο σέ σχέση μέ τό δεύτερο, πού ἀποτελεῖ βασικά τό ἀντικείμενο τοῦ βιβλίου καί πού ἐνδιαφέρει περισσότερο τούς μηχανικούς.

Πρίν ὅμως προχωρήσει ὁ σπουδαστής στή μελέτη τοῦ δεύτερου μέρους εἶναι χρήσιμο καί ἀναγκαῖο νά κατανοήσει καλά πρῶτα τίς θεωρητικές ἀρχές τῆς Θερμοδυναμικῆς, ὥστε νά μπορέσει μέ εὐκολία νά προχωρήσει στήν ἐφαρμογή τους. Γιά τό λόγο αὐτό παρέχεται σημαντικός ἀριθμός παραδειγμάτων πού πιστεύω ὅτι θά τόν βοηθήσουν νά ἐμπεδώσει τίς νέες του γνώσεις. Σημαντικός ἀριθμός παραδειγμάτων ὑπάρχει ἐπίσης καί στό δεύτερο μέρος, γιά τόν ἴδιο ἀκριβῶς λόγο. Φυσικά μέ κανένα τρόπο δέν θά πρέπει νά νομισθεῖ ὅτι ἡ παρακολούθηση μόνο τῶν παραδειγμάτων εἶναι ἱκανή νά ἐμπεδώσει τίς γνώσεις αὐτές. Ἡ λύση τῶν ἀσκήσεων εἶναι ἀπαραίτητη καί ἡ μόνη πού ἀποδεικνύει ὅτι ὁ σπουδαστής ἔχει καταλάβει αὐτά πού διδάχθηκε.

Ἐπειδή, ὅπως εἴπαμε, τό κύριο ἀντικείμενο τοῦ βιβλίου εἶναι ἡ ἐφαρμογή τῶν θεωρητικῶν ἀρχῶν, γι' αὐτό δέν δίδονται οἱ μαθηματικές ἀποδείξεις τῶν περισσοτέρων ἐξισώσεων. Γιά τό σπουδαστή πού θά θελήσει νά ἐμβαθύνει καί νά διερευνήσει τίς ἐξισώσεις αὐτές προβλέφθηκε τό Παράρτημα «Α» στό ὁποῖο θά μπορέσει νά βρεῖ τίς ἀντίστοιχες ἀποδείξεις.

«Τά τελευταῖα δύο κεφάλαια αὐτοῦ τοῦ βιβλίου ἀναφέρονται σέ ἕνα ξεχωριστό πρός τή Θερμοδυναμική ἀντικείμενο, πλήν ὅμως πολύ ἐνδιαφέρον γιά ἕνα μηχανικό τή μετάδοση τῆς Θερμότητας. Μιά καί ἡ μετάδοση τῆς θερμότητας ἔχει ἔμμεση μόνο σχέση μέ τή Θερμοδυναμική, ἡ ἀνάπτυξή της καλύπτει συνοπτικά ἕνα μόνο μέρος της καί ἔχει ὡς σκοπό νά δώσει στόν ἐνδιαφερόμενο σπουδαστή τίς εἰσαγωγικές ἐκεῖνες γνώσεις πού εἶναι ἀπαραίτητες γιά τήν παραπέρα μελέτη τῆς Μεταδόσεως τῆς Θερμότητας».

Οἱ πίνακες καί τά διαγράμματα πού χρειάζονται γιά τή λύση τῶν ἀσκήσεων ὑπάρχουν στά παραρτήματα «Β» καί «Γ» πού θά ἀποτελέσουν ἰδιαίτερο τεῦχος τῶν ἐκδόσεων τοῦ Ἱδρύματος Εὐγενίδου.

Ἀπό τή θέση αὐτή θά ἤθελα νά ἐκφράσω τίς εὐχαριστίες μου πρός τόν Ἐπιμελητή τῆς Ἕδρας τῆς Πυρηνικῆς Τεχνολογίας τοῦ Ε.Μ.Π. κ. Σ. Σιμόπουλον, γιά τίς συνεχεῖς προσπάθειες πού κατέβαλε γιά τή βελτίωση αὐτοῦ τοῦ βιβλίου.

Ὁ συγγραφέας

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΠΡΩΤΟ

ΕΙΣΑΓΩΓΗ

1.1 Γενικά.

Ἡ μηχανική ἐγκατάσταση προώσεως ἑνός πλοίου, ὁ σταθμός παραγωγῆς ἠλεκτρικῆς ἐνέργειας καί γενικά κάθε μηχανικό σύστημα μποροῦμε νά θεωρήσομε ὅτι ἀποτελοῦνται ἀπό διάφορες συσκευές καί μονάδες πού ἔχουν ὡς σκοπό τήν ἀνταλλαγή καί μετατροπή μιᾶς μορφῆς ἐνέργειας σέ ἄλλη. Γιά νά γίνει αὐτή ἡ ἀνταλλαγή ἤ μετατροπή μᾶς χρειάζεται ἕνα μέσο μεταφορᾶς τῆς ἐνέργειας, τό ὁποῖο μπορεῖ νά ἔχει ὑγρή, ἀέρια ἤ στερεά μορφή. Ἔτσι γιά παράδειγμα, ὅπως θά δοῦμε ἀναλυτικότερα πιό κάτω, ἡ προωστήρια ἐγκατάσταση ἑνός πλοίου μέ ἀτμοστρόβιλο ἀποτελεῖται ἀπό τό λέβητα, τό στρόβιλο, τίς ἀντλίες καί ἄλλες μονάδες, ὅπου μετατρέπεται ἡ ἐνέργεια. Τό μέσο μεταφορᾶς εἶναι ὁ ἀτμός, πού μεταφέρει τή θερμική ἐνέργεια ἀπό τό λέβητα στόν ἀτμοστρόβιλο γιά τήν παραγωγή μηχανικοῦ ἔργου. Ἡ θερμική αὐτή ἐνέργεια μπορεῖ νά προέρχεται εἴτε ἀπό τήν καύση ἑνός συμβατικοῦ καυσίμου (πετρέλαιο, ντῆζελ, μαζούτ, κλπ.) εἴτε ἀπό πυρηνικές ἀντιδράσεις, π.χ. ἀπό σχάσεις U-235 μέ νετρόνια, μέσα σέ ἕνα πυρηνικό ἀντιδραστήρα. Ἡ μετατροπή τῆς θερμικῆς ἐνέργειας σέ μηχανικό ἔργο ἔχει ὡς ἀποτέλεσμα τήν περιστροφή τῆς ἕλικας πού κινεῖ τό πλοῖο. Κάτι ἀνάλογο συμβαίνει καί σέ μία ἐγκατάσταση προώσεως μέ μηχανή Ντῆζελ. Στήν περίπτωση αὐτή, ἡ πιό πάνω μετατροπή γίνεται στή μηχανή Ντῆζελ. Τό μέσο μεταφορᾶς τῆς ἐνέργειας εἶναι τά προϊόντα τῆς καύσεως τοῦ καυσίμου μέ τόν ἀέρα (καυσαέρια) καί τό τελικό ἀποτέλεσμα εἶναι καί πάλι ἡ περιστροφή τῆς ἕλικας πού κινεῖ τό πλοῖο. Φυσικά, ἐκτός ἀπ' αὐτές τίς μετατροπές ἐνέργειας πού ἀφοροῦν στήν πρόωση ἑνός πλοίου, ἔχομε καί δευτερεύουσες μετατροπές πού εἶναι ἐξ ἴσου σημαντικές γιά τή λειτουργία του. Ἔτσι ἡ θερμική ἐνέργεια τοῦ ἀτμοῦ μετατρέπεται μέ τή βοήθεια καταλλήλων μηχανημάτων σέ ἠλεκτρική ἐνέργεια, πού μέ τή σειρά της, ἐκτός ἀπό τό φωτισμό, ἐξυπηρετεῖ ζωτικά μηχανήματα ἑνός πλοίου, ὅπως τό πηδάλιο, τήν ψυκτική ἐγκατάσταση, τίς κλιματιστικές συσκευές, τά ὄργανα ναυσιπλοΐας κλπ. Βλέπομε λοιπόν ὅτι σέ μία ἐγκατάσταση μπορεῖ νά συναντήσομε μία, δύο ἤ καί περισσότερες μετατροπές ἐνέργειας, ἀνάλογα μέ τό τί θέλομε νά ἐπιτύχομε.

Γιά νά καταλάβει κανείς τόν τρόπο πού γίνονται αὐτές οἱ μετατροπές τῆς ἐνέργειας, τό σκοπό πού ἐξυπηρετοῦν οἱ διάφορες μονάδες μιᾶς ἐγκαταστάσεως καί τελικά πόσο ἀποδοτικά λειτουργεῖ μία τέτοια ἐγκατάσταση, θά πρέπει νά γνωρίζει μερικές βασικές ἔννοιες καί σχέσεις πού συνδέουν τήν ὕλη, τήν ἐνέργεια καί τίς ἰδιότητές τους. Ἐνδεικτικά ἀναφέρομε π.χ. μία ἀπό τίς πιό βασικές σχέσεις: Τήν ἀρχή τῆς διατηρήσεως τῆς ἐνέργειας. Ἐπίσης, ἕνα ἀπό τά πιό ἐνδιαφέροντα σημεῖα τῆς μελέτης μιᾶς ἐγκαταστάσεως, εἶναι ὁ ὑπολογισμός τοῦ βαθμοῦ ἀποδόσεώς της πού ἁπλά θά μπορούσαμε νά ποῦμε ὅτι δέν εἶναι τίποτε ἄλλο παρά ἡ σχέση τοῦ «τί παίρνομε ἀπό τήν ἐγκατάσταση» μέ τό «τί δίνομε σ' αὐτή». Τά θέματα αὐτά ἐξετάζονται ἀπό τή ***Θερμοδυναμική***.

Στήν εὐρύτερη ἔννοια τοῦ ὅρου, Θερμοδυναμική εἶναι ἡ φυσική ἐπιστήμη πού ἀσχολεῖται μέ τήν ἐνέργεια καί τούς νόμους μετατροπῆς τῆς θερμικῆς ἐνέργειας σέ ἄλλες μορφές καί ἀντίστροφα.

Ὁ κλάδος τῆς Θερμοδυναμικῆς πού ἐνδιαφέρει περισσότερο τούς μηχανικούς ὀνομάζεται συνήθως ***Ἐφαρμοσμένη Θερμοδυναμική***· αὐτή ἀσχολεῖται μέ βασικά λειτουργικά καί θερμοδυναμικά χαρακτηριστικά μηχανῶν καί μηχανημάτων ὅπως: μηχανές ἐσωτερικῆς καύσεως, στρόβιλοι, λέβητες, ἀεροσυμπιεστές, ψυκτικές καί κλιματιστικές ἐγκαταστάσεις κλπ., στά ὁποῖα μετατρέπεται ἡ ἐνέργεια γιά νά ἐπιτευχθεῖ κάποιος συγκεκριμένος σκοπός.

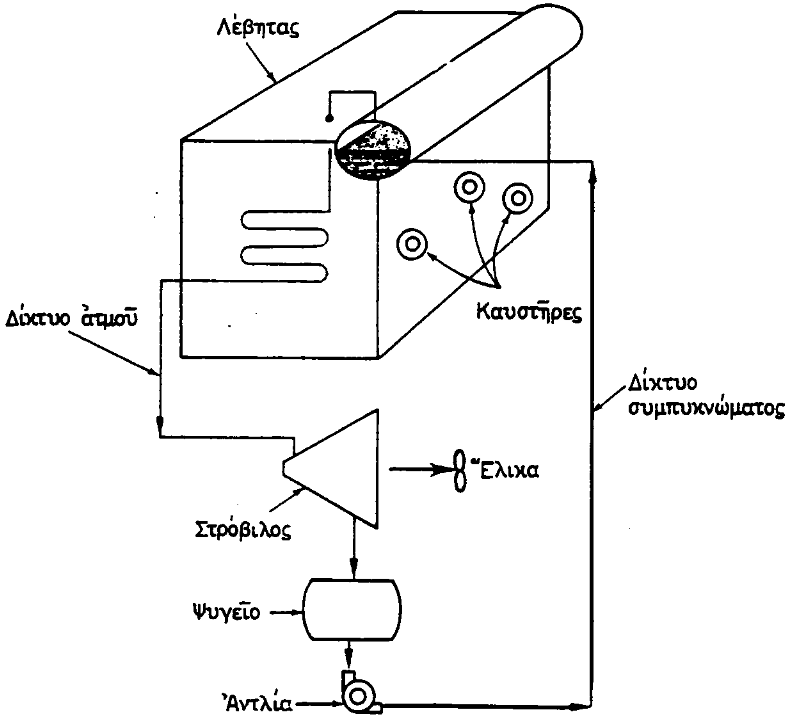
Στό βιβλίο αὐτό, θά ἀσχοληθοῦμε πρῶτα μέ ὁρισμένες βασικές θερμοδυναμικές ἔννοιες, πού εἶναι ἰδιαίτερα ἀπαραίτητες γιά νά καταλάβει κανείς τόν τρόπο μέ τόν ὁποῖο ἐπιτυγχάνεται ἡ μετατροπή ἤ ἡ ἀνταλλαγή τῆς θερμικῆς ἐνέργειας γιά τήν παραγωγή τοῦ ἔργου στίς μηχανικές ἐγκαταστάσεις. Θά ἀναφέρομε συνοπτικά τά ἀποτελέσματα καί συμπεράσματα τῶν διαφόρων μαθηματικῶν ἀναλύσεων καί θά προχωρήσομε μέ περισσότερες λεπτομέρειες στήν ἐξέταση τῶν ἐφαρμογῶν πού βρίσκουν στήν πράξη τά συμπεράσματα αὐτά. Ἀκολούθως θά ἀσχοληθοῦμε μέ τήν ἐφαρμογή τῶν θερμοδυναμικῶν συστημάτων στήν καθημερινή ζωή καί εἰδικότερα ἐπάνω σ' ἕνα πλοῖο, ὅπου θερμοδυναμικά συστήματα εἶναι ἡ προωστήρια ἐγκατάσταση, ἡ ψυκτική καί κλιματιστική ἐγκατάσταση κλπ.

Μ' αὐτό τόν τρόπο πιστεύομε ὅτι ὁ σπουδαστής θά μπορέσει νά ἐξοικειωθεῖ μέ τίς βασικές ἔννοιες τῆς Θερμοδυναμικῆς καί παράλληλα νά κατανοήσει τόν τρόπο λειτουργίας τῶν ναυτικῶν ἐγκαταστάσεων, μέ τίς διάφορες μονάδες καί συσκευές, ὥστε νά μπορεῖ νά ἑρμηνεύσει ἀπό τή θερμοδυναμική σκοπιά χωρίς ἰδιαίτερη δυσκολία καί τά φαινόμενα πού συχνά παρουσιάζονται στίς μηχανικές ἐγκαταστάσεις.

Πρίν ἀρχίσομε τή συστηματική ἀνάπτυξη τῶν ἐπί μέρους θεμάτων, θεωρήσαμε σκόπιμο νά περιγράψομε μερικά ἀπό τά συστήματα πού μποροῦν νά ἐξετασθοῦν θερμοδυναμικά, ὥστε ὁ σπουδαστής νά ἀποκτήσει μία ἰδέα γιά τό τί εἴδους συστήματα πρόκειται νά μελετήσει.

1.2 Στοιχειώδης ἐγκατάσταση ἀτμοῦ.

Ἕνα ἀπό τά πιό συνηθισμένα συστήματα παραγωγῆς ἐνέργειας πού συναντοῦμε στήν πράξη, εἶναι καί ἡ ἐγκατάσταση ἀτμοῦ. Αὐτή τή χρησιμοποιοῦμε γιά τήν πρόωση τῶν πλοίων καί γιά τήν παραγωγή ἠλεκτρικῆς ἐνέργειας τόσο στά πλοῖα ὅσο καί σέ ἐγκαταστάσεις ξηρᾶς. Στό σχῆμα 1.2 φαίνεται μιά πολύ ἁπλοποιημένη μορφή τέτοιας ἐγκαταστάσεως. Ὅπως ἀκριβῶς στούς λέβητες



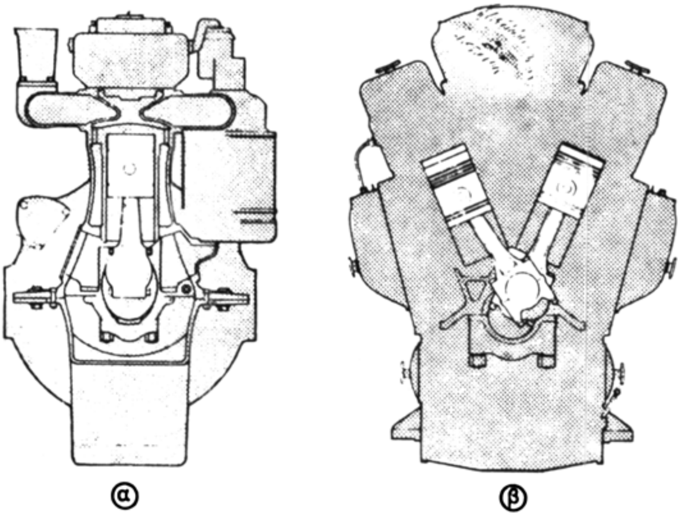
Σχ. 1.2.
Ἁπλή ἐγκατάσταση ἀτμοῦ.

κεντρικῆς θερμάνσεως τῶν πολυκατοικιῶν, ἔτσι καί στό λέβητα τῆς ἐγκαταστάσεως τό καύσιμο καίεται γιά τήν παραγωγή θερμότητας. Αὐτή ἡ θερμότητα χρησιμοποιεῖται γιά τήν ἀτμοποίηση τοῦ νεροῦ στό λέβητα. Ὁ ἀτμός φεύγει ἀπό τό λέβητα καί περνᾶ μέσα ἀπό τό στρόβιλο, ὅπου ἡ πίεσή του μειώνεται, ὁ ὄγκος του μεγαλώνει καί ἔτσι παράγεται τό μηχανικό ἔργο πού εἶναι ἀπαραίτητο γιά νά ἔχομε τήν πρόωση ἑνός πλοίου, ἤ τήν περιστροφή τῆς γεννήτριας γιά τήν παραγωγή τῆς ἠλεκτρικῆς ἰσχύος. Στή συνέχεια ὁ ἀτμός συμπυκνώνεται (ὑγροποιεῖται) μέσα στό ψυγεῖο, ἀπό ὅπου, μέ τή βοήθεια μιᾶς ἀντλίας στέλνομε τό συμπύκνωμα (νερό) πάλι πίσω στό λέβητα γιά ἀτμοποίηση, κλείνοντας ἔτσι τό κύκλωμα λειτουργίας τῆς ἐγκαταστάσεως.

Ὅπως θά δοῦμε σέ ἑπόμενο κεφάλαιο, στήν πράξη προσθέτομε στήν ἐγκατάσταση αὐτή καί πολλές ἄλλες μονάδες μέ σκοπό τή βελτίωση τῆς ἀποδόσεώς της, ὅπως εἶναι οἱ προθερμαντῆρες νεροῦ, οἱ ἀναθερμαντῆρες κλπ.

1.3 Ἄλλες θερμικές μηχανές.

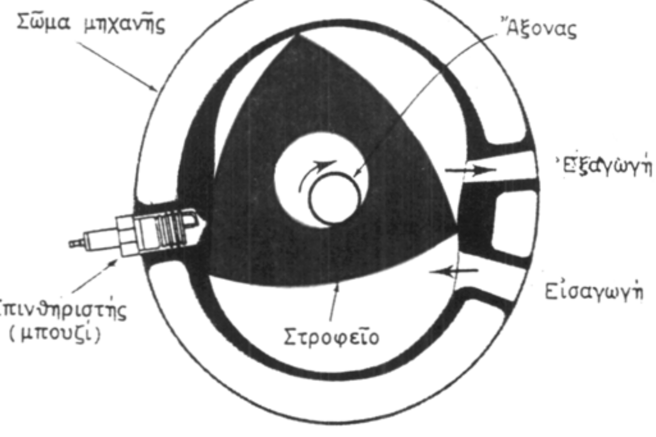
Μία ἄλλη θερμική ἐγκατάσταση παραγωγῆς μηχανικοῦ ἔργου εἶναι ἡ γνωστή σ' ὅλους μας μηχανή Diesel (Ντῆζελ). Στό σχῆμα 1.3α φαίνονται δύο ἀπό τίς πιό γνωστές μορφές μηχανῶν Diesel· στή μία οἱ κύλινδροι εἶναι τοποθετημένοι σέ σειρά [σχ. 1.3α(α)] καί στήν ἄλλη σχηματίζουν μεταξύ τους γωνία σχ. 1.3α(β)]. Στή μηχανή Diesel, τό μέσο μεταφορᾶς τῆς ἐνέργειας εἶναι τά καυσαέρια πού ἀσκοῦν πίεση ἐπάνω στά ἔμβολα τῆς μηχανῆς, τά ὁποῖα στή συνέχεια ἐκτελοῦν παλινδρομική κίνηση. Ἡ κίνηση αὐτή μετατρέπεται μέσω τοῦ στροφαλοφόρου ἄξονα σέ περιστροφική κίνηση, ἡ ὁποία τελικά στρέφει τόν κινητήριο ἄξονα, π.χ. τόν ἑλικοφόρο ἄξονα ἑνός πλοίου, τόν ἄξονα μιᾶς γεννήτριας ἠλεκτρικοῦ ρεύματος κλπ.



Σχ. 1.3α.
Μηχανές Diesel. α) Μέ κυλίνδρους σέ σειρά. β) Μέ κυλίνδρους σέ διάταξη V.

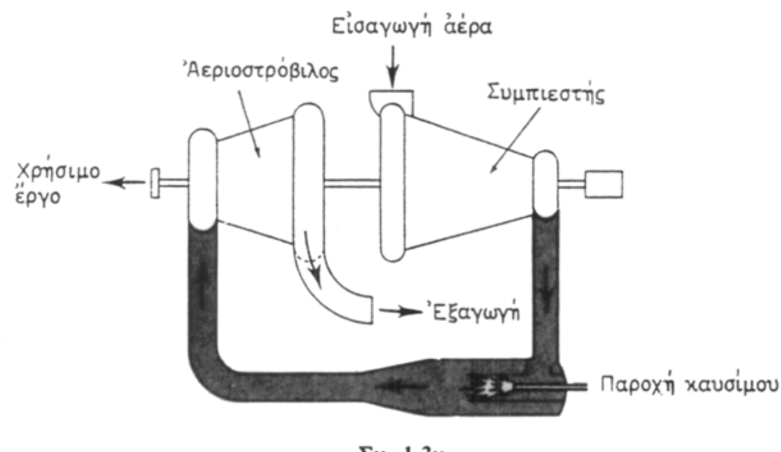
Ἕνας σχετικά νεώτερος τύπος θερμικῆς μηχανῆς εἶναι ὁ κινητήρας Vankel (Βάνκελ) πού φαίνεται στό σχῆμα 1.3β. Ἡ βασική κατασκευαστική διαφορά τοῦ κινητήρα αὐτοῦ ἀπό τόν κινητήρα Diesel εἶναι ὅτι δέν διαθέτει ἔμβολο, συνεπῶς δέν ἔχει παλινδρομική κίνηση ἀλλά μόνο περιστροφική. Ἀντί γιά ἔμβολο ὁ κινητήρας Βάνκελ διαθέτει ἕνα στροφεῖο τριγωνικῆς περίπου μορφῆς, πού στά τρία ἄκρα του φέρει ἐλατήρια γιά τή δημιουργία στεγανότητας μεταξύ τῶν χώρων εἰσαγωγῆς, ἐξαγωγῆς καί καύσεως κατά τήν περιστροφή του μέσα στό σῶμα τῆς μηχανῆς.

Μέ τή θερμοδυναμική ἀνάλυση προσδιορίζομε πόσο ἔργο μπορεῖ νά παράγει ὁ κάθε κινητήρας πρίν ἀκόμη κατασκευασθεῖ καί μέ πειράματα πόσο ἀποδοτικός εἶναι στή λειτουργία του. Κάτι πολύ σημαντικό εἶναι ὁ προσδιορισμός τῆς ποσότητας καί τῆς ποιότητας τῶν καυσαερίων, γιά νά ἀποφύγομε τή ρύπανση τοῦ περιβάλλοντος.



Σχ. 1.3β.
Κινητήρας Vankel.

Μιά ἄλλη ἐγκατάσταση ἰσχύος εἶναι ὁ ἀεριοστρόβιλος, πού φαίνεται στό σχῆμα 1.3γ. Χρησιμοποιεῖται κυρίως στά ἀεροπλάνα. ἀλλά τελευταῖα ἐφαρμόζεται, ἄν καί πολύ περιορισμένα, στήν πρόωση τῶν πλοίων καί στήν παραγωγή ἠλεκτρικῆς ἐνέργειας. Ὅπως φαίνεται ἀπό τό σχῆμα 1.3γ, ὁ ἀέρας εἰσέρχεται στόν ἀεροσυμπιεστή ὅπου καί συμπιέζεται. Στή συνέχεια παρέχεται τό καύσιμο καί σχηματίζεται τό καύσιμο μίγμα, ἀπό τήν καύση τοῦ ὁποίου παράγονται τά καυσαέρια, πού στή συνέχεια ἐκτονώνονται στό στρόβιλο γιά τήν παραγωγή χρήσιμου ἔργου. Ἡ θερμοδυναμική ἀνάλυση καί σ' αὐτή τήν περίπτωση μᾶς δίνει τό ποσό τῆς μηχανικῆς ἐνέργειας πού λαμβάνομε, τήν ἀποδοτικότητα τῆς ἐγκαταστάσεως κλπ.



Σχ. 1.3γ.
Ἀεριοστρόβιλος.

1.4 Ἐγκατάσταση γεωθερμικῆς ἐνέργειας.

Παρ' ὅλο ὅτι δέν θά μελετήσομε σ' αὐτό τό βιβλίο τήν ἐγκατάσταση τῆς γεωθερμικῆς ἐνέργειας, θεωροῦμε σκόπιμο νά τήν ἀναφέρομε γιατί παρουσιάζει ἐνδιαφέρον, ἰδίως στήν ἐποχή μας, πού ἰδιαίτερα μᾶς ἀπασχολεῖ ἡ ἀντιμετώπιση τῆς ἐνεργειακῆς κρίσεως. Ἡ ἐγκατάσταση αὐτή εἶναι παραλλαγή τῆς ἐγκαταστάσεως ἀτμοῦ. Ἡ ἐνέργεια γιά τήν παραγωγή ἀτμοῦ λαμβάνεται ἀπό μίγμα νεροῦ - ἀτμοῦ ὑψηλῆς θερμοκρασίας πού βρίσκεται κάτω ἀπό τήν ἐπιφάνεια τοῦ ἐδάφους.

Ἐπειδή δέν χρησιμοποιοῦμε καύσιμο γιά τήν παραγωγή τοῦ ἀτμοῦ, ἡ ἐγκατάσταση παρουσιάζει τά ἑξῆς δύο πλεονεκτήματα: οἰκονομία καυσίμων καί μή ρύπανση τῆς ἀτμόσφαιρας. Τά πλεονεκτήματα αὐτά ἀντισταθμίζονται ἀπό δύο μειονεκτήματα: ὑψηλή διαβρωτική ἱκανότητα τοῦ μίγματος, πού σημαίνει μικρό χρόνο ζωῆς τῆς ἐγκαταστάσεως, καί ἀνάγκη ἐπιστροφῆς τοῦ μίγματος μέσα στό ἔδαφος, ὥστε νά μή δημιουργηθεῖ κενό κάτω ἀπό τό φλοιό τῆς γῆς. Τά δύο αὐτά μειονεκτήματα δέν ἔχουν ἀκόμη ἀντιμετωπισθεῖ ἱκανοποιητικά. γι' αὐτό καί στήν πράξη, ἡ ἐγκατάσταση αὐτή ἔχει πολύ μικρή ἐφαρμογή.

1.5 Ἡλιακή ἐνέργεια.

Λόγω τῆς ἐνεργειακῆς κρίσεως μία ἄλλη μορφή ἐνέργειας, πού παρουσιάζει ὅλο καί περισσότερο ἐνδιαφέρον, εἶναι ἡ ἡλιακή ἐνέργεια. Μέ τήν ἐνέργεια αὐτή πρός τό παρόν μποροῦμε νά θερμάνομε νερό γιά οἰκιακή, ξενοδοχειακή καί λοιπή χρήση. Σέ μεγάλες ἐγκαταστάσεις παραγωγῆς ἰσχύος δέν ἐφαρμόζεται ἀκόμη, γιατί παρουσιάζονται δυσκολίες στή συλλογή καί ἀποθήκευση μεγάλων ποσοτήτων ἐνέργειας.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΔΕΥΤΕΡΟ

ΟΡΙΣΜΟΙ ΚΑΙ ΜΟΝΑΔΕΣ ΜΕΤΡΗΣΕΩΣ ΜΕΓΕΘΩΝ

2.1 Γενικά.

Στό κεφάλαιο αὐτό θά μᾶς ἀπασχολήσουν οἱ ὁρισμοί καί οἱ μονάδες μετρήσεως διαφόρων μεγεθῶν.

Ὅπως σέ κάθε μάθημα ἔτσι καί στή θερμοδυναμική οἱ ὁρισμοί μᾶς εἶναι ἀπαραίτητοι γιά νά εἴμαστε συνεπεῖς στήν ἐξέταση τῶν θερμοδυναμικῶν συστημάτων πού θά συναντήσομε πιό κάτω. Λέξεις ὅπως ὕλη, σύστημα κλπ., πού ἔχουν ἀποκτήσει κάποια γενική ἔννοια στήν καθημερινή ζωή, στή θερμοδυναμική θά πρέπει νά τίς ὁρίσομε ἀκριβῶς, γιά νά ἀποφύγομε τυχόν παρανοήσεις στήν παραπέρα ἀνάπτυξη τῶν κεφαλαίων.

Οἱ μετρήσεις, μποροῦμε νά ποῦμε, ὅτι στήν πραγματικότητα εἶναι ἡ γλώσσα τῶν μηχανικῶν, γιατί μᾶς βοηθοῦν στή γρήγορη καί σωστή συνεννόηση. Μέ τίς μετρήσεις μποροῦμε ἐπίσης νά ἐντοπίσομε τήν ἀντικανονική λειτουργία μιᾶς ἐγκαταστάσεως, νά προσδιορίσομε τήν ἀπόδοσή της καί γενικά νά παρακολουθήσομε τή συμπεριφορά της στή διάρκεια τῆς λειτουργίας της. Τίς μετρήσεις αὐτές τίς παίρνομε μέ τή βοήθεια καταλλήλων ὀργάνων, τά ὁποῖα, ἀνάλογα μέ τό σκοπό πού ἐξυπηρετοῦν, ἔχουν ἰδιαίτερη ὀνομασία. Ἔτσι τή θερμοκρασία τή μετρᾶμε μέ τό γνωστό σέ ὅλους μας θερμόμετρο, τήν πίεση μέ τό πιεσόμετρο κλπ.

2.2 Οὐσία ἤ ὕλη στή θερμοδυναμική.

Ὁ τρόπος μέ τόν ὁποῖο θά ἐξετάσομε τή θερμοδυναμική σ' αὐτό τό βιβλίο στηρίζεται στή μακροσκοπική ἐξέταση τῆς οὐσίας ἤ ὕλης καί ὄχι στή μικροσκοπική ἤ στατιστική ἐξέταση. Στή μικροσκοπική ἐξέταση μᾶς ἐνδιαφέρει ἡ συμπεριφορά κάθε μορίου τῆς ὕλης τήν ὁποία ἐξετάζομε μέ στατιστικές μεθόδους. Ἀντίθετα ἡ μακροσκοπική θερμοδυναμική ἐξετάζει τά ἐξωτερικά χαρακτηριστικά τοῦ συνόλου τῆς ὕλης· αὐτό δηλαδή πού «βλέπομε» καί πού μποροῦμε νά μετρήσομε μέ τίς συνηθισμένες μονάδες ὅπως τό μέτρο, τό χιλιόγραμμο κλπ.

Τή σπουδαιότητα τῆς ὕλης στή μακροσκοπική της μορφή μπορεῖ κανείς νά τήν ἐκτιμήσει ἀπό τό γεγονός ὅτι αὐτή εἶναι ὁ φορέας τῆς ἐνέργειας μέσα σέ μία μηχανική ἐγκατάσταση. Στή μηχανή Diesel, πού περιγράψαμε στό προηγούμενο κεφάλαιο, ἡ ὕλη εἶναι τό μίγμα καυσίμου-ἀέρα. Στήν ἐγκατάσταση τοῦ ἀτμοστροβίλου ἡ ὕλη εἶναι ὁ ἀτμός πού μεταφέρει τή θερμότητα ἀπό τό λέβητα στό στρόβιλο γιά τήν παραγωγή τοῦ χρήσιμου ἔργου.

Στή θερμοδυναμική τήν ὕλη τή χωρίζομε σέ δύο κατηγορίες: τήν καθαρή οὐσία ἤ ὕλη καί τό μίγμα. Γιά νά ποῦμε ὅτι ἡ ὕλη εἶναι καθαρή, θά πρέπει:

– Νά εἶναι ***ὁμογενής σέ φυσική σύσταση***, δηλαδή νά ἀποτελεῖται ἀπό τά ἴδια χημικά στοιχεῖα καί μέ τήν ἴδια ἀναλογία.
– Νά εἶναι ***ὁμογενής σέ χημική σύσταση***, δηλαδή τά χημικά στοιχεῖα νά συνδέονται χημικῶς μέ τόν ἴδιο τρόπο σέ ὅλη τήν ὕλη.
– Νά μή γίνονται ***χημικές ἀντιδράσεις***.

Ἐφόσον δέν ἱκανοποιοῦνται τά παραπάνω κριτήρια, τότε λέμε ὅτι ἔχομε μίγμα καί ὄχι καθαρή οὐσία. Στόν Πίνακα 2.2.1 δίνονται μερικά παραδείγματα καθαρῆς οὐσίας καί μίγματος γιά τήν καλύτερη κατανόηση τῶν κριτηρίων πού ἀναφέραμε.

ΠΙΝΑΚΑΣ 2.2.1.
Παραδείγματα καθαρῆς οὐσίας καί μίγματος.

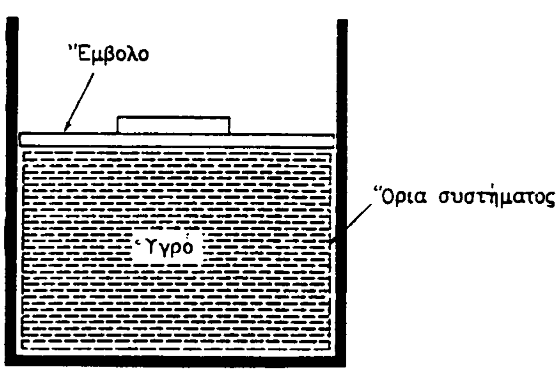
Ὕλη		Ὁμογενής σέ φυσική σύσταση	Ὁμογενής σέ χημική σύσταση	Ἀπουσία χημικῆς ἀντιδράσεως	Καθαρή ὕλη
Ἀτμός		✓	✓	✓	✓
Ἀτμός / Νερό		✓	✓	✓	✓
Ἀέρας ($O_2 + N_2$ ἀέριο)		✓	✓	✓	✓
Ἀέρας + ἀτμός καυσίμου	Χωρίς ἀντίδραση	✓	✓	✓	✓
Ἀέρας + ἀτμός καυσίμου / Ὑγρό καύσιμο	Χωρίς ἀντίδραση	×	✓	✓	×
Ἀέρας + ἀτμός καυσίμου	Καυσαέρια, Φλόγα	✓	×	×	×
Καυσαέρια		✓	✓	✓	✓

2.3 Ἡ ἔννοια τοῦ συστήματος.

Ἡ μετατροπή μιᾶς μορφῆς ἐνέργειας σέ ἄλλη προϋποθέτει τήν ὕπαρξη ἑνός μέσου μεταφορᾶς τῆς ἐνέργειας, ὅπως εἴπαμε στή παράγραφο 1.1. Τό μέσο μεταφορᾶς δέν εἶναι παρά ὕλη πού βρίσκεται μέσα σέ κάποιο μηχανικό μέσο, π.χ. σέ ἕνα λέβητα, σέ ἕνα στρόβιλο, σέ μία ἀντλία κλπ. Γιά νά μελετήσομε τή μετατροπή τῆς ἐνέργειας εἰσάγομε ἕνα καινούργιο ὅρο, τό ***θερμοδυναμικό σύστημα.*** Ἡ σπουδαιότητα τοῦ ὅρου αὐτοῦ ὀφείλεται στό γεγονός ὅτι, ὅπως θά δοῦμε πιό κάτω, γιά νά ἐξετάσομε θερμοδυναμικά μία μηχανική ἐγκατάσταση, θά πρέπει νά ὁρίσομε τό ἀντίστοιχο θερμοδυναμικό σύστημα. Ἄς δοῦμε ὅμως τί εἶναι καί πῶς ὁρίζομε τό σύστημα αὐτό.

Ἕνα θερμοδυναμικό σύστημα μπορεῖ νά ὁρισθεῖ ὡς ἕνας ***κλειστός χῶρος*** πού περιέχει ***ὕλη.*** Τά ὅρια τοῦ συστήματος μπορεῖ νά εἶναι σταθερά ἤ μπορεῖ νά μεταβάλλονται σέ μορφή, σχῆμα καί θέση. Ἡ ὕλη μέσα στό σύστημα μπορεῖ νά βρίσκεται σέ μία ἀπό τίς τρεῖς μορφές — στερεή, ὑγρή ἤ ἀέρια — ἤ σέ κάποιο συνδυασμό αὐτῶν τῶν μορφῶν. Κάθε τί ἔξω ἀπό τό σύστημα τό ὀνομάζομε ***περιβάλλον.*** Τά ὅρια τοῦ συστήματος δέν ἔχουν καμιά φυσική σημασία, ἀλλά τά χρησιμοποιοῦμε γιά νά περιγράψομε καί νά ἀναγνωρίσομε τό σύστημα πού πρόκειται νά ἐξετάσομε· ἡ ἐκλογή τοῦ συστήματος γίνεται ἀπό μᾶς καί ἐξαρτᾶται ἀπό τό ἀντικείμενο τῆς μελέτης μας. Ἔτσι σέ ὁρισμένες περιπτώσεις, διάφορες μονάδες ὅπως μηχανές, ἀντλίες, λέβητες κλπ., μποροῦμε νά τίς θεωρήσομε ὡς «ὕλη» πού περιέχεται μέσα σ' ἕνα θερμοδυναμικό σύστημα· σέ ἄλλες περιπτώσεις κάθε μία ἀπ' αὐτές τίς μονάδες μπορεῖ νά θεωρηθεῖ ὡς ἕνα σύστημα. Ὅλη τήν ἐγκατάσταση ἀτμοῦ π.χ. τοῦ σχήματος 1.2 μποροῦμε νά τή θεωρήσομε ὡς ἕνα θερμοδυναμικό σύστημα, ὅπου ὁ λέβητας, ὁ στρόβιλος, τό ψυγεῖο καί ἡ ἀντλία ἀποτελοῦν τήν «ὕλη». Μποροῦμε ὅμως ἐπίσης νά ἀπομονώσομε μία ἀπό τίς μονάδες, ἄς ποῦμε τό στρόβιλο, καί νά θεωρήσομε ὡς σύστημα τό στρόβιλο καί ὡς ὕλη τοῦ συστήματος τόν ἀτμό πού περνᾶ μέσα ἀπ' αὐτόν.

Ὡς δεύτερο παράδειγμα ἄς πάρομε τόν κύλινδρο μέ τό ἔμβολο, πού φαίνεται στό σχῆμα 2.3, μέσα στόν ὁποῖο ὑπάρχει κάποιο ὑγρό. Ἐδῶ ὁρίζομε ὡς σύ-



Σχ. 2.3.
Σύστημα ἐμβόλου - κυλίνδρου.

στημα αὐτό καθαυτό τό ὑγρό· τό «περιβάλλον» τοῦ συστήματος εἶναι ὁ κύλινδρος καί τό ἔμβολο. Παρατηροῦμε ὅτι ἐάν τό ἔμβολο μετακινηθεῖ, τό σύστημα αὐτό μεταβάλλει μέγεθος, ἐνῶ ἡ μάζα του παραμένει ἡ ἴδια.

Ἕνα θερμοδυναμικό σύστημα μπορεῖ νά ἀνταλλάσσει ἐνέργεια μέ τό «περιβάλλον» ὑπό μορφή θερμότητας, ἔργου ἤ καί τῶν δύο. Φυσικά, προϋπόθεση τῆς ἀνταλλαγῆς αὐτῆς, ἀλλά καί τῆς μεταφορᾶς τῆς ἐνέργειας, εἶναι ἡ παρουσία τοῦ ***ἐργαζόμενου μέσου*** μέσα σέ ἕνα σύστημα. Στά δύο παραδείγματα πού ἀναφέραμε τό ἐργαζόμενο μέσο εἶναι ὁ ἀτμός γιά τήν ἐγκατάσταση τοῦ ἀτμοῦ καί τό ὑγρό γιά τόν κύλινδρο.

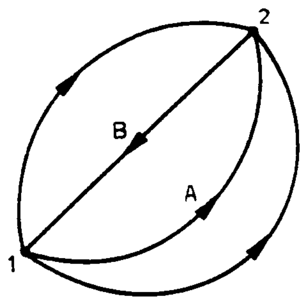
Ἀπό τά δύο προηγούμενα παραδείγματα μποροῦμε νά διακρίνομε δύο εἴδη συστημάτων. Τό ***κλειστό*** καί τό ***ἀνοικτό*** σύστημα. Κλειστό σύστημα εἶναι ἐκεῖνο στό ὁποῖο δέν ἔχομε ροή μάζας πρός ἤ ἀπό τό σύστημα, ὅπως ὁ κύλινδρος μέ τό ἔμβολο. Ἀντίθετα ὅταν ἔχομε ροή μάζας, ὅπως ὁ στρόβιλος τῆς ἐγκαταστάσεως ἀτμοῦ, τότε τό σύστημα εἶναι ἀνοικτό. Μέ ἄλλα λόγια θά λέγαμε ὅτι στό κλειστό σύστημα ἡ μάζα τοῦ συστήματος παραμένει σταθερή, ἐνῶ στό ἀνοικτό σύστημα σταθερός παραμένει ὁ ὄγκος τοῦ συστήματος.

2.4 Ἰδιότητες τῆς ὕλης.

Ἡ ἰδιότητα τῆς ὕλης εἶναι κάθε μακροσκοπικό χαρακτηριστικό τοῦ συστήματος, ὅπως ἡ πίεση, ὁ ὄγκος, ἡ πυκνότητα κλπ. Τό σύνολο τῶν ἰδιοτήτων αὐτῶν καθορίζει τήν ***κατάσταση τῆς ὕλης***. Μποροῦμε ἑπομένως μέ τίς ἰδιότητες τῆς ὕλης νά προσδιορίσομε ἀκριβῶς τήν κατάστασή της. Σάν παράδειγμα ἄς θεωρήσομε τό σύστημα τοῦ σχήματος 2.3 καί ἔστω ὅτι ἡ θερμοκρασία εἶναι T_1, ἡ πίεση p_1 καί ὁ ὄγκος V_1. Μέ αὐτές τίς τρεῖς ἰδιότητες καθορίζομε ἀκριβῶς τήν κατάσταση τοῦ ὑγροῦ πού ὑπάρχει μέσα στόν κύλινδρο. Ἐάν τώρα προσθέσομε βάρος στό ἔμβολο, ὁ ὄγκος θά ἐλαττωθεῖ σέ V_2, ἡ πίεση θά αὐξηθεῖ σέ p_2, ἐνῶ ἡ θερμοκρασία παραμένει ἡ ἴδια, δηλαδή T_1. Ἡ νέα κατάσταση τοῦ ὑγροῦ προσδιορίζεται τότε μέ τά p_2, V_2, T_1. Σημειώνομε ὅτι οἱ ἰδιότητες μποροῦν νά ὁρισθοῦν μόνο ὅταν ἔχουν τήν ἴδια τιμή σέ ὅλες τίς θέσεις τοῦ συστήματος καί δέν μεταβάλλονται μέ τό χρόνο· τότε λέμε ἐπίσης ὅτι τό σύστημα βρίσκεται σέ ἰσορροπία. Τά συστήματα πού πρόκειται νά ἐξετάσομε θά τά θεωρήσομε ὅτι βρίσκονται σέ ἰσορροπία καί συνεπῶς θά μποροῦμε νά ὁρίζομε τίς ἰδιότητές τους.

2.5 Διεργασία καί θερμοδυναμικός κύκλος.

Ἡ ***διεργασία*** (μεταβολή) εἶναι ὁ τρόπος μέ τόν ὁποῖο μεταβάλλομε τήν κατάσταση τοῦ συστήματος. Ὅπως ὑπάρχουν ἄπειρες διαδρομές γιά νά πᾶμε ἀπό τό σημεῖο 1 στό σημεῖο 2 τοῦ σχήματος 2.5, ἔτσι ὑπάρχουν πολλοί τρόποι γιά τήν ἀλλαγή τῆς καταστάσεως τοῦ συστήματος ἀπό τήν κατάσταση 1 (σημεῖο 1), στήν κατάσταση 2 (σημεῖο 2). Εἶναι φυσικό ὅτι ἡ κατάσταση τῆς ὕλης, κατά τή διαδρομή ἀπό τό σημεῖο 1 στό σημεῖο 2, περνᾶ ἀπό ἄπειρο ἀριθμό ἀλλα-



Σχ. 2.5.
Περιγραφή διαδρομῶν συστήματος.

γῶν, γιατί κάθε σημεῖο τῆς διαδρομῆς εἶναι καί μία νέα κατάσταση τῆς ὕλης. Ἡ διεργασία ὀνομάζεται ***κυκλική***, ἐάν ἡ ἀρχική καί τελική κατάσταση τοῦ συστήματος πού ἐκτελεῖ τή διεργασία εἶναι ἡ ἴδια, δηλαδή ἐάν οἱ ἰδιότητες τοῦ συστήματος ἔχουν τίς ἴδιες τιμές στήν ἀρχή καί στό τέλος τῆς διεργασίας. Π.χ. ἡ διεργασία 1-Α-2-Β-1 τοῦ σχήματος 2.5 εἶναι κυκλική.

Ὁ ***θερμοδυναμικός κύκλος***, πού στά ἑπόμενα κεφάλαια θά ἀποτελέσει τή βάση γιά τήν ἀνάλυση τῶν διαφόρων συστημάτων, ἀποτελεῖται ἀπό δύο ἤ περισσότερες διεργασίες πού διαδέχονται ἡ μία τήν ἄλλη κατά προκαθορισμένη σειρά καί πάντα μέ τήν προϋπόθεση ὅτι ἡ ἀρχική καί ἡ τελική κατάσταση τοῦ συστήματος παραμένουν οἱ ἴδιες. Ἄς θεωρήσομε ὅτι οἱ διαδρομές Α καί Β τοῦ σχήματος 2.5 εἶναι δύο διεργασίες ἑνός κλειστοῦ συστήματος. Τότε μποροῦμε νά ποῦμε ὅτι ἡ διαδρομή 1-Α-2-Β-1 ἀποτελεῖ ἕνα θερμοδυναμικό κύκλο, γιατί ἔχομε δύο διεργασίες Α καί Β καί τό σύστημα γύρισε στό σημεῖο ἀπ' ὅπου ξεκίνησε (σημεῖο 1)· αὐτό σημαίνει ὅτι ἡ ἀρχική καί τελική κατάσταση τοῦ συστήματος παρέμειναν ἴδιες. Ἐάν τώρα τό ἴδιο σύστημα ἀκολουθήσει τίς ἴδιες διεργασίες, ἀλλά μέ ἀντίθετη κατεύθυνση, δηλαδή 1-Β-2-Α-1, τότε ἔχομε ἕνα νέο θερμοδυναμικό κύκλο, γιατί ἔχει μέν τίς ἴδιες διεργασίες ἀλλά μέ διαφορετική σειρά διαδοχῆς.

2.6 Βασικές μονάδες τοῦ Διεθνοῦς Συστήματος (SI).

Πρακτικά ὅλες οἱ μηχανικές μονάδες μετρήσεως προέρχονται ἀπό τρεῖς βασικές ποσότητες: τό ***μῆκος***, τή ***μάζα*** καί τό ***χρόνο***. Ἡ ***θερμοκρασία*** εἶναι μιά τέταρτη ποσότητα, ἡ ὁποία δέν ἀνήκει στίς μηχανικές μονάδες. Μέ τή χρήση αὐτῶν τῶν βασικῶν μηχανικῶν ποσοτήτων μποροῦμε νά προσδιορίσομε ὁποιαδήποτε ἄλλη μηχανική ποσότητα, ὅπως τή δύναμη, τό ἔργο, τήν ἰσχύ κλπ., ἐνῶ μέ τή χρήση καί τῆς θερμοκρασίας μποροῦμε νά προσδιορίσομε κάθε ποσότητα τῆς θερμοδυναμικῆς, ὅπως θά δοῦμε παρακάτω.

Στό βιβλίο αὐτό θά χρησιμοποιήσομε τό Διεθνές Σύστημα Μονάδων SI (International Standard System), πού ἐφαρμόζεται σήμερα ἀπό ὅλο σχεδόν τόν κόσμο καί πού σύντομα θά εἶναι τό μοναδικό σύστημα μετρήσεων. Στό Παράρτημα «Β» αὐτοῦ τοῦ βιβλίου παρέχομε μερικούς πίνακες γιά τή μετατροπή τῶν διαφόρων μονάδων ἄλλων συστημάτων στό σύστημα SI, γιατί στήν καθημερινή ζωή συναντοῦμε ἀκόμη μονάδες διαφορετικῶν συστημάτων.

Στό σύστημα SI οἱ βασικές ποσότητες πού ἀναφέραμε ἔχουν μονάδες μετρήσεως πού φαίνονται στόν Πίνακα 2.6.1.

ΠΙΝΑΚΑΣ 2.6.1.
Βασικές μονάδες συστήματος SI.

Φυσική ποσότητα	Μονάδα SI	Σύμβολα
Μῆκος	Μέτρο	m
Μάζα	Χιλιόγραμμο	kg
Χρόνος	Δευτερόλεπτο	s
Θερμοκρασία	Βαθμός Kelvin	K

2.7 Πίεση.

Ἡ πίεση εἶναι ἀπό τίς πιό βασικές μονάδες τῆς θερμοδυναμικῆς καί ὁρίζεται ὡς ἡ δύναμη ἀνά μονάδα ἐπιφάνειας:

$$p = \frac{F}{A} \tag{2.1}$$

ὅπου: p ἡ πίεση σέ N/m^2,
F ἡ δύναμη σέ Newton (N) καί
A ἡ ἐπιφάνεια σέ m^2.

Στό SI ἡ μονάδα μετρήσεως τῆς πιέσεως εἶναι τό N/m^2 ἤ Pascal (Pa) ($1\ Pa = 1\ N/m^2$). Ἄλλες μονάδες εἶναι τό bar, kp/cm^2, lbf/in^2 κλπ. ὅπως φαίνονται στό Παράρτημα «Β».

Τήν πίεση πού ἐξασκεῖ ἕνα ὑγρό ἤ ἕνα ἀέριο στό περιβάλλον του τή μετρᾶμε μέ ἕνα ὄργανο πού τό ὀνομάζομε ***μανόμετρο.*** Τό ὄργανο αὐτό, ὅπως θά δοῦμε πιό κάτω, μετράει τή διαφορά τῆς ἀπόλυτης πιέσεως ἀπό τήν ἀτμοσφαιρική πίεση.

Ἔτσι ἐάν ὁρίσομε:

p_{abs} : ἡ ἀπόλυτη πίεση, δηλαδή ἡ πραγματική πίεση πού ἀσκεῖ τό ὑγρό ἤ τό ἀέριο,

p_a : ἡ ἀτμοσφαιρική πίεση, δηλαδή ἡ πίεση πού ἀσκεῖ τό βάρος τοῦ ἀτμοσφαιρικοῦ ἀέρα, πού εἶναι 760 mmHg ἤ 10,30 mΣΥ στήν ἐπιφάνεια τῆς θάλασσας,

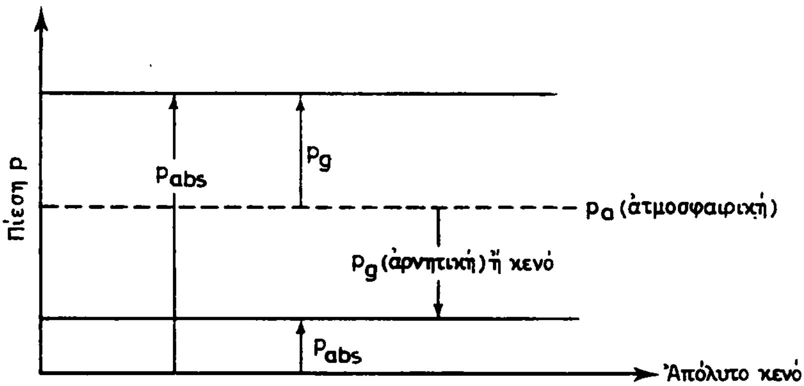
p_g : ἡ μανομετρική πίεση, δηλαδή ἡ πίεση πού δείχνουν τά μανόμετρα,

τότε ἰσχύει ἡ σχέση:

$$p_g = p_{abs} - p_a \tag{2.2}$$

Στό σχῆμα 2.7α φαίνεται παραστατικά ἡ πιό πάνω σχέση μεταξύ τῶν διαφόρων πιέσεων.

Ἐάν ἡ πίεση εἶναι μικρότερη ἀπό τήν ἀτμοσφαιρική πίεση, τότε ἔχομε ***κενό***. Τό μέγεθος τοῦ κενοῦ ἐκφράζεται ὡς διαφορά τῆς ἀπόλυτης πιέσεως καί τῆς ἀτμοσφαιρικῆς, ὅπως φαίνεται καί στό σχῆμα 2.7α. Ἡ μονάδα μετρήσεως τοῦ κενοῦ εἶναι mm στήλης ὑδραργύρου καί τά ὄργανα μετρήσεως του κενοῦ φέρουν ὑποδιαιρέσεις ἀπό 0 - 760 mmHg ἤ 0 - 30 inHg. Σημειώνομε ὅτι τό πρακτικά τέλειο κενό εἶναι 760 mmHg, γιατί τό τέλειο κενό 762 mmHg εἶναι ἀδύνατο νά τό ἐπιτύχομε ἀκόμα καί μέσα σέ ἐργαστήρια. Τά ὄργανα μετρήσεως τοῦ κενοῦ ὀνομάζονται ***κενόμετρα***.



Σχ. 2.7α.
Γραφική παράσταση πιέσεως.

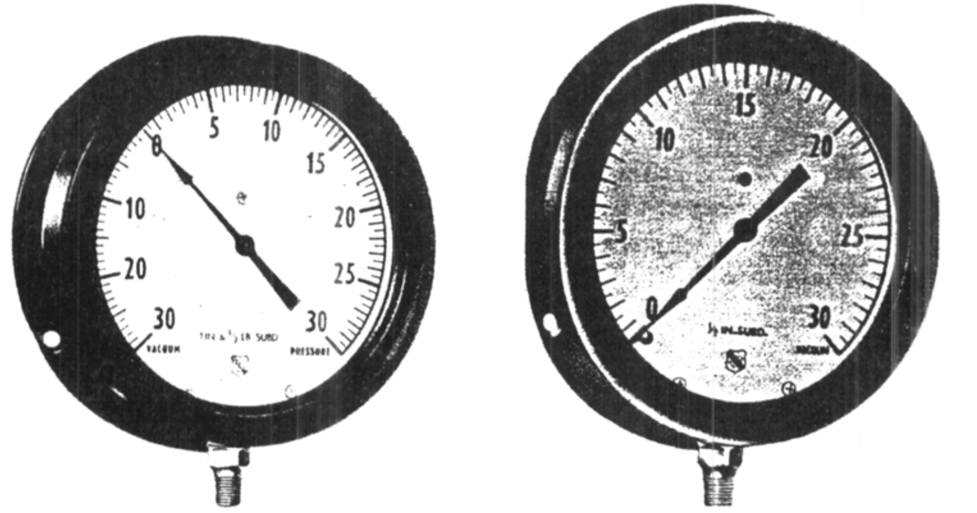
Στό σχῆμα 2.7β φαίνεται ἕνα μανόμετρο - κενόμετρο καί ἕνα ἁπλό μανόμετρο.

Ἡ ἀρχή λειτουργίας ἑνός μανομέτρου φαίνεται στό σχῆμα 2.7γ. Ἕνας σωλήνας σέ σχῆμα U συνδέεται μέ δύο σφαιρικά δοχεῖα μέ ἀέρια, πού ἔχουν πίεση p_1 καί p_2· ὁ σκοπός τοῦ μανομέτρου εἶναι νά μᾶς δώσει τή διαφορά μεταξύ p_1 καί p_2. Μέσα στό σωλήνα ὑπάρχει ὑγρό πυκνότητας ρ πού εἶναι πολύ μεγαλύτερη ἀπό τίς πυκνότητες τῶν ἀερίων τῶν δοχείων. Ἡ διαφορά τῶν πιέσεων, σύμφωνα μέ τήν Ὑδροστατική, δίνεται ἀπό τή σχέση:

$$p_1 - p_2 = \rho z g \tag{2.3}$$

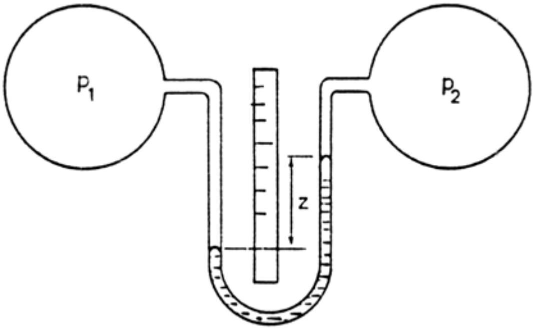
Ἐάν μία ἀπό τίς δύο πιέσεις εἶναι γνωστή καί μετρήσομε τό z, τότε μποροῦμε νά ὑπολογίσομε τήν ἄλλη πίεση.

Τονίζομε ὅτι σέ ὅλες τίς θερμοδυναμικές ἰσότητες καί ὑπολογισμούς, πού θά συναντοῦμε ἀπ' ἐδῶ καί κάτω καί στούς ὁποίους ἐμφανίζεται ἡ πίεση, αὐτή θά εἶναι ἀπόλυτη πίεση.



α β

Σχ. 2.7β.
Διάφοροι τύποι μανομέτρων: α) Μανόμετρο - Κενόμετρο. β) Κενόμετρο.



Σχ. 2.7γ.
Παράσταση ἀρχῆς λειτουργίας μανομέτρου.

Παράδειγμα 1.

Σέ μία μηχανή Ντῆζελ ἡ διάμετρος τοῦ ἐμβόλου εἶναι 850 mm καί ἡ πίεση ἀπό τά ἀέρια τῆς καύσεως εἶναι 15 bar. Νά ὑπολογισθεῖ ἡ δύναμη πού ἀσκεῖται στό ἔμβολο.

Λύση.

Ἀπό τή Μηχανική γνωρίζομε ὅτι ἡ ἐπιφάνεια τοῦ ἐμβόλου A δίνεται ἀπό τή σχέση:

$$A = \frac{\pi d^2}{4}$$

ὅπου d ἡ διάμετρος τοῦ ἐμβόλου (0,850 m).

Ἡ πίεση (p) εἶναι ἡ δύναμη (F) ἀνά μονάδα ἐπιφάνειας. Ὁπότε ἀπό τήν ἐξίσωση (2.1) ἔχομε:

$$p = \frac{F}{A} \quad ἤ \quad F = pA$$

$$p = 15 \text{ bar} = 15 \times 10^5 \frac{N}{m^2} \quad (1 \text{ bar} = 10^5 \frac{N}{m^2})$$

$$\text{ὁπότε} \quad F = 15 \times 10^5 \times \frac{3{,}14 \times 0{,}850^2}{4} = 8{,}51 \times 10^5 \text{ N}$$

Παρατήρηση.

Ἰδιαίτερη προσοχή πρέπει νά δείχνει ὁ σπουδαστής στίς μονάδες πού χρησιμοποιεῖ ὥστε νά ἀνήκουν στό ἴδιο σύστημα μετρήσεων. Γι' αὐτό εἶναι χρήσιμο κάτω ἀπό τήν ἐξίσωση μέ τίς ἀριθμητικές τιμές νά γράφει τήν ἐξίσωση τῶν διαστάσεων. Δηλαδή κάτω ἀπό τήν τελευταία ἐξίσωση θά ἔπρεπε νά γράψομε:

$$F = \frac{N}{m^2} \cdot m^2 = N$$

Παράδειγμα 2.

Στό μανόμετρο τοῦ σχήματος 2.7γ ἡ ἀπόσταση z ἰσοῦται μέ 1 cm καί ἡ πίεση $p_2 = 10 \text{ N/m}^2$. Νά βρεθεῖ ἡ πίεση p_1 ἐάν τό ὑγρό εἶναι νερό ἤ ὑδράργυρος. Ἡ πυκνότητα τοῦ νεροῦ εἶναι 1000 kg/m³ καί τοῦ ὑδραργύρου 13.568 kg/m³.

Λύση.

α) Γιά τήν περίπτωση τοῦ νεροῦ ἡ ἐξίσωση (2.3) μετά τήν ἀντικατάσταση τῶν ἀριθμητικῶν τιμῶν γίνεται:

$$p_1 - 10 = 1000 \times 0{,}01 \times 9{,}81 \qquad (g = 9{,}81 \text{ m/s}^2)$$

$$\text{μονάδες} \left(\frac{kg}{m^3} \cdot m \cdot \frac{m}{s^2} = \frac{Nm}{m^3} = \frac{N}{m^2}\right) \quad (1 \text{ N} = 1 \text{ kgm/s}^2)$$

$$p_1 = 108.1 \text{ N/m}^2$$

β) Ἐάν ἔχομε ὑδράργυρο:

$$p_1 - 10 = 13.568 \times 0{,}01 \times 9{,}81$$

$$p_1 = 1341 \text{ N/m}^2$$

Παράδειγμα 3.

Τό κενόμετρο στό ψυγεῖο ἀτμοῦ ἑνός στροβίλου δείχνει 65 cm στήλης ὑδραργύρου καί τό βαρόμετρο μέσα στό χῶρο ὅπου βρίσκεται ὁ στρόβιλος 76 cm στήλης ὑδραργύρου. Νά ὑπολογισθεῖ ἡ ἀπόλυτη πίεση μέσα στό ψυγεῖο σέ cmHg.

Λύση.

Τό κενό εἶναι ἀρνητική μανομετρική πίεση ὁπότε ἡ ἐξίσωση (2.2) μᾶς δίνει:

$$p_{\text{ἀπόλ.}} = p_{\text{κενόν}} + p_{\text{ατμ}}$$

$$\text{ἤ} \quad p_{\text{ἀπόλ.}} = -65 + 76 = 11 \text{ cmHg}$$

2.8 Θερμοκρασία.

Ἡ θερμοκρασία συνήθως ὁρίζεται ὡς ποιοτική ἔννοια. Εἶναι αὐτή πού μᾶς γνωρίζει τό πόσο ζεστό ἤ πόσο κρύο εἶναι ἕνα σῶμα σέ σχέση μέ κάποιο ἄλλο. Τή σπουδαιότητα τῆς θερμοκρασίας στή θερμοδυναμική θά τήν ἀντιληφθοῦμε στά ἑπόμενα, ὅπου θά μάθομε ὅτι ἡ θερμότητα μπορεῖ νά ὁρισθεῖ μόνο σέ σχέση μέ τή διαφορά τῆς θερμοκρασίας· ὅπως θά δοῦμε ἐπίσης ὅτι χωρίς θερμοκρασιακή διαφορά ὁρισμένοι τύποι μηχανῶν δέν μποροῦν νά λειτουργήσουν. Ἡ μαθηματική σχέση πού ὁρίζει τή θερμοκρασία δέν θά μᾶς ἀπασχολήσει γιατί ἀνήκει στό χῶρο τῆς θεωρητικῆς θερμοδυναμικῆς.

Ἄς πάρομε δύο σώματα, τό ἕνα κρύο καί τό ἄλλο ζεστό. Ἄν τά φέρομε σέ ἐπαφή, θά παρατηρήσομε ὅτι μετά ἀπό λίγο χρονικό διάστημα τό ἕνα σῶμα ἔγινε λιγότερο κρύο καί τό ἄλλο λιγότερο ζεστό. Ἄν τά ἀφήσομε περισσότερο χρόνο σέ ἐπαφή θά δοῦμε ὅτι θά ἀποκτήσουν τήν ἴδια θερμοκρασία. Ἡ ἐλάττωση τῶν θερμοκρασιῶν ὀφείλεται στή ροή τῆς θερμότητας ἀπό τό ζεστό στό κρύο σῶμα. Ὅταν τά δύο σώματα ἀποκτήσουν τήν ἴδια θερμοκρασία, τότε λέμε ὅτι βρίσκονται σέ θερμική ἰσορροπία.

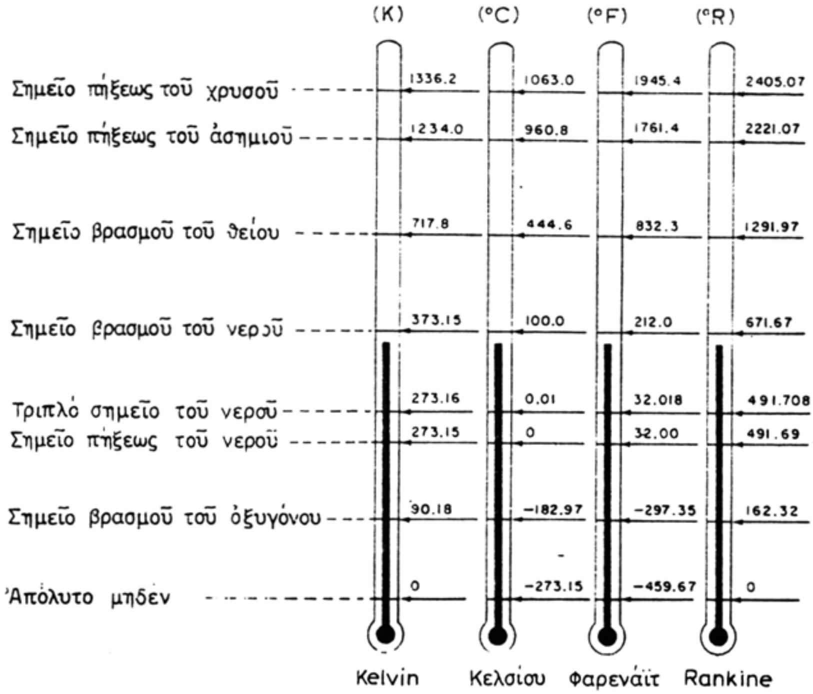
Γιά νά μπορέσομε τώρα νά μετρήσομε τή θερμοκρασία χρησιμοποιοῦμε τό γνωστό σέ ὅλους μας θερμόμετρο. Τό θερμόμετρο ἀποτελεῖται ἀπό ἕνα λεπτό σωλήνα γεμάτο μέ οἰνόπνευμα ἤ ὑδράργυρο. Τό ὑγρό πού περιέχει τό θερμόμετρο διαστέλλεται ἤ συστέλλεται ἀνάλογα μέ τή θερμοκρασία, κι ἔτσι ἄν βαθμολογηθεῖ σωστά μπορεῖ νά μᾶς δείχνει τή θερμοκρασία. Ἡ βαθμολόγηση τῶν θερμομέτρων στηρίζεται σέ δύο σημεῖα: τό τριπλό σημεῖο τοῦ νεροῦ (ὅπου πάγος, ὑγρό καί ἀτμός συνυπάρχουν) σέ πίεση 611,2 N/m^2 καί τό σημεῖο βρασμοῦ τοῦ νεροῦ σέ πίεση μιᾶς ἀτμόσφαιρας (σχ. 2.8α).

Οἱ πιό γνωστές πρακτικές κλίμακες μετρήσεως τῆς θερμοκρασίας εἶναι ἡ κλίμακα Κελσίου (°C) καί ἡ κλίμακα Φαρενάιτ (°F).

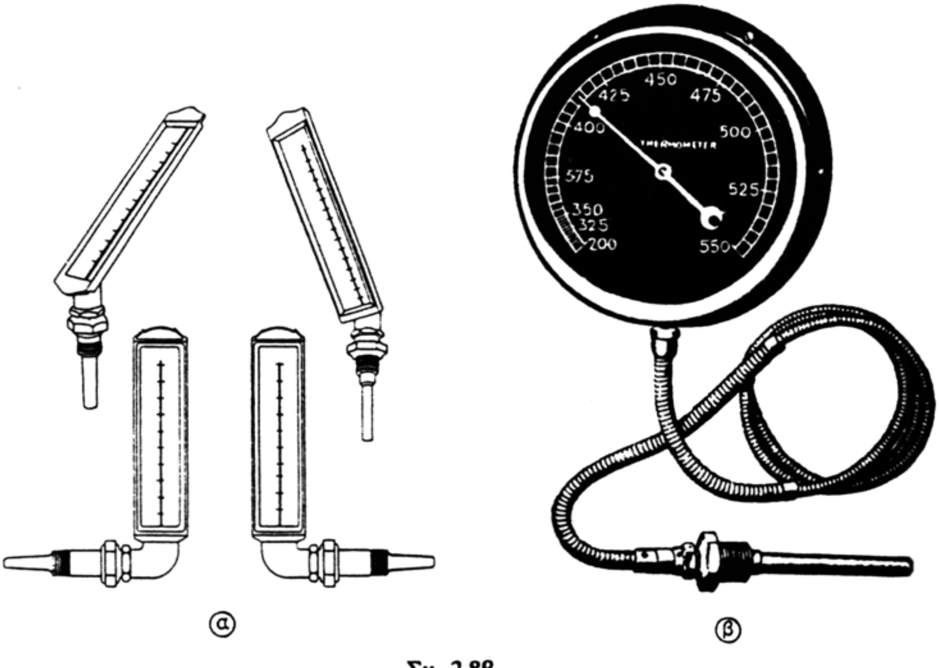
Στήν κλίμακα Κελσίου οἱ 0°C εἶναι τό σημεῖο πήξεως καί οἱ 100°C τό σημεῖο βρασμοῦ τοῦ ἀποσταγμένου νεροῦ σέ ἀτμοσφαιρική πίεση. Οἱ ἀντίστοιχοι βαθμοί τῆς κλίμακας Φαρενάιτ εἶναι 32°F καί 212°F. Οἱ σχέσεις πού συνδέουν τίς δύο αὐτές κλίμακες εἶναι:

$$F = \frac{9}{5}\,{}^{\circ}C + 32 \qquad (2.4\alpha)$$

$$C = \frac{5}{9}({}^{\circ}F - 32) \qquad (2.4\beta)$$



Σχ. 2.8α.
Σύγκριση τῆς θερμοκρασίας στίς κλίμακες Kelvin, Κελσίου, Φαρενάιτ καί Rankine.



Σχ. 2.8β.
Τύποι θερμομέτρων. α) Εὐθέα καί γωνιακά θερμόμετρα. β) Θερμόμετρο ἀποστάσεως.

Όπως θά δοῦμε στά ἑπόμενα κεφάλαια, στούς ὑπολογισμούς τῆς μεταφορᾶς θερμότητας θά χρησιμοποιήσομε ***τήν ἀπόλυτο θερμοκρασία*** T, πού μετρᾶμε σέ δύο κλίμακες Kelvin (K) (Σύστημα SI) καί Rankine (R).

Γιά νά μετατρέψομε τούς βαθμούς Κελσίου (°C) σέ Kelvin (K) χρησιμοποιοῦμε τή σχέση:

$$K = {}^{\circ}C + 273 \tag{2.5}$$

Γιά νά μετατρέψομε τούς βαθμούς Φαρενάιτ σέ Rankine τή σχέση:

$$R = {}^{\circ}F + 460 \tag{2.6}$$

Ἐπίσης, μεταξύ βαθμῶν Kelvin καί Rankine ἰσχύει προσεγγιστικά ἡ σχέση:

$$R \cong 1{,}8\ K \tag{2.7}$$

Στό σχῆμα 2.8β φαίνονται δύο τύποι θερμομέτρων πού τούς συναντοῦμε πιό συχνά στίς ἐγκαταστάσεις τῶν πλοίων.

Παράδειγμα.

Ποιές θερμοκρασίες, στίς κλίμακες πού ἀναφέραμε, ἀντιστοιχοῦν στή θερμοκρασία 50°C;

Λύση.

Θερμοκρασία Φαρενάιτ: $t = \dfrac{9}{5} \times 50 + 32 = 122°F$

Θερμοκρασία Kelvin: $T = 50 + 273 = 323\ K$

Θερμοκρασία Rankine: $T = 122 + 460 = 582\ R$

2.9 Ἀσκήσεις.

1. Στό σχῆμα 2.9α τό δοχεῖο Α ἔχει ἀέριο σέ πίεση 3 bar, ἐνῶ στό δοχεῖο Β, πού περιέχει τό δοχεῖο Α, ὑπάρχει ἀέριο σέ πίεση 1,5 bar. Τίς δύο αὐτές πιέσεις τίς βλέπομε στά δύο μανόμετρα. Ὁ ἀτμοσφαιρικός ἀέρας πού περιβάλλει τό δοχεῖο Β ἔχει πίεση 1 bar. Ζητεῖται νά βρεθεῖ ἡ ἀπόλυτη πίεση τοῦ ἀέρα μέσα στό δοχεῖο Α καί στό δοχεῖο Β.

(*Ἀπ.:* 5,5 bar, 2,5 bar)

2. Ἕνα μανόμετρο χρησιμοποιεῖται γιά τή μέτρηση τῆς πιέσεως ὅπως φαίνεται στό σχῆμα 2.9β. Τό ὑγρό τῆς στήλης εἶναι ὑδράργυρος μέ πυκνότητα 13.6 φορές μεγαλύτερη ἀπο τό νερό. Ἐάν ἡ ἀτμοσφαιρική πίεση εἶναι 95 kPa καί τό ὕψος τῆς στήλης 1,5 m, νά βρεθεῖ ἡ πίεση τοῦ συστήματος.

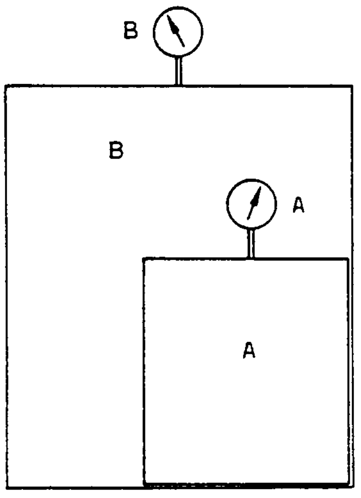
(*Ἀπ.:* 292,92 kPa)

3. Νά μετατραπεῖ ἡ πίεση 24 inHg κενό σέ: α) psia, β) kPa καί γ) inHg ἀπόλυτη.

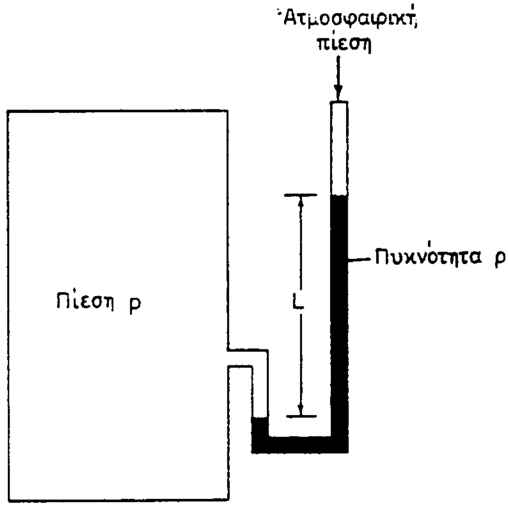
4. Νά προσδιορισθεῖ ἡ θερμοκρασία στήν ὁποία οἱ βαθμοί Κελσίου καί Φαρενάιτ συμπίπτουν στό σημεῖο καί στήν ἀπόλυτη τιμή.

(*Ἀπ.:* – 40)

5. Ἡ μανομετρική πίεση τοῦ ἀτμοῦ στήν εἴσοδο ἑνός στροβίλου εἶναι 14 bar. Στήν ἔξοδο τοῦ στροβίλου ὑπάρχει κενό 710 mmHg. Ἡ βαρομετρική πίεση εἶναι 772 mmHg. Νά προσδιο-



Σχ. 2.9α.
Διάταξη δοχείων ἀσκήσεως 1.



Σχ. 2.9β.
Διάταξη συστήματος ἀσκήσεως 2.

ρισθοῦν οἱ ἀπόλυτες πιέσεις στὴν εἴσοδο καὶ ἔξοδο τοῦ στροβίλου σὲ N/m². Ἡ πυκνότητα τοῦ ὑδραργύρου εἶναι $13{,}6 \times 10^3$ kg/m³.

(*Ἀπ.:* 1503 kN/m², 8.27 kN/m²)

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΤΡΙΤΟ

ΕΡΓΟ ΚΑΙ ΘΕΡΜΟΤΗΤΑ

3.1 Γενικά.

Ἕνας ἀπό τούς κυριότερους ἀντικειμενικούς σκοπούς ἑνός μηχανικοῦ εἶναι νά συμβάλει μέ τή βοήθεια τῶν μηχανῶν στήν παραγωγή μηχανικοῦ ἔργου. Τό ἔργο αὐτό μπορεῖ νά εἶναι ἡ ἄντληση νεροῦ ἤ ἡ λειτουργία μιᾶς ἐργαλειομηχανῆς ἤ ἡ πρόωση ἑνός πλοίου. Αὐτά, ἀλλά καί γενικά ὅλοι οἱ τρόποι παραγωγῆς ἔργου προϋποθέτουν ὅτι διαθέτομε κάποια μορφή ἐνέργειας πού μπορεῖ νά μετατραπεῖ σέ μηχανικό ἔργο. Γιά τήν ἄντληση π.χ. τοῦ νεροῦ (μηχανικό ἔργο) χρειαζόμαστε ἠλεκτρική ἐνέργεια γιά νά μπορέσομε νά κινήσομε κάποιο ἠλεκτρικό κινητήρα πού μέ τή σειρά του θά δώσει κίνηση στήν ἀντλία ἡ ὁποία θά μεταφέρει τό νερό ἀπό ἕνα σημεῖο μιᾶς ἐγκαταστάσεως σέ κάποιο ἄλλο. Ἔχομε δηλαδή μετατροπή τῆς ἠλεκτρικῆς ἐνέργειας σέ μηχανική.

Στή θερμοδυναμική ἡ ἐνέργεια πού συνήθως προέρχεται ἀπό κάποια καύση καί πού μπορεῖ νά μετατραπεῖ καί νά μᾶς δώσει μηχανικό ἔργο ὀνομάζεται ***θερμική ἐνέργεια*** ἤ ἁπλά ***θερμότητα.*** Ἔτσι στήν περίπτωση τῆς προώσεως ἑνός πλοίου μέ ἀτμοστρόβιλο τή θερμική αὐτή ἐνέργεια τήν παίρνομε ἀπό τόν ἀτμό. Στή μηχανή Diesel ἡ θερμότητα προέρχεται ἀπό τήν καύση τοῦ μίγματος ἀέρα - καυσίμου πού δίνομε στή μηχανή.

Παρατηροῦμε, λοιπόν, ὅτι μεταξύ μηχανικοῦ ἔργου καί θερμότητας ὑπάρχει ἄμεση σχέση πού, ὅπως θά δοῦμε στά ἑπόμενα κεφάλαια, παίζει σημαντικό ρόλο στή λειτουργία καί στήν ἀπόδοση τῶν θερμοδυναμικῶν συστημάτων.

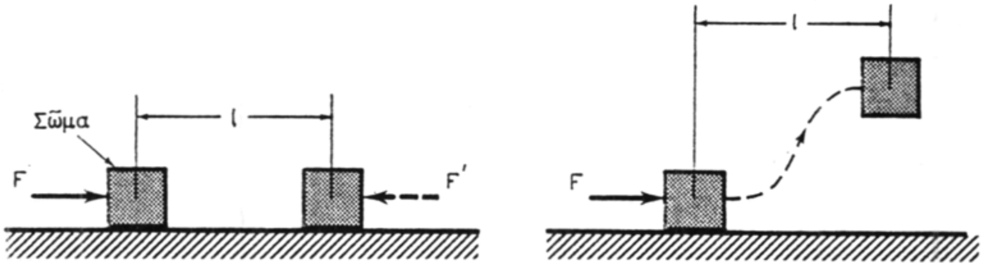
3.2 Ἔργο.

Ἀπό τή Μηχανική γνωρίζομε ὅτι: ***Ἔργο παράγει μία δύναμη ὅταν μετακινεῖ τό σημεῖο ἐφαρμογῆς της κατά τή διεύθυνσή της.*** Τό ποσό τοῦ ἔργου πού παράγεται εἶναι ἴσο πρός τό γινόμενο τῆς δυνάμεως F ἐπί τήν ἀπόσταση l στήν ὁποία μετακινήθηκε ἡ δύναμη (σχ. 3.2α).

Μέ σύμβολα, τό ἔργο εἶναι ἴσο μέ:

$$W = Fl \tag{3.1}$$

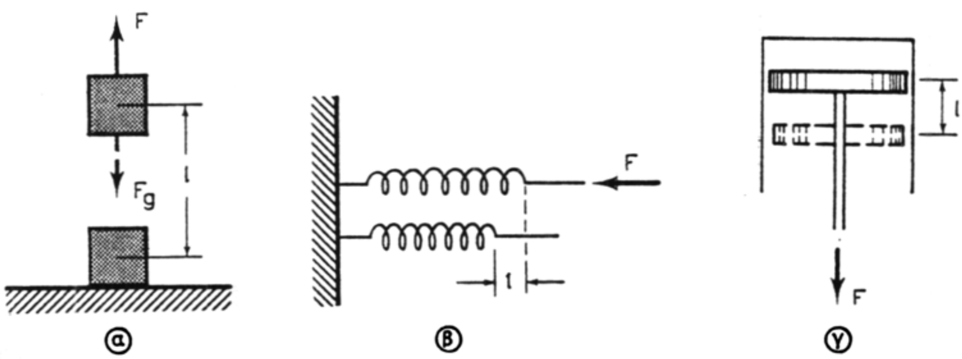
ὅπου: W τό παραγόμενο ἔργο,
F ἡ δύναμη καί
l ἡ ἀπόσταση ἤ μετατόπιση.



Σχ. 3.2α.
Περιγραφή τοῦ ὁρισμοῦ τοῦ ἔργου στή Μηχανική.

Ἐάν ἡ μετατόπιση l τοῦ σώματος ἔχει τή φορά τῆς δυνάμεως F, τότε τό ἔργο θεωρεῖται ***θετικό.*** Ἐάν εἶναι ἀντίθετη τότε τό ἔργο θεωρεῖται ***ἀρνητικό.*** Ἐάν πάλι ἡ μετατόπιση εἶναι κάθετη πρός τή διεύθυνση τῆς δυνάμεως, τότε τό ἔργο εἶναι ***μηδέν.***

Σύμφωνα μέ τόν ὁρισμό τοῦ θετικοῦ καί ἀρνητικοῦ ἔργου μποροῦμε νά ποῦμε ὅτι παράγεται θετικό ἔργο ὅταν ἀνυψώνεται ἕνα σῶμα, ὅταν μέ μία δύναμη συμπιέζεται ἕνα ἐλατήριο ἤ ὅταν ἕνα ἀέριο μέσα σ' ἕνα κύλινδρο ἐκτονώνεται κλπ. ὅπως φαίνεται στό σχῆμα 3.2β.



Σχ. 3.2β.
Περιγραφή μηχανικοῦ ἔργου.

Ἀντίθετα, στήν ἀνύψωση ἑνός σώματος τό ἔργο τῆς δυνάμεως τῆς βαρύτητας F_g (βάρος τοῦ σώματος) εἶναι ἀρνητικό γιατί ἡ μετατόπιση ἔχει φορά ἀντίθετη ἀπό τή φορά τῆς δυνάμεως [σχ. 3.2β(α)].

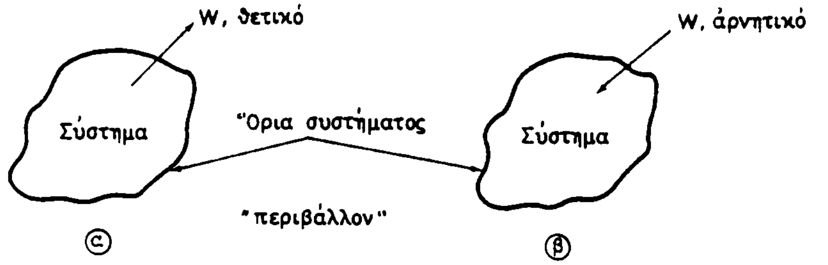
Ἀπό τήν ὁρισμό τοῦ ἔργου προκύπτει ἀμέσως καί ἡ μονάδα μετρήσεως πού εἶναι Newton - metre (Nm) καί ἀντιστοιχεῖ στό γινόμενο τῶν μονάδων τῆς δυνάμεως (N) καί τοῦ μήκους (m). Τό Nm στό σύστημα SI ἔχει καί τήν ὀνομασία Joule (J). Ὑπάρχουν ἐπίσης καί ἄλλες μονάδες ἔργου, π.χ. erg, ft - lbf οἱ ὁποῖες ἀνήκουν σέ ἄλλα συστήματα μονάδων. Στόν Πίνακα B10 τοῦ Παραρτήματος «B» δίνονται οἱ συντελεστές μετατροπῆς ἀπό ἕνα σύστημα σέ ἄλλο.

Ἀπό τήν ἐξίσωση (3.1) βλέπομε ὅτι τό ἔργο W τῆς δυνάμεως F εἶναι ἀνεξάρτητο ἀπό τό χρόνο πού χρειάζεται νά γίνει. Τό ἴδιο δηλαδή ἔργο μπορεῖ νά γίνει σέ ἕνα δευτερόλεπτο, σέ μία ὥρα ἤ σέ ἕνα ἔτος. Στίς μηχανές ὅμως πού θά ἐξετάσομε πιό κάτω μᾶς ἐνδιαφέρει σέ πόσο χρόνο παράγεται αὐτό τό ἔργο. Τό πηλίκον τοῦ ἔργου πρός τό χρόνο μέσα στόν ὁποῖο ἔχει παραχθεῖ ὀνομάζεται ***ἰσχύς*** τῆς μηχανῆς. Τήν ἰσχύ τή συμβολίζομε μέ τό γράμμα P καί εἶναι:

$$P = \frac{W}{t} \tag{3.2}$$

Ἡ μονάδα μετρήσεως τῆς ἰσχύος εἶναι τό Watt (W) πού ἰσοῦται μέ 1 J/s. Συνήθως ὅμως χρησιμοποιοῦμε μία μεγαλύτερη μονάδα, τό kilowatt (kW) πού ἀντιστοιχεῖ σέ 1000 W. Ἄλλες μονάδες ἰσχύος πού συναντοῦμε στήν πράξη εἶναι ὁ ἵππος PS ἤ HP, τό ft - lbf/s κλπ. Οἱ σχέσεις μεταξύ αὐτῶν τῶν μονάδων φαίνονται στόν Πίνακα B12 τοῦ Παραρτήματος «Β».

Γιά νά καθορίσομε τό ἔργο στή θερμοδυναμική θά πρέπει νά ὁρίσομε κάποιο σύστημα. Ὁπότε εἴτε τό σύστημα παράγει ἔργο ***πρός*** τό «περιβάλλον» του, πρός κάθε τί δηλαδή ἔξω ἀπό αὐτό, εἴτε τό «περιβάλλον» δίνει ἔργο πρός τό σύστημα. Συμβατικά ἔχει ὁρισθεῖ σάν θετικό τό ἔργο πού παράγεται ***ἀπό*** τό σύστημα [σχ. 3.2γ(α)] καί ἀρνητικό τό ἔργο πού δίνεται ***πρός*** τό σύστημα [σχ. 3.2γ(β)].

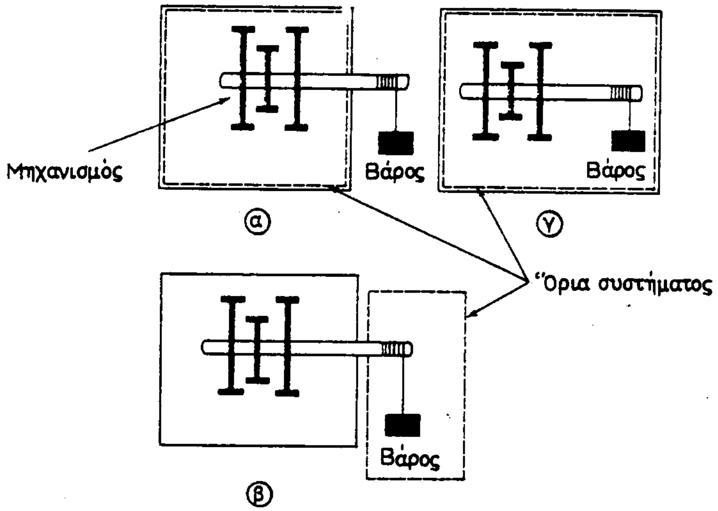


Σχ. 3.2γ.
Συμβατική ἀπεικόνιση θετικοῦ καί ἀρνητικοῦ ἔργου.

Δίνομε παρακάτω ἕνα παράδειγμα τοῦ θετικοῦ καί ἀρνητικοῦ θερμοδυναμικοῦ ἔργου μέ τή βοήθεια ἑνός μηχανικοῦ συστήματος γιατί συμβατικά ἡ «διεύθυνση» τοῦ ἔργου εἶναι ἡ ἴδια, ἀνεξάρτητα ἀπό τό ἄν τό σύστημα εἶναι μηχανικό ἤ θερμοδυναμικό.

Ἄς πάρομε τό μηχανισμό πού φαίνεται στό σχῆμα 3.2δ, ὁ ὁποῖος στήν ἄκρη ἔχει μία τροχαλία καί ἕνα βάρος. Γιά τίς ἀνάγκες τοῦ παραδείγματος ὁρίζομε, στόν ἴδιο μηχανισμό, μέ διακεκομμένη γραμμή, τρία συστήματα [σχ. 3.2δ(α), (β) καί (γ)].

Στήν περίπτωση (α), καθώς τό σῶμα πέφτει λόγω τῆς βαρύτητας δίνει ἐνέργεια γιά παραγωγή ἔργου ***πρός*** τό σύστημα· ἄρα, σύμφωνα μέ τόν ὁρισμό τό ἔργο τοῦ συστήματος εἶναι ἀρνητικό. Στήν περίπτωση (β), ὅπου τό σύστημα εἶναι ἡ τροχαλία καί τό βάρος, ἡ ἴδια ἐνέργεια γιά παραγωγή ἔργου ἐκτελεῖται ***ἀπό*** τό σύστημα καί ἑπομένως τό ἔργο εἶναι θετικό. Βλέπομε δηλαδή ὅτι στήν



Σχ. 3.2δ.
Ἔργο συστήματος.

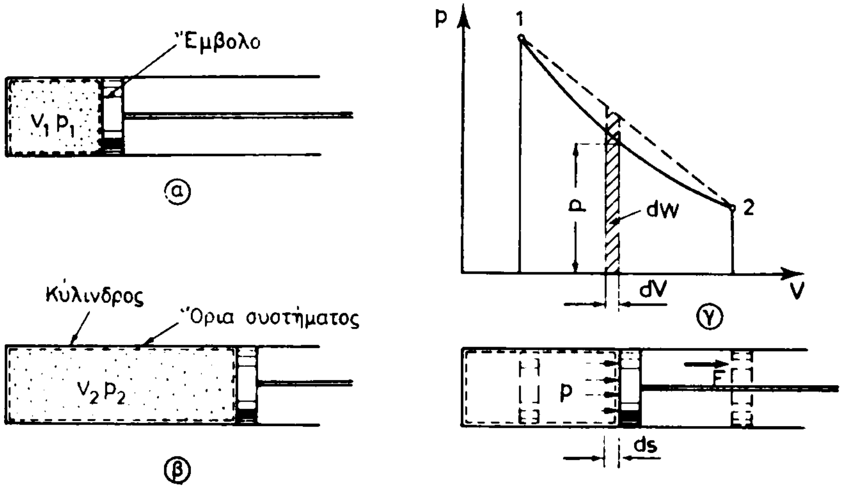
περίπτωση (α) ἡ «διεύθυνση» τοῦ ἔργου εἶναι ***πρός*** τό σύστημα [σχ. 3.2δ(α)], ἐνῶ στήν περίπτωση (β) ἡ «διεύθυνση» τοῦ ἔργου εἶναι ***ἀπό*** τό σύστημα [σχ. 3.2δ(β)]. Καί στίς δύο περιπτώσεις τό ἔργο ***διασχίζει*** τά ὅρια τοῦ συστήματος. Στήν περίπτωση (γ) [σχ. 3.2δ(γ)] ὁ μηχανισμός, ἡ τροχαλία καί τό βάρος ἀποτελοῦν ἕνα σύστημα. Ἐδῶ δέν ἔχομε οὔτε θετικό οὔτε ἀρνητικό ἔργο γιατί οὔτε παίρνομε ***ἀπό*** τό σύστημα ἔργο ἀλλά οὔτε καί δίνομε ***πρός*** αὐτό. Μέσα στό σύστημα μπορεῖ βέβαια νά γίνεται ἔργο ἀπό τό μηχανισμό, ἐμεῖς ὅμως δέν τό «βλέπομε» ἀλλά οὔτε καί μᾶς ἐνδιαφέρει. Αὐτό πού μᾶς ἐνδιαφέρει εἶναι ἄν τό ἔργο «διασχίζει» τά ὅρια συστήματος, πράγμα πού δέν συμβαίνει στήν περίπτωση (γ).

Ὡς συμπέρασμα λοιπόν μποροῦμε νά ποῦμε ὅτι:

— Τό σύστημα τό ὁρίζομε ἐμεῖς σύμφωνα μέ τίς ἀνάγκες τῆς μελέτης.
— Τό ἔργο τοῦ συστήματος εἶναι θετικό ὅταν «ἐξέρχεται» ἀπ' αὐτό καί ἀρνητικό ὅταν «εἰσέρχεται» σ' αὐτό, ἐνῶ θεωρεῖται μηδέν, ὅταν δέν «διασχίζει» τά ὅριά του.

3.2.1 Ἔργο κλειστοῦ συστήματος.

Θά ἐξετάσομε τώρα τό ἔργο πού παράγεται ἀπό ἕνα κλειστό θερμοδυναμικό σύστημα, ἕνα σύστημα δηλαδή ὅπου δέν ἔχομε ροή μάζας καί τό ὁποῖο θά μᾶς ἀπασχολήσει ἰδιαίτερα στά ἑπόμενα κεφάλαια. Ἕνα τέτοιο σύστημα εἶναι ὁ κύλινδρος μέ τό ἔμβολο πού φαίνεται στό σχῆμα 3.2ε. Μέ διακεκομμένη γραμμή καθορίζονται τά ὅρια τοῦ συστήματος, τά ὁποῖα περικλείουν τό ἀέριο πού ὑπάρχει μέσα στόν κύλινδρο. Κάθε τί ἔξω ἀπ' αὐτά εἶναι τό περιβάλλον τοῦ συστήματος. Τό ἀέριο τοῦ κυλίνδρου ἔχει ἀρχικά πίεση p_1 καί ὄγκο V_1



Σχ. 3.2ε.
Σχέση πιέσεως - όγκου στό έργο συστήματος έμβόλου - κυλίνδρου.

[σχ. 3.2ε(α)]. Ή πίεση αύτή ώθεϊ τό έμβολο μέχρι κάποια άλλη θέση όπου έχομε πίεση p_2 καί όγκο V_2 [σχ. 3.2ε(β)]. Εϊχαμε έτσι τήν έκτέλεση μιας διεργασίας άπό τό σύστημα, κατά τήν όποία ή πίεση τοϋ άερίου μειώθηκε, $p_1>p_2$ καί ό όγκος αύξήθηκε, $V_2>V_1$, καθώς καί τήν παραγωγή μηχανικοϋ έργου, τό όποϊο πήραμε μέ τή μετακίνηση τοϋ έμβόλου. Τό έργο αύτό είναι θετικό γιατί έγινε ***άπό*** τό σύστημα πρός τό περιβάλλον, δηλαδή άπό τή μάζα τοϋ άερίου πρός τό έμβολο.

Ή άκριβής μαθηματική σχέση γιά τόν ύπολογισμό τοϋ μηχανικοϋ έργου ένός συστήματος είναι πιό πολύπλοκη άπό τή σχέση πού δώσαμε μέ τήν έξίσωση (3.1). Σέ κάποια τυχαία θέση τοϋ έμβόλου ή πίεση p τοϋ άερίου άσκεϊ δύναμη F έπάνω στό έμβολο ίση μέ $F = pA$, όπου A ή έπιφάνεια τοϋ έμβόλου. Έάν άπό τή θέση αύτή τό έμβολο μετακινηθεϊ κατά μία πολύ μικρή άπόσταση ds, τότε τό πολύ μικρό έργο dW πού παίρνομε άπό τό έμβολο είναι:

$$dW = Fds \tag{3.3}$$

Γιά νά βροϋμε τό συνολικό έργο τοϋ συστήματος κατά τή διάρκεια μιας διεργασίας, όλοκληρώνομε τήν έξίσωση (3.3) μεταξύ τοϋ άρχικοϋ σημείου (1) καί τοϋ τελικοϋ σημείου (2) τής διεργασίας [σχ. 3.2ε(γ)], όπότε έχομε:

$$W = \int_1^2 Fds = \int_1^2 pAds \tag{3.4}$$

Έπειδή τό Ads είναι ένας πολύ μικρός όγκος τοϋ κυλίνδρου dV, ή έξίσωση (3.4) μπορεϊ νά γραφεϊ:

$$W = \int_1^2 pdV \tag{3.5}$$

Τή διεργασία 1 - 2 μποροϋμε νά τήν παραστήσομε στό διάγραμμα p - V άπό τή γραμμή πού ἑνώνει τά δύο σημεῖα 1 καί 2 [σχ. 3.2ε(γ)]. Ἀπό τό διάγραμμα αὐτό εἶναι φανερό ὅτι ἡ διεργασία αὐτή εἶναι μία συνάρτηση τῆς πιέσεως καί τοῦ ὄγκου τῆς μάζας τοῦ ἀερίου. Ἐφόσον γνωρίζομε αὐτή τή συνάρτηση μποροῦμε νά ὑπολογίσομε τό ἔργο ἀπό τήν ἐξίσωση (3.5). Τό πολύ μικρό ἔργο dW παριστάνεται μέ τή γραμμοσκιασμένη ἐπιφάνεια καί τό συνολικό ἔργο W εἶναι ἡ ἐπιφάνεια κάτω ἀπό τή γραμμή 1 - 2. Ἔτσι μεταξύ τῆς ἴδιας ἀρχικῆς καί τελικῆς καταστάσεως 1 καί 2, τό ἔργο μεταβάλλεται ἀνάλογα μέ τή θέση τῆς γραμμῆς αὐτῆς. Ἐάν δηλαδή ἡ διεργασία εἶχε σάν διαδρομή τήν εὐθεία γραμμή (διακεκομμένη) ἀντί τήν καμπύλη, τότε τό ἔργο θά ἦταν μεγαλύτερο. Ἡ διαδρομή αὐτή ἐξαρτᾶται ἀπό τό εἶδος τῆς διεργασίας πού ἀκολουθεῖ τό ἀέριο, ὅπως θά δοῦμε ἀναλυτικά σέ ἄλλο κεφάλαιο.

Παράδειγμα 1.

Ἔστω ὅτι στό σχῆμα 3.2ε(γ) ἡ σχέση πού συνδέει τήν πίεση p καί τόν ὄγκο V εἶναι $p = C/V$, ὅπου C = σταθερός ἀριθμός. Ἐάν ἡ ἀρχική πίεση εἶναι 3 bar, ὁ ἀρχικός ὄγκος 10 cm^3 καί ὁ τελικός ὄγκος 30 cm^3, νά βρεθεῖ τό ἔργο πού παράγεται σέ J. Τό ἔργο εἶναι θετικό ἤ ἀρνητικό;

Λύση.

Ἀπό τήν ἐξίσωση (3.5) ἔχομε ὅτι:

$$W = \int_1^2 pdV$$

ἀλλά $$p = \frac{C}{V} \quad \text{ὁπότε} \quad W = C\int_1^2 \frac{dV}{V} = C \ln \frac{V_2}{V_1} \qquad (1)$$

Ὁ σταθερός ἀριθμός C μᾶς εἶναι ἄγνωστος· μποροῦμε ὅμως νά τόν προσδιορίσομε ὡς ἑξῆς:

Γνωρίζομε ὅτι $p = C/V$ ἰσχύει γιά ὅλη τή διαδρομή ἀπό τό σημεῖο 1 στό σημεῖο 2. Ἑπομένως θά εἶναι:

$$C = p_1V_1 \quad \text{ἀλλά καί} \quad C = p_2V_2$$

Ἐπειδή τά p_1 καί V_1 εἶναι γνωστά, τά ἀντικαθιστοῦμε στήν ἐξίσωση (1) καί ἔχομε:

$$W = p_1V_1 \ln \frac{V_2}{V_1} = (3 \times 1 \times \ln \frac{30}{10}) = 3{,}296 \text{ J} \qquad (2)$$

ὅπου: $p_1 = 3 \text{ bar} = 3 \times 10^5 \text{ N/m}^2$ καί
$V_1 = 10 \text{ cm}^3 = 10 \times 10^{-6} \text{ m}^3$.

Τό ἀποτέλεσμα τῆς ἐξισώσεως (2) ($W = + 3{,}296$ J) μᾶς δείχνει ὅτι τό ἔργο εἶναι θετικό, γιατί πήραμε ἔργο ***ἀπό*** τό σύστημα μέ τή μετακίνηση τοῦ ἐμβόλου.

Ξανατονίζομε ἐδῶ ὅτι θά πρέπει νά χρησιμοποιοῦμε μονάδες τοῦ ἴδιου συστήματος μετρήσεων, ὅπως δείξαμε κάτω ἀπό τήν ἐξίσωση (2).

Παράδειγμα 2.

Ἡ πίεση στόν κύλινδρο τοῦ σχήματος 3.2ε μεταβάλλεται μέ τόν ὄγκο σύμφωνα μέ τή σχέση $p = C/V^2$. Ἐάν ἡ ἀρχική πίεση εἶναι 500 kPa, ὁ ἀρχικός ὄγκος 0.05 m^3 καί ἡ τελική πίεση 200 kPa, νά βρεθεῖ τό ἔργο τοῦ συστήματος σέ kJ. Ἐάν τό ἔργο αὐτό ἔγινε μέσα σέ 30 s, νά βρεθεῖ ἡ ἰσχύς τοῦ συστήματος.

Λύση.

Ἀπό τήν ἐξίσωση (3.5) καί τή σχέση $p = C/V^2$ ἔχομε ὅτι:

$$W = \int_1^2 pdV = C \int_1^2 \frac{dV}{V^2} = C \left[\frac{1}{V_1} - \frac{1}{V_2}\right] \qquad (1)$$

Στήν ἐξίσωση (1) μᾶς εἶναι ἄγνωστα τά C καί V_2. Ἀλλά, ὅπως καί στό παράδειγμα 1,

$$C = p_1 V_1^2 = p_2 V_2^2$$

Ἐδῶ ἔχομε δύο ἐξισώσεις μέ ἄγνωστους τά C καί V_2. Μποροῦμε νά τά προσδιορίσομε:

$$C = p_1 V_1^2 = 500 \times 0{,}05^2 = 1{,}25 \text{ kNm}$$

$$V_2^2 = \frac{p_1 V_1^2}{p_2} = \frac{1{,}25}{200} = 0{,}00625 \quad \text{ἤ} \quad V_2 = \sqrt{0{,}00625} = 0{,}079 \text{ m}^3$$

Ἀντικαθιστώντας στήν ἐξίσωση (1) παίρνομε:

$$W = 1{,}25 \left[\frac{1}{0{,}05} - \frac{1}{0{,}079}\right] = 9.18 \text{ kNm} \quad \text{ἤ} \quad 9{,}18 \text{ kJ}$$

Ὅπως εἴπαμε, ἡ ἰσχύς εἶναι τό ἔργο στή μονάδα τοῦ χρόνου. Σύμφωνα μέ τήν ἐκφώνηση τῆς ἀσκήσεως, τό ἔργο W ἔγινε μέσα σέ 30 s, ὁπότε ἡ ἰσχύς εἶναι:

$$P = \frac{9180}{30} = 306 \text{ W}$$

3.2.2 Δυναμική καί Κινητική ἐνέργεια.

Δύο μορφές ἐνέργειας πού θά μᾶς ἀπασχολήσουν στό βιβλίο αὐτό εἶναι ἡ Δυναμική καί ἡ Κινητική ἐνέργεια.

Ἡ ***δυναμική ἐνέργεια*** ἑνός σώματος ἤ ἑνός συστήματος ἐξαρτᾶται ἀπό τή θέση πού κατέχει στό πεδίο τῆς βαρύτητας. Γιά τή μέτρηση τῆς ἐνέργειας αὐτῆς καθορίζομε πρῶτα αὐθαίρετα ἕνα ἐπίπεδο ἀναφορᾶς καί μετρᾶμε τήν ἀπόσταση τοῦ σώματος ἀπό τό ἐπίπεδο. Ἔστω ὅτι ἐπάνω στό σῶμα δρᾶ μία δύναμη F, ἡ ὁποία τό ἀνεβάζει σέ κατακόρυφη ἀπόσταση z ἀπό τό ἐπίπεδο ἀναφορᾶς. Τότε ἡ ἀλλαγή τῆς δυναμικῆς ἐνέργειας τοῦ σώματος ἰσοῦται μέ τό ἔργο πού χρειάζεται γιά νά μετακινηθεῖ κατά τήν ἀπόσταση z. Στήν ἀπόσταση αὐτή ἡ δυναμική ἐνέργεια τοῦ σώματος ἤ τοῦ συστήματος ὡς πρός τό ἐπίπεδο πού ἐκλέξαμε εἶναι:

$$E_\delta = Fz = mgz \tag{3.6}$$

ὅπου: E_δ ἡ δυναμική ἐνέργεια σέ J,
m ἡ μάζα σέ kg καί
z ἡ ἀπόσταση ἀπό τό ἐπίπεδο ἀναφορᾶς σέ m.

Ἀπό τήν ἐξίσωση (3.6) βλέπομε ὅτι ἡ δυναμική ἐνέργεια αὐξάνει ὅσο ἡ ἀπόσταση ἀπό τό ἐπίπεδο ἀναφορᾶς μεγαλώνει.

Ἡ ***κινητική ἐνέργεια*** ἑνός σώματος ἤ συστήματος μπορεῖ νά καθορισθεῖ μέ τόν ἀκόλουθο τρόπο. Ἔστω ὅτι σ' ἕνα σύστημα πού βρίσκεται σέ ἀκινησία δρᾶ μιά ὁριζόντια δύναμη F ἡ ὁποία τό μετακινεῖ σέ μία ἀπόσταση s καί τοῦ προσδίνει μιά ταχύτητα v. Ἡ δυναμική ἐνέργεια δέν μεταβάλλεται γιατί τό σῶμα κινεῖται ὁριζόντια. Ἡ κινητική ὅμως ἐνέργεια ἀλλάζει καί ἀπό μηδενική (τό σύστημα εἶναι σέ ἀκινησία) γίνεται:

$$E_\kappa = \frac{1}{2} mv^2 \tag{3.7}$$

ὅπου: E_κ ἡ κινητική ἐνέργεια σέ J,
m ἡ μάζα τοῦ σώματος ἤ τοῦ συστήματος σέ kg καί
v ἡ ταχύτητα τοῦ σώματος ἤ τοῦ συστήματος σέ m/s.

Ἡ κινητική ἐνέργεια, λοιπόν, εἶναι ἀνάλογη τῆς μάζας καί τοῦ τετραγώνου τῆς ταχύτητας τοῦ σώματος, ὅταν τό σῶμα κινεῖται ὑπό τήν ἐπίδραση σταθερῆς δυνάμεως.

Παράδειγμα.

Ἀτμός ὑψηλῆς πιέσεως καί μάζας 8.000 kg εἰσέρχεται στό σωλήνα τοῦ δικτύου ἀτμοῦ μιᾶς ἀτμοκίνητης ἐγκαταστάσεως μέ ταχύτητα 90 m/s. Στήν ἔξοδό του ἡ ταχύτητα ἔχει μειωθεῖ σέ 80 m/s. Νά βρεθεῖ ἡ κινητική ἐνέργεια τοῦ ἀτμοῦ στήν εἴσοδο καί τήν ἔξοδο τοῦ σωλήνα. Ποιά εἶναι ἡ μεταβολή τῆς κινητικῆς ἐνέργειας;

Λύση.

Σύμφωνα μέ τήν ἐξίσωση (3.7) ἡ κινητική ἐνέργεια τοῦ ἀτμοῦ στήν εἴσοδο τοῦ σωλήνα εἶναι:

$$E_{\kappa_1} = \frac{1}{2} mv_1^2 = \frac{1}{2} \times 8000 \times 90^2 = 32{,}4 \times 10^6 \text{ kgm}^2/\text{s}^2 \quad ἤ \quad 32.400 \text{ kJ}$$

Στήν ἔξοδο εἶναι:

$$E_{\kappa_2} = \frac{1}{2}\, mv_2^2 = \frac{1}{2} \times 8000 \times 80^2 = 25.600\ kJ$$

Ἄρα ἔχομε μείωση τῆς κινητικῆς ἐνέργειας κατά

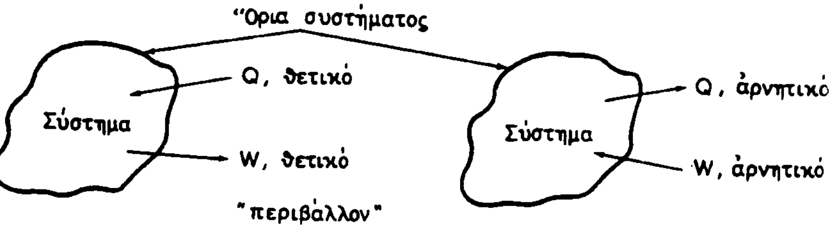
$$32.400 - 25.600 = 6800\ kJ$$

3.3 Θερμότητα.

Θερμότητα εἶναι θερμική ἐνέργεια πού ***μεταφέρεται*** μεταξύ δύο συστημάτων λόγω τῆς θερμοκρασιακῆς διαφορᾶς πού ὑπάρχει μεταξύ τους, ὅταν ἔρχονται σέ κάποιας μορφῆς ἐπικοινωνία μεταξύ τους. Ἡ ροή αὐτή τῆς θερμότητας γίνεται πάντα ἀπό τό ζεστό στό ψυχρό σύστημα καί σταματᾶ ὅταν τά δύο συστήματα ἀποκτήσουν τήν ἴδια θερμοκρασία.

Γιά νά ὑπάρχει μεταφορά θερμικῆς ἐνέργειας, δηλαδή θερμότητας, πρέπει μεταξύ δύο συστημάτων νά ὑπάρχει ***θερμοκρασιακή διαφορά*** καί ***ἐπικοινωνία.*** Οἱ δύο αὐτές καταστάσεις πρέπει νά πληροῦνται ταυτόχρονα· ἡ ἀπουσία τῆς μιᾶς ἀπό τίς δύο σημαίνει καί ἀπουσία ροῆς θερμότητας.

Συμβατικά, ἡ ροή τῆς θερμότητας Q εἶναι θετική ὅταν ἡ θερμοκρασία τοῦ «περιβάλλοντος» ἑνός συστήματος εἶναι ὑψηλότερη καί ἀρνητική ὅταν εἶναι χαμηλότερη. Δηλαδή, μεταφορά θερμότητας ***πρός*** τό σύστημα εἶναι θετική ἐνῶ μεταφορά ***ἀπό*** αὐτό εἶναι ἀρνητική. Ὅπως βλέπομε καί ἀπό τό σχῆμα 3.3α ἡ συμβατική φορά τῆς θερμότητας εἶναι ἀντίθετη ἀπό τή συμβατική φορά τοῦ ἔργου.



Σχ. 3.3α.
Συμβατική ἀπεικόνιση θετικῆς καί ἀρνητικῆς θερμότητας καί ἔργου.

Ἡ μονάδα μετρήσεως τῆς θερμότητας στό Διεθνές Σύστημα (SI) εἶναι τό Joule. Μία ἄλλη μονάδα πού συναντᾶμε συχνά στήν πράξη εἶναι τό kilocalorie (kcal), 1 kcal = 4,186 kJ, πού εἶναι τό ποσό τῆς θερμότητας πού χρειάζεται γιά νά ἀνεβάσομε τή θερμοκρασία ἑνός χιλιογράμμου νεροῦ (14,5°C) κατά ἕνα βαθμό Κελσίου (15,5°C) σέ πίεση μιᾶς ἀτμόσφαιρας. Στό βρετανικό σύστημα ἡ μονάδα μετρήσεως τῆς θερμότητας εἶναι τό BTU, ὅπου 1 BTU = 0.252 kcal.

3.3.1 Τρόποι μεταδόσεως θερμότητας.

Ἀναφέραμε πιό πάνω ὅτι, γιά νά ἔχομε μεταφορά θερμότητας σέ δύο συστήματα μέ διαφορετικές θερμοκρασίες, αὐτά πρέπει νά βρίσκονται σέ κάποιας μορφῆς ἐπικοινωνία. Ἐδῶ θά δοῦμε περιγραφικά καί πολύ συνοπτικά τρεῖς τρόπους ἐπικοινωνίας τῶν διαφόρων συστημάτων. Ἡ ἀναλυτική ἐξέτασή τους θά γίνει σέ ἑπόμενο κεφάλαιο.

α) Μετάδοση θερμότητας μέ ἀγωγιμότητα.

Στό εἶδος αὐτό ἡ μετάδοση τῆς θερμότητας γίνεται ἀπό μόριο σέ μόριο μέσα σ' ἕνα στερεό σῶμα, ἤ καί μεταξύ δύο στερεῶν σωμάτων πού βρίσκονται σέ ἀπόλυτη ἐπαφή μεταξύ τους, καθώς καί μέσα σέ ἀκίνητα ὑγρά ἤ ἀέρια. Ἐάν κρατήσομε π.χ. τό ἕνα ἄκρο μιᾶς μεταλλικῆς ράβδου καί βυθίσομε τό ἄλλο σέ πολύ ζεστό νερό, μετά ἀπό λίγο χρόνο θά ζεσταθεῖ καί τό ἄκρο πού κρατᾶμε. Ἐπίσης ἐάν φέρομε σ' ἐπαφή τρεῖς πλάκες καί ζεστάνομε τή μία ἐξωτερική πλευρά, μετά ἀπό λίγο θά ζεσταθεῖ καί ἡ ἄλλη ἐξωτερική πλευρά.

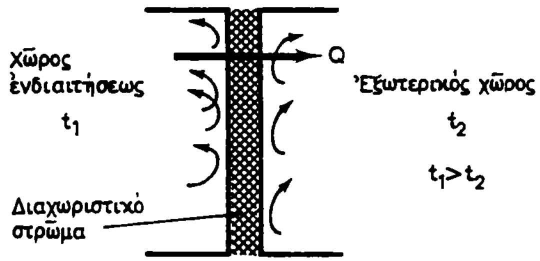
Καί στίς δύο περιπτώσεις ἔχομε μεταφορά θερμότητας ἀπό τό ζεστό πρός τό κρύο μέρος. Τό ποσό τῆς θερμότητας πού μεταφέρεται εἶναι ἀνάλογο πρός τή θερμοκρασιακή διαφορά καί τό συντελεστή θερμικῆς ἀγωγιμότητας, τό μέγεθος τοῦ ὁποίου ἐξαρτᾶται ἀπό τό εἶδος τοῦ κάθε ὑλικοῦ. Οἱ τιμές τοῦ συντελεστῆ αὐτοῦ εἶναι μεγάλες γιά τά μέταλλα, μικρότερες γιά τά μή μεταλλικά σώματα καί ὑγρά καί πολύ μικρές γιά ὅλα τά ἀέρια.

β) Μετάδοση θερμότητας μέ μεταφορά.

Στήν περίπτωση αὐτή ἡ θερμότητα μεταφέρεται ἀπό ἕνα ζεστό σῶμα σέ κινούμενο ὑγρό ἤ ἀέριο, ἤ ἀντίστροφα. Ὅταν κοντά σ' ἕνα στερεό σῶμα καί σέ ἐπαφή μαζί του ρέει ἕνα ὑγρό (ἤ ἀέριο) τοῦ ὁποίου ἡ θερμοκρασία εἶναι διαφορετική ἀπό τή θερμοκρασία τοῦ στερεοῦ σώματος καί ἀπάγει (ἤ προσάγει) θερμότητα ἀπό (ἤ πρός) τό σῶμα, τότε ἔχομε μεταφορά θερμότητας. Ἡ κίνηση (ἤ ροή) τοῦ ρευστοῦ ἐπάνω στό σῶμα μπορεῖ νά εἶναι ***βεβιασμένη***, νά προκαλεῖται π.χ. ἀπό μία ἀντλία ἤ ἕνα ἀνεμιστήρα, ἤ ***φυσική***, νά ὀφείλεται δηλαδή στό ἴδιο τό φαινόμενο τῆς μεταδόσεως τῆς θερμότητας, τό ὁποῖο δημιουργεῖ διαφορές στήν πυκνότητα τῆς μάζας τοῦ ρευστοῦ. Κλασσική περίπτωση φυσικῆς κυκλοφορίας εἶναι ἡ ροή τοῦ ἀέρα ἐπάνω στά θερμαντικά σώματα τῶν σπιτιῶν.

Καί στό εἶδος αὐτό τῆς μεταδόσεως θερμότητας, τό ποσό τῆς θερμότητας πού μεταφέρεται εἶναι ἀνάλογο πρός τή θερμοκρασιακή διαφορά καί τό συντελεστή μεταφορᾶς θερμότητας.

Στίς πιό πολλές περιπτώσεις μεταφορᾶς θερμότητας τά πιό πάνω εἴδη μεταδόσεως θερμότητας συνυπάρχουν. Τά πλευρικά μεταλλικά τοιχώματα τῶν χώρων ἐνδιαιτήσεων τῶν πλοίων π.χ. εἶναι καλυμμένα μέ ἕνα ἤ περισσότερα στρώματα μονωτικῶν ὑλικῶν (σχ. 3.3β). Ἡ μετάδοση τῆς θερμότητας ἀπό τό χῶρο τῆς ἐνδιαιτήσεως (ζεστότερος) πρός τόν ἐξωτερικό χῶρο (ψυχρότερος) πραγματοποιεῖται καί μέ μεταφορά καί μέ ἀγωγιμότητα· μέ μεταφορά μεταξύ τοῦ ἀέρα τοῦ χώρου τῆς ἐνδιαιτήσεως καί τῆς ἐσωτερικῆς πλευρᾶς τοῦ μονωτικοῦ στρώματος καί μέ ἀγωγιμότητα μεταξύ τοῦ μονωτικοῦ στρώματος καί τοῦ μεταλλικοῦ τοιχώματος. Ἐπίσης μεταξύ τῆς ἐξωτερικῆς πλευρᾶς τοῦ τοι-



Σχ. 3.3β.
Μετάδοση θερμότητας μέ ἀγωγιμότητα καί μεταφορά.

χώματος καί τοῦ ἀέρα τοῦ ἐξωτερικοῦ χώρου ἡ μετάδοση τῆς θερμότητας γίνεται μέ μεταφορά. Συνδυασμό μεταδόσεως θερμότητας μέ μεταφορά καί ἀγωγιμότητα ἔχομε σ' ὅλα τά ψυγεῖα πού θά συναντήσομε πιό κάτω.

γ) Μετάδοση θερμότητας μέ ἀκτινοβολία.

Κάθε σῶμα ἀκτινοβολεῖ ἠλεκτρομαγνητικά κύματα ἀνάλογα μέ τή θερμοκρασία του καί τήν κατάσταση τῆς ἐπιφάνειας του. Ἡ ἀκτινοβολία αὐτή ἀπορροφᾶται ἀπό ἄλλα σώματα. Ἐάν ὑπάρχει διαφορά θερμοκρασίας μεταξύ δύο σωμάτων τά ὁποῖα ἀκτινοβολοῦν τό ἕνα πρός τό ἄλλο, τότε τό θερμότερο σῶμα ἀκτινοβολεῖ περισσότερη ἐνέργεια μέ ἀποτέλεσμα τή μετάδοση θερμότητας ἀπό τό θερμότερο πρός τό ψυχρότερο σῶμα. Ἡ μετάδοση τῆς θερμότητας μέ ἀκτινοβολία εἶναι ἀμελητέα ὅταν τά σώματα πού ἀκτινοβολοῦν ἔχουν θερμοκρασίες περιβάλλοντος.

3.3.2 Ἀδιαβατική διεργασία.

Ἀπό ὅτι εἴπαμε πιό πάνω φαίνεται ὅτι μεταξύ ὅλων τῶν σωμάτων ἤ συστημάτων στή φύση ὑπάρχει ροή θερμότητας. Μέ τή χρησιμοποίηση τῶν μονωτικῶν ὑλικῶν ἡ μεταφορά θερμότητας ἀπό ἕνα ζεστό σύστημα σέ ἕνα ψυχρό ἐξακολουθεῖ βέβαια νά ὑπάρχει, ἀλλά γιά πρακτικούς πολλές φορές λόγους τή θεωροῦμε ἀμελητέα. Ἐξιδανικεύοντας τήν κατάσταση αὐτή μποροῦμε νά θεωρήσομε ὅτι $Q = 0$, ὁπότε καμιά μεταφορά θερμότητας δέν γίνεται ἀπό ἤ πρός ἕνα σύστημα.

Στή μελέτη τῶν θερμοδυναμικῶν συστημάτων μιά τέτοια κατάσταση τήν ὀνομάζομε ***ἀδιαβατική διεργασία.*** Ὅμοια, ἕνα σύστημα μονωμένο ἀπό τό περιβάλλον του τό ὀνομάζομε ***ἀδιαβατικά μονωμένο*** σύστημα.

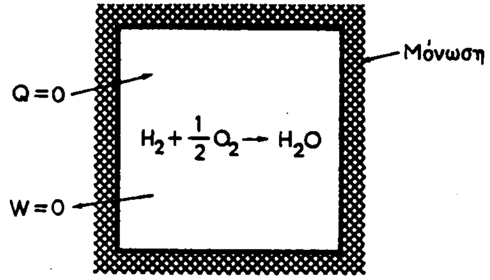
3.3.3 Μερικές ἔννοιες ἐπάνω στή θερμότητα.

Στόν ὁρισμό πού δώσαμε πιό πάνω γιά τή θερμότητα παραλείψαμε σκόπιμα νά δώσομε καί μερικές ἔννοιες πού ἔχουν σχέση μέ αὐτήν· κι' αὐτό γιά νά τονισθοῦν ἐδῶ ἰδιαίτερα, ἔτσι ὥστε νά ἀποφευχθεῖ πιθανή σύγχυσή τους ἀργότερα. Οἱ ἔννοιες αὐτές εἶναι:

Ἡ θερμότητα ***δέν εἶναι ἰδιότητα*** ἑνός σώματος ἤ ἑνός συστήματος. Ἡ θερμότητα π.χ. πού αἰσθανόμαστε ἀγγίζοντας μιά ζεστή θερμάστρα δέν εἶναι μιά ἰδιότητα τῆς θερμάστρας. Ἡ θερμάστρα καί τό χέρι μας εἶναι δύο συστήματα στά ὁποῖα δημιουργεῖται ροή θερμότητας, ἀπό τό ζεστότερο (θερμάστρα) στό ψυχρότερο (χέρι) λόγω τῆς θερμοκρασιακῆς διαφορᾶς καί ὄχι λόγω τῆς θερμάστρας.

Ἡ ροή θερμότητας ***δέν εἶναι ἀπαραίτητο νά προκαλέσει τήν αὔξηση τῆς θερμοκρασίας*** ἑνός σώματος. Ἄς θεωρήσομε ἕνα σύστημα πού ἀποτελεῖται ἀπό πάγο καί νερό. Ἐάν δώσομε θερμότητα στό σύστημα ἀπό κάποιο ἄλλο σῶμα μέ ὑψηλότερη θερμοκρασία, θά παρατηρήσομε ὅτι ἡ θερμοκρασία τοῦ συστήματος δέν ἀνεβαίνει, τουλάχιστον μέχρι νά μετατραπεῖ ὁ πάγος σέ νερό. Τό ποσό τῆς θερμότητας πού δώσαμε στό σύστημα δέν χάθηκε βέβαια, ἀλλά ἀποθηκεύτηκε μέσα στήν ὕλη του. Τό φαινόμενο αὐτό παρατηρεῖται μόνο ὅταν ἕνα σῶμα ἀλλάζει κατάσταση καί ἡ θερμότητα αὐτή ὀνομάζεται ***λανθάνουσα θερμότητα.*** Εἰδικότερα τή θερμότητα αὐτή, τή λέμε ***λανθάνουσα θερμότητα τήξεως*** ὅταν μέ αὐτή ἕνα στερεό σῶμα (πάγος) μεταβάλλεται σέ ὑγρό· καί ***λανθάνουσα θερμότητα ἀτμοποιήσεως*** ὅταν τό ὑγρό (νερό) μεταβάλλεται σέ ἀέριο (ἀτμό). Ἡ ἐξήγηση τοῦ φαινομένου αὐτοῦ βρίσκεται στήν ἀλλαγή τῆς δυναμικῆς καί κινητικῆς καταστάσεως τῶν μορίων τῆς ὕλης· εἶναι δηλαδή μικροσκοπικό φαινόμενο καί ὡς τέτοιο δέν θά μᾶς ἀπασχολήσει ἐδῶ.

Δέν εἶναι ἀπαραίτητο πάντα νά δίνεται θερμότητα γιά νά ἔχομε ἀνύψωση τῆς θερμοκρασίας ἑνός συστήματος. Ἄς θεωρήσομε π.χ. ἕνα καλά μονωμένο δοχεῖο πού περιέχει ὑδρογόνο καί ὀξυγόνο (σχ. 3.3γ). Ἀνάφλεξη αὐτῶν τῶν δύο συ-



Σχ. 3.3γ.
Ἀδιαβατική, σταθεροῦ ὄγκου καύση.

στατικῶν τοῦ δοχείου ἔχει ὡς ἀποτέλεσμα τή δημιουργία H_2O πού συνοδεύεται ἀπό αὔξηση τῆς θερμοκρασίας. Ὅμως, δέν ἔχομε καμιά ροή θερμότητας γιατί τό δοχεῖο εἶναι μονωμένο, δηλαδή $Q = 0$. Ὅμοια διεργασία γίνεται μέσα στόν κύλινδρο μιᾶς βενζινομηχανῆς, ὅπου ἡ ἀνάφλεξη τοῦ μίγματος ἀέρα - καυσίμου εἶναι ἡ ἀρχή μιᾶς χημικῆς ἀντιδράσεως ἀπό τήν ὁποία δημιουργοῦνται καυσαέρια μέ πολύ μεγαλύτερη θερμοκρασία ἀπό τά ἀρχικά συστατικά τοῦ μίγματος. Ἔτσι ἔχομε αὔξηση τῆς θερμοκρασίας χωρίς νά ἔχομε δώσει θερμότητα ***στό*** σύστημα. Ἡ μεταφορά θερμότητας πού παρατηρεῖται στό ψυχόμενο χῶρο γύρω ἀπό τό θάλαμο καύσεως τοῦ μίγματος εἶναι μεταφορά ***ἀπό*** τό σύστημα καί ἐπομένως δέν εἶναι αὐτή πού προκάλεσε τήν αὔξηση τῆς θερμοκρασίας.

Ἡ ἔννοια λοιπόν τῆς θερμότητας ἀναφέρεται στά ὅρια πού περιβάλλουν ἕνα σύστημα ὅπως συμβαίνει καί μέ τό ἔργο. Ἡ θερμότητα πάλι, ὅπως ἐπίσης καί τό ἔργο, εἶναι μεταβατικό φαινόμενο· ὑπάρχει δηλαδή μόνο ὅταν ἔχομε ἀλληλεπίδραση δύο συστημάτων ἤ σωμάτων. Εἶναι «κάτι πού συμβαίνει», δέν εἶναι ὕλη.

Σύμφωνα μέ τά ὅσα εἴπαμε πιό πάνω ἡ θερμότητα εἶναι μιά μορφή ἐνέργειας πού μεταδίδεται. Τό ποσό τῆς θερμότητας Q, πού ἀπαιτεῖται νά δοθεῖ σέ ἕνα σῶμα μάζας m, γιά τήν ἀνύψωση τῆς θερμοκρασίας του ἀπό t_1 σέ t_2 δίνεται ἀπό τή σχέση:

$$Q = mc\,(t_2 - t_1) \qquad (3.8)$$

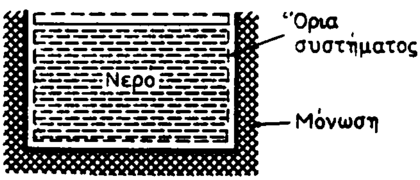
ὅπου c ἡ εἰδική θερμότητα τοῦ σώματος σέ J/kgK, πού ἐξαρτᾶται ἀπό τό εἶδος τοῦ σώματος, καί συνήθως δίνεται σέ πίνακες. Ἡ εἰδική θερμότητα τοῦ νεροῦ σέ θερμοκρασία 14,5°C εἶναι ἐξ' ὁρισμοῦ 4,19 kJ/kg K.

Παράδειγμα.

Νερό μάζας 2 kg καί θερμοκρασίας 18°C χύνεται μέσα σέ ἕνα καλά μονωμένο δοχεῖο πού βρίσκεται σέ θερμοκρασία 15°C. Οἱ θερμοκρασίες τοῦ νεροῦ καί τοῦ δοχείου ἰσορρόπησαν στούς 17,4°C. Νά προσδιορισθεῖ τό ποσό θερμότητας πού μεταφέρεται καί ἡ συμβατική φορά της, ὅταν ὡς σύστημα θεωροῦμε: α) Τό δοχεῖο μέ τή μόνωση, β) τό νερό, γ) τό δοχεῖο μέ τή μόνωση καί τό νερό. Ἡ εἰδική θερμότητα τοῦ νεροῦ εἶναι 1 kcal/kgK.

Λύση.

Ὅπως εἴπαμε προηγουμένως, γιά νά ἔχομε μεταφορά θερμότητας πρέπει νά ὑπάρχουν δύο σώματα μέ διαφορετικές θερμοκρασίες πού νά βρίσκονται σέ ἐπικοινωνία. Στό παράδειγμά μας τά δύο σώματα εἶναι τό νερό καί τό δοχεῖο μέ τή μόνωση πού βρίσκονται σέ ἐπαφή καί ἔχουν διαφορετικές θερμοκρασίες $t_1 = 18°C$ καί $t = 15°C$. Ἄρα ἔχομε μεταφορά θερμότητας μέχρι νά ἰσορροπήσουν οἱ θερμοκρασίες, δηλαδή σέ $t = 17{,}4°C$.



Σύμφωνα μέ τήν ἐξίσωση (3.8) τό ποσό τῆς θερμότητας πού μεταφέρεται εἶναι:

$$Q = 2\times1\times(18 - 17{,}4) = 1{,}2\ \text{kcal} \quad ἤ \quad 1{,}2\times4{,}186 = 5{,}02\ \text{kJ}$$

α) Ἡ μεταφορά τῆς θερμότητας εἶναι θετική γιατί δίνεται πρός ***τό*** σύστημα (δοχεῖο) ἀφοῦ τό νερό εἶναι ζεστότερο ἀπό τό δοχεῖο.

β) Ἐάν θεωρήσομε τό νερό ὡς σύστημα, ἡ θερμότητα πού μεταφέρεται εἶναι ἡ ἴδια ἀλλά ἀρνητική γιατί δίνεται ***ἀπό*** τό σύστημα, Q = − 5,02 kJ.

γ) Ὅταν θεωρήσομε ὡς σύστημα τό δοχεῖο καί τό νερό, τότε δέν ἔχομε μεταφορά θερμότητας, γιατί ἡ θερμότητα δέν διέρχεται τά ὅρια τοῦ συστήματος. Ὅλα γίνονται μέσα σ' αὐτό καί συνεπῶς δέν ἐνδιαφέρει ποιός ἔδωσε καί ποιός πῆρε τή θερμότητα.

3.4 Ἀσκήσεις.

1. Ὁ γερανός ἑνός πλοίου μαζί μέ τό φορτίο πού μεταφέρει ἔχει βάρος 150 t. Κινεῖται μέ ταχύτητα 76 m/min ἐπάνω σέ σιδηροτροχιές. Νά προσδιορισθεῖ ἡ ἐνέργεια πού πρέπει νά ἀπορροφήσουν τά φρένα γιά νά σταματήσει ὁ γερανός.

(***Ἀπ.:*** 120 kJ)

2. Νά προσδιορισθεῖ τό ἔργο πού γίνεται στίς ἑξῆς περιπτώσεις. Τά συστήματα πού πρέπει νά ληφθοῦν εἶναι σημειωμένα μέ μαῦρα γράμματα.

α) Ἕνα ***μέσο*** ἀνυψώνει ἕνα ***σῶμα*** μάζας 5 kg σέ μία κατακόρυφη ἀπόσταση 10 m στό γήινο πεδίο τῆς βαρύτητας. Ἡ ἀντίσταση τοῦ ἀέρα νά ἀγνοηθεῖ.

β) Ἕνα ***σῶμα*** μάζας 10 kg κατεβαίνει μέ τή βοήθεια ἑνός ***γερανοῦ*** κατά μία κατακόρυφη ἀπόσταση 30 m σέ ἕνα πεδίο βαρύτητας πού ἔχει $g = 6,0\ m/s^2$. Ἡ ἀντίσταση τοῦ ἀέρα νά ἀγνοηθεῖ.

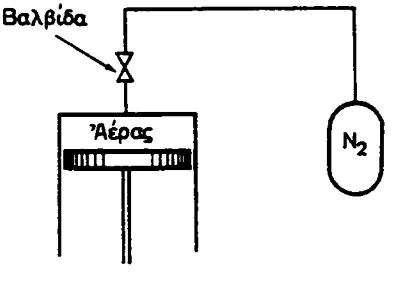
γ) Ἕνα ***σῶμα*** μάζας 10 kg πέφτει ἐλεύθερα κατά μία ἀπόσταση 30 m σέ πεδίο βαρύτητας μέ $g = 6.0\ m/s^2$. Ἡ ἀντίσταση τῆς ἀτμόσφαιρας ἐπάνω στό σῶμα εἶναι 4 N.

δ) Ἕνας ***ἄνθρωπος*** βάρους 400 N ἀνεβαίνει μιά σκάλα ὕψους 0,3 m.

(***Ἀπ.:*** α) 490,5 J, β) 1800 J, γ) 120 J, δ) 0)

3. Ἕνας κατακόρυφος κύλινδρος, κλειστός ἀπό ἕνα χωρίς τριβή ἔμβολο ἐπιφάνειας 20 cm^2, περιέχει ἀέρα πιέσεως $70 \times 10^3\ N/m^2$. Τό κάτω μέρος τοῦ ἐμβόλου βρίσκεται σέ ἐπαφή μέ ἀτμοσφαιρικό ἀέρα πιέσεως $100 \times 10^3\ N/m^2$, ὅπως φαίνεται στό σχῆμα 3.4. Ὁ κύλινδρος εἶναι συνδεμένος μέσω ἑνός σωλήνα καί μιᾶς βαλβίδας μέ δοχεῖο πού περιέχει ἄζωτο σέ πίεση $20 \times 10^3\ N/m^2$. Ἡ βαλβίδα ἀρχικά εἶναι κλειστή. Ἡ βαλβίδα ἀνοίγεται καί τό ἔμβολο μετακινεῖται ἀπό τήν ἀρχική του θέση κατά 10 cm. Νά ὑπολογισθεῖ τό ἔργο πού παράγεται ἀπό τά ἑξῆς συστήματα: α) Τό ἔμβολο, β) τήν ἀτμόσφαιρα καί γ) τόν ἀέρα σύν τό ἄζωτο.

(***Ἀπ.:*** α) − 6,0 J, β) 20 J, γ) − 14 J)



Σχ. 3.4.
Διάταξη συστήματος ἀσκήσεως 3.

4. Ἕνα σύστημα ἐμβόλου - κυλίνδρου περιέχει ἀέριο πού ἐκτονώνεται ἀργά ἀπό 600 kPa καί 0.10 m^3 σέ τελικό ὄγκο 0.50 m^3. Νά ὑπολογισθεῖ τό ἔργο πού παράγεται ἀπό τό ἔμβολο, ἐάν ἡ μεταβολή τῆς πιέσεως καθορίζεται ἀπό τίς σχέσεις: α) $p = C$, β) $p = -300\,V + 630$ ὅπου V δίνεται σέ m^3 καί p σέ kPa. Στό ἐρώτημα (β) νά βρεθεῖ ἡ πίεση στό τελικό σημεῖο τῆς διαδρομῆς τοῦ ἐμβόλου.

(*Ἀπ.:* α) 240 kJ, β) 216 kJ, γ) 480 kPa)

5. Ἕνα σῶμα μάζας 2500 kg βρίσκεται σέ ὕψος 100 m ἀπό τήν ἐπιφάνεια τῆς γῆς καί ἀφήνεται νά πέσει ἐλεύθερα. Νά βρεθεῖ: α) Ἡ δυναμική ἐνέργεια τοῦ σώματος πρίν ἀπό τήν πτώση του καί β) ἡ ταχύτητα καί ἡ κινητική ἐνέργεια τή στιγμή πού πέφτει στή γῆ.

6. Τό δοχεῖο τοῦ παραδείγματος τῆς παραγράφου 3.3 περιέχει 10 kg νεροῦ θερμοκρασίας 15°C. Μιά χαλυβδίνη ράβδος, μάζας 0.3 kg καί θερμοκρασίας 740°C, ρίχνεται μέσα στό νερό. Ὅταν οἱ θερμοκρασίες ἐξισωθοῦν, ἡ θερμοκρασία τοῦ νεροῦ εἶναι 17.4°C. Νά προσδιορισθεῖ τό μέγεθος καί τό πρόσημο τῆς θερμότητας πού μεταφέρεται, ἐάν ὁρίσομε ὡς σύστημα: α) Τό νερό, β) τό δοχεῖο μέ τή μόνωση, γ) τή ράβδο καί δ) τό δοχεῖο, τή μόνωση καί αὐτά πού ὑπάρχουν μέσα σ' αὐτό. Ἡ εἰδική θερμότητα τοῦ χάλυβα εἶναι 0.478 kJ/kgK.

(*Ἀπ.:* α) 100,5 kJ, β) 5,07 kJ, γ) −105.57 kJ, δ) :)

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΤΕΤΑΡΤΟ

Ο ΠΡΩΤΟΣ ΝΟΜΟΣ ΤΗΣ ΘΕΡΜΟΔΥΝΑΜΙΚΗΣ

4.1 Γενικά.

Οἱ ἀνταλλαγές τῆς θερμότητας μεταξύ τῶν συστημάτων ἀποτελοῦν βασικές διεργασίες σέ ὅλες τίς προωστήριες ἐγκαταστάσεις τῶν πλοίων. Ἄς πάρομε ὡς παράδειγμα μιά προωστήρια ἐγκατάσταση ἀτμοῦ· ἄν τό νερό τροφοδοτήσεως τοῦ λέβητα δέν ἔρθει μέ κάποιο τρόπο σέ ἐπαφή μέ τά προϊόντα τῆς καύσεως τοῦ πετρελαίου (καυσαέρια) δέν μποροῦμε νά ἔχομε ἀτμό. Ἐπομένως ἡ ἐγκατάσταση δέν μπορεῖ νά λειτουργήσει οὔτε τό πλοῖο μπορεῖ νά κινηθεῖ. Ἄρα ἡ παραγωγή ἔργου καθορίζεται ἀπό τή μεταφορά τῆς θερμότητας στόν ἀτμό.

Πέρα ἀπ' αὐτό ἡ ποσοτική σχέση πού ὑπάρχει μεταξύ τῆς θερμότητας πού δίνομε σέ μία ἐγκατάσταση καί τοῦ μηχανικοῦ ἔργου πού παίρνομε ἀπ' αὐτήν ἀποτελεῖ ἕνα βασικό κριτήριο τῆς ἀποδοτικότητας τῆς ἐγκαταστάσεως.

Στό κεφάλαιο αὐτό, θά δοῦμε ὅτι ἡ μετατροπή τῆς θερμικῆς ἐνέργειας σέ μηχανικό ἔργο καθορίζεται ἀπό μία σταθερά, ὅπως ἐκφράζεται ἀπό τόν Πρῶτο Θερμοδυναμικό Νόμο, μαζί μέ τούς σχετικούς πρός αὐτόν νόμους τῆς διατηρήσεως τῆς μάζας καί ἐνέργειας σέ κλειστά καί ἀνοικτά συστήματα.

4.2 Πρῶτος θερμοδυναμικός νόμος — Μηχανικό ἰσοδύναμο τῆς θερμότητας.

Πειράματα πού ἔγιναν ἀπό τόν J.P. Joule μεταξύ τῶν ἐτῶν 1840 καί 1849 ἔδειξαν ὅτι τό μηχανικό ἔργο πού ἀποδίδεται ἀπό ἕνα σύστημα, διαιρούμενο μέ τό ποσό τῆς θερμότητας πού χρειάζεται νά δοθεῖ στό σύστημα γιά τό σκοπό αὐτό εἶναι ἴσο μέ μία σταθερά. Μέ σύμβολα ἡ σχέση αὐτή εἶναι:

$$\frac{W}{Q} = J = \text{σταθερά} \tag{4.1}$$

Ἐάν σέ ἕνα δοχεῖο πού περιέχει 1 kg νεροῦ σέ θερμοκρασία 14,5°C, προσδώσομε θερμότητα 1 kcal, ὅπως εἴπαμε προηγουμένως, ἡ θερμοκρασία του θά αὐξηθεῖ κατά 1°C, δηλαδή ἀπό 14,5°C θά γίνει 15.5°C. Ὅμως τήν ἴδια αὔξηση τῆς θερμοκρασίας τοῦ νεροῦ μποροῦμε νά τήν ἐπιτύχομε καί ἐάν μονώσομε καλά τό δοχεῖο καί ἀνακατέψομε τό νερό μέ κάποιο μηχανισμό.

Βλέπομε λοιπόν, ὅτι τό μηχανικό ἔργο καί ἡ θερμότητα προκάλεσαν τό ἴδιο ἀποτέλεσμα σέ ἕνα σύστημα, πράγμα πού ἐπαληθεύει τήν ἐξίσωση (4.1). Ἡ σταθερά τῆς ἐξισώσεως (4.1) εἶναι γνωστή ὡς τό ***μηχανικό ἰσοδύναμο τῆς θερμότητας*** καί παριστάνεται ἀπό τό σύμβολο J. Ἡ σταθερά αὐτή παίρνει τήν τιμή τῆς μονάδας ὅταν τό ἔργο τό μετρᾶμε σέ Nm ἤ J καί τή θερμότητα σέ J (μονάδες SI).

Ἐάν τή θερμότητα τή μετρήσομε σέ kcal, τότε ἡ σταθερά J παίρνει τήν τιμή 4186 J/kcal. Μέ ἄλλα λόγια:

1 J ἰσοδυναμεῖ μέ 1 Nm καί

1 kcal ἰσοδυναμεῖ μέ 4186 J

Ἐπίσης στό βρετανικό σύστημα 1 BTU ἰσοδυναμεῖ μέ 778 ftlb.

Ἀπό πειράματα πού ἔγιναν σέ διάφορες κυκλικές διεργασίες, ἀποδείχθηκε ὅτι ἡ ἐξίσωση (4.1) ἔχει ἐφαρμογή ἀνεξάρτητα ἀπό τή φύση τοῦ συστήματος καί τή φύση τῆς διεργασίας πού ἀκολούθησε αὐτό κατά τή διάρκεια τοῦ πειράματος. Ἔτσι γιά μία ὁποιαδήποτε κυκλική διεργασία ἡ ἐξίσωση (4.1) μπορεῖ νά γραφεῖ ὡς:

$$\Sigma W = J \Sigma Q \tag{4.2}$$

ὅπου: ΣW τό ἀλγεβρικό ἄθροισμα ὅλων τῶν ἔργων πού ἔγιναν στόν κύκλο, δηλαδή τό καθαρό ἔργο,

ΣQ τό ἀλγεβρικό ἄθροισμα ὅλων τῶν θερμοτήτων πού ἀνταλλάχθηκαν στόν κύκλο, δηλαδή ἡ καθαρή θερμότητα καί

J ἔχει τίς πιό πάνω τιμές.

Ἡ ἐξίσωση (4.2) ἀποτελεῖ τόν πρῶτο θερμοδυναμικό νόμο, σύμφωνα μέ τόν ὁποῖο ***ὅταν ἕνα σύστημα ἐκτελεῖ μία κυκλική διεργασία, τότε τό καθαρό ἔργο εἶναι ἀνάλογο πρός τήν καθαρή θερμότητα.***

Ἄμεση συνέπεια τοῦ πρώτου νόμου εἶναι τό ὅτι μία ἐγκατάσταση ἰσχύος πού ἐξαρτᾶται ἀπό τή μεταφορά τῆς θερμότητας, ἀπό τά καυσαέρια τῆς καύσεως τοῦ πετρελαίου π.χ., δέν μπορεῖ νά παράγει μηχανικό ἔργο πάνω ἀπό 4186 J γιά κάθε kcal μεταφερόμενης θερμότητας. Ὅπως ὅμως θά δοῦμε πιό κάτω, γιά λόγους πού δέν ἔχουν σχέση μέ τό νόμο αὐτό, μέ 1 kcal θερμότητας καυσαερίων ἐπιτυγχάνεται ἔργο μόνο 1000 ὥς 1500 J.

Παράδειγμα 1.

Νά βρεθεῖ τό ποσό τῆς θερμότητας σέ J καί kcal πού ἰσοδυναμεῖ μέ ἔργο 200 J.

Λύση.

Ἀπό τήν ἐξίσωση (4.1) ἔχομε ὅτι:

$$Q = \frac{W}{J}$$

ὅπου $J = 1$ γιά J καί $J = 4186$ γιά kcal θερμότητας,

ὁπότε $$Q = \frac{200}{1} = 200\ \text{J}$$

καί $Q = \dfrac{200}{4186} = 0{,}048\ \text{kcal}$

Παράδειγμα 2.

Σέ μία κυκλική διεργασία ἔγιναν οἱ ἑξῆς μεταφορές θερμότητας: +10 J, −24 J, −3 J καί 31 J. Ποιό εἶναι τό καθαρό ἔργο τῆς κυκλικῆς διεργασίας;

Λύση.

Ἐφαρμόζομε τόν πρῶτο θερμοδυναμικό νόμο μέ τή μορφή τῆς ἐξισώσεως (4.2).

Στό παράδειγμά μας εἶναι:

$$\Sigma Q = (10-24-3+31)\ \text{J}$$

ἤ

$$\Sigma Q = 14\ \text{J}$$

ὁπότε

$$\Sigma W = 1 \times 14 = 14\ \text{J}$$

Καθαρό ἔργο: 14 J

4.3 Ἀρχή τῆς διατηρήσεως τῆς μάζας.

Ὁ νόμος τῆς διατηρήσεως τῆς μάζας ἤ ἀρχή τῆς συνέχειας λέει ὅτι ἡ μάζα ἑνός συστήματος εἶναι σταθερή.

Ὅπως εἴπαμε σέ προηγούμενο κεφάλαιο, στή θερμοδυναμική συναντοῦμε δύο εἰδῶν συστήματα, τό κλειστό καί τό ἀνοικτό. Ἡ μηχανή ἐσωτερικῆς καύσεως π.χ. θεωρεῖται κλειστό σύστημα παρ' ὅλο ὅτι τά προϊόντα τῆς καύσεως ἔρχονται σέ ἐπαφή μέ τήν ἀτμόσφαιρα. Ἀνοικτό σύστημα εἶναι ὁ ἀεριοστρόβιλος, ὅπου ἔχομε ροή μάζας μέσα σέ σταθερό ὄγκο. Τό ἴδιο καί ὁ ἀτμοστρόβιλος.

Γιά τό κλειστό σύστημα τό ὅτι ἡ μάζα εἶναι σταθερή δέν χρειάζεται καμιά ἀπόδειξη, εἶναι προφανές ἀπό τόν ὁρισμό τοῦ συστήματος. Συνεπῶς ὁ νόμος τῆς διατηρήσεως τῆς μάζας ἰσχύει. Γιά τήν περίπτωση τοῦ ἀνοικτοῦ συστήματος ὅμως χρειάζεται ἀπόδειξη, γιατί ἐδῶ ἔχομε ροή τῆς μάζας μέσα σέ ἕνα ὁρισμένο ὄγκο τοῦ συστήματος. Ἔχει ἀποδειχθεῖ ὅτι καί στά ἀνοικτά συστήματα ἰσχύει ὁ ἴδιος νόμος ἀφοῦ, ὅση μάζα εἰσέρχεται σέ κάποιο χρονικό διάστημα στό σύστημα, τόση ἐπίσης ἐξέρχεται ἀπό αὐτό. Ἐνδεικτικά ἄς ἀναφέρομε τήν περίπτωση τῆς ροῆς ἑνός ὑγροῦ πού διέρχεται ἀπό τά σημεῖα 1 καί 2 ἑνός σωλήνα ὅπως φαίνεται στό σχῆμα 4.3.

Ὁ νόμος τῆς διατηρήσεως τῆς μάζας ἔχει τή μορφή:

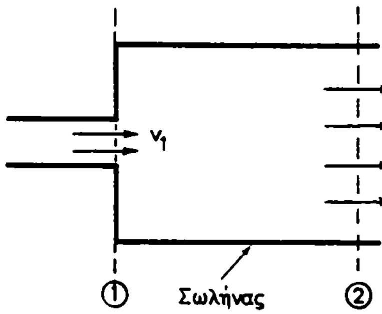
$$\dot{m} = \frac{A_1 v_1}{\upsilon_1} = \frac{A_2 v_2}{\upsilon_2} \qquad (4.3)$$

καί γενικά

$$\dot{m} = \frac{A v}{\upsilon} \qquad (4.4)$$

ὅπου: $\dot{m}$ ἡ ροή μάζας σέ kg/s,
A ἡ ἐπιφάνεια διατομῆς σωλήνα σέ m^2,
v ἡ ταχύτητα ὑγροῦ m/s καί
υ ὁ εἰδικός ὄγκος ὑγροῦ m^3/kg.

Ἡ ἐξίσωση (4.4) ἐκφράζει τή διατήρηση τῆς μάζας ἑνός ἀνοικτοῦ συστήματος ὡς συνάρτηση ἰδιοτήτων (υ) καί μεγεθῶν (A, v) πού μποροῦμε νά τά προσδιορίσομε εὔκολα.



Σχ. 4.3.
Ροή ρευστοῦ σέ σωλήνα.

Παράδειγμα 1.

Νερό εἰσέρχεται μέ ταχύτητα 1,5 m/s σέ σωλήνα μέ διάμετρο στήν εἴσοδο 0,1 m καί στήν ἔξοδο 0,4 m. Νά βρεθεῖ ἡ ροή τῆς μάζας τοῦ νεροῦ στήν εἴσοδο τοῦ σωλήνα καί ἡ ταχύτητά του στήν ἔξοδο.

Λύση.

Οἱ δύο διατομές τοῦ σωλήνα εἶναι:

$$A_1 = \frac{\pi d^2}{4} = \frac{3{,}14 \times 0{,}1^2}{4} = 0{,}008\ m^2 \quad \text{καί} \quad A_2 = \frac{3{,}14 \times 0{,}4^2}{4} = 0{,}126\ m^2$$

Ἀπό τήν ἐξίσωση (4.4) βρίσκομε τή μάζα τοῦ νεροῦ:

$$\dot{m} = \frac{0{,}008 \times 1{,}5}{0{,}001} = 12\ kg/s$$

Ἀπό τήν ἀρχή τῆς διατηρήσεως τῆς μάζας ἡ ροή τοῦ νεροῦ στήν εἴσοδο καί τήν ἔξοδο τοῦ σωλήνα εἶναι ἡ ἴδια. Ἑπομένως ἀπό τήν ἐξίσωση (4.3) ἔχομε ὅτι:

$$v_2 = \frac{\upsilon_2}{A_2} \frac{A_1 v_1}{\upsilon_1} = \dot{m} \frac{\upsilon_2}{A_2}$$

Μετά τήν άντικατάσταση τῶν ἀριθμητικῶν τιμῶν παίρνομε:

$$v_2 = 12 \times \frac{0,001}{0,126} = 0.095 \text{ m/s}$$

Παράδειγμα 2.

Ἀτμός μάζας 6000 kg/h εἰσέρχεται σέ στρόβιλο ὁ ὁποῖος ἔχει ἐπιφάνεια εἰσόδου 1,5 m^2 καί ἐξόδου 0,55 m^2. Στήν εἴσοδο τοῦ στροβίλου ὁ εἰδικός ὄγκος εἶναι 0,30 m^3/kg καί στήν ἔξοδό του ἡ ταχύτητα τοῦ ἀτμοῦ 80 m/s. Νά βρεθεῖ ἡ ταχύτητα τοῦ ἀτμοῦ στήν εἴσοδο τοῦ στροβίλου.

Λύση.

Ἀπό τήν ἐξίσωση συνέχειας (4.3) ἔχομε:

$$\frac{A_1 v_1}{\upsilon_1} = \frac{A_2 v_2}{\upsilon_2}$$

Ἄρα:

$$v_1 = \frac{A_2}{A_1} \frac{\upsilon_1}{\upsilon_2} v_2 \qquad (1)$$

Σ' αὐτή τήν ἐξίσωση δέν γνωρίζομε τόν εἰδικό ὄγκο υ_2 στήν ἔξοδο τοῦ στροβίλου. Ἀπό τήν ἐξίσωση ὅμως (4.4) βρίσκομε ὅτι:

$$\upsilon_2 = \frac{A_2 v_2}{\dot{m}} = \frac{0,55 \times 80}{6000} \times 3600 = 26,4 \text{ m}^3/\text{kg}$$

Ἀντικαθιστοῦμε στήν ἐξίσωση (1) καί ἔχομε ὅτι ἡ ταχύτητα τοῦ ἀτμοῦ στήν εἴσοδο τοῦ στροβίλου εἶναι:

$$v_1 = \frac{0,55}{1,5} \times \frac{0,30}{26,4} \times 80 = 0,333 \text{ m/s}$$

4.4 Ὁ νόμος τῆς διατηρήσεως τῆς ἐνέργειας.

Μία διαφορετική διατύπωση τοῦ πρώτου θερμοδυναμικοῦ νόμου εἶναι ἡ ἑξῆς:

Ἡ αὔξηση τῆς ἐνέργειας ἑνός συστήματος στή διάρκεια μιᾶς ἀλλαγῆς τῆς καταστάσεώς του εἶναι ἴση μέ τήν καθαρή θερμότητα πού δίνεται στό σύστημα μεῖον τό καθαρό ἔργο πού παράγεται ἀπ' αὐτό στή διάρκεια τῆς ἀλλαγῆς.

Μέ σύμβολα, αὐτός ὁ νόμος γράφεται:

$$E_f - E_i = Q - W \qquad (4.5)$$

ὅπου: E_f, E_i ἡ τελική καί ἀρχική ἐνέργεια τῆς μάζας τοῦ συστήματος, ἀντίστοιχα, Q ἡ καθαρή θερμότητα πού δίνεται ***στό*** σύστημα (+Q) ἤ πού ἀποδίδεται ***ἀπό*** τό σύστημα (—Q) καί

W τό καθαρό ἔργο πού δίνεται ***στό*** σύστημα (—W) ἤ πού παράγεται ***ἀπό*** τό σύστημα (+W).

Εἰδική περίπτωση τῆς πιό πάνω διατυπώσεως τοῦ πρώτου νόμου εἶναι ὅταν δέν ἔχομε μεταφορά θερμότητας καί παραγωγή ἔργου, δηλαδή Q = 0 καί W = 0. Τότε:

$$E_f - E_i = 0 \qquad (4.5\alpha)$$

Ἡ ἐξίσωση αὐτή ἀποτελεῖ τό γνωστό ***νόμο τῆς διατηρήσεως τῆς ἐνέργειας*** σύμφωνα μέ τόν ὁποῖο ***ἡ ἐνέργεια ἑνός συστήματος παραμένει σταθερή, ἐάν τό σύστημα δέν παίρνει οὔτε δίνει θερμότητα καί ἔργο.***

Φυσικά αὐτός ὁ νόμος [ἐξίσωση (4.5α)], εἶναι λιγότερο γενικός ἀπό τόν πρῶτο νόμο [ἐξίσωση (4.5)] γιατί δέν μᾶς λέει πῶς μεταβάλλεται ἡ ἐνέργεια τοῦ συστήματος ὅταν τό Q καί W δέν εἶναι μηδέν. Τήν περίπτωση ὅμως αὐτή θά τή δοῦμε ἀμέσως πιό κάτω χωριστά στά κλειστά καί ἀνοικτά συστήματα.

4.5 Πρῶτος θερμοδυναμικός νόμος σέ κλειστά καί ἀνοικτά συστήματα.

Ὅπως εἴδαμε προηγουμένως, ὁ πρῶτος θερμοδυναμικός νόμος διαπραγματεύεται τή μετατροπή τῆς θερμικῆς ἐνέργειας σέ μηχανικό ἔργο καί ἀντίστροφα, μέ βάση τήν ἐξίσωση (4.2). Ἐδῶ θά ἐξετάσομε ποιά μορφή παίρνει ὁ νόμος αὐτός ὅταν τόν ἐφαρμόσομε στά συστήματα πού ἀναφέραμε προηγουμένως.

Ὡς ἐργαζόμενο μέσο στά συστήματα αὐτά μποροῦμε νά θεωρήσομε τήν καθαρή οὐσία ἤ μίγμα δύο ἤ περισσοτέρων καθαρῶν οὐσιῶν ἀφοῦ ὁ πιό πάνω νόμος ἐφαρμόζεται σέ ὁποιαδήποτε μορφή ὕλης, ὅπως π.χ. ὁ ἀτμός, τό νερό, μίγμα ἀέρα - καυσίμου κλπ.

4.5.1 Κλειστά συστήματα.

Ἡ ἐξίσωση (4.5) μᾶς δίνει τόν πρῶτο νόμο γιά ἕνα κλειστό σύστημα:

$$E_f - E_i = Q - W$$

Στήν ἐξίσωση αὐτή οἱ ἄγνωστοι ὅροι εἶναι αὐτοί πού ἀφοροῦν τήν ἐνέργεια τοῦ συστήματος. Ἄς δοῦμε, λοιπόν, ἀπό ποιές μορφές ἐνέργειας μπορεῖ νά ἀποτελεῖται ἡ Ε. Ἡ θερμότητα καί τό ἔργο ἀποκλείονται γιατί δέν μποροῦν νά ***ὑπάρχουν μέσα*** στό σύστημα· ἡ θερμότητα μόνο μεταφέρεται καί τό ἔργο μόνο παράγεται ἀπό ἤ πρός τό σύστημα. Μέσα στό σύστημα μποροῦν νά ***ὑπάρχουν*** τρεῖς μορφές ἐνέργειας: ἡ κινητική E_κ, ἡ δυναμική E_δ καί ἡ ἐσωτερική ἐνέργεια U. Γιά τίς δύο πρῶτες μιλήσαμε ἤδη στήν παράγραφο 3.2.2. Σέ ἀντίθεση πρός τήν κινητική καί τή δυναμική ἐνέργεια, τίς ὁποῖες μποροῦμε νά ἀντιληφθοῦμε μακροσκοπικά, τήν ***ἐσωτερική ἐνέργεια*** δέν μποροῦμε ἐν γένει νά τή «δοῦμε». Ἀκόμη, δέν μποροῦμε νά τή μετρήσομε, μιλᾶμε μόνο γιά τίς ἀλλαγές τῆς ἐσωτερικῆς ἐνέργειας ἑνός σώματος ἤ συστήματος. Αὐτά ὅλα ὀφείλονται στό ὅτι ἡ ἐνέργεια αὐτή ἔχει σχέση μέ τή δομή τῆς ὕλης καί ἐπηρεάζεται κυρίως ἀπό τή μεταφορά τῆς θερμότητας ἀπό ἤ πρός τήν ὕλη· γι' αὐτό λέμε ὅτι ἡ ἐσωτερική ἐνέργεια εἶναι ἀποθηκευμένη ***μέσα*** στό σῶμα ἤ τό σύστημα. Μακροσκοπικά, μόνο σέ μερικές περιπτώσεις φαίνεται ἡ ἀλλαγή τῆς ἐσωτερικῆς ἐνέργειας, ὅπως π.χ. ἡ μετατροπή τοῦ νεροῦ σέ ἀτμό.

Μεταξύ τῆς ἐσωτερικῆς ἐνέργειας (ὁλικῆς) καί τῆς εἰδικῆς ἐσωτερικῆς ἐνέργειας, u, ἰσχύει ἡ σχέση:

$$U = mu \tag{4.6}$$

Ἡ μονάδα μετρήσεως τῆς ἐσωτερικῆς ἐνέργειας U εἶναι τό J καί τῆς εἰδικῆς ἐσωτερικῆς ἐνέργειας u τό J/kg.

Ἔτσι, λοιπόν, ἡ ἐνέργεια τοῦ συστήματος E εἶναι τό ἄθροισμα τῆς ἐσωτερικῆς, κινητικῆς καί δυναμικῆς ἐνέργειας καί συνεπῶς μποροῦμε νά γράψομε:

$$E = U + E_\kappa + E_\delta \tag{4.7}$$

ὅπου: $E_\kappa = \dfrac{mv^2}{2}$ σέ J [βλ. ἐξίσωση (3.7)] καί

$E_\delta = mgz$ σέ J [βλ. ἐξίσωση (3.6)]

ἤ διαιρώντας μέ τή μάζα τοῦ συστήματος m:

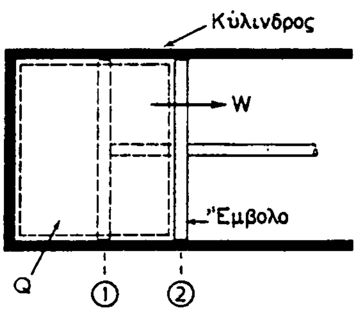
$$e = u + \frac{v^2}{2} + gz \tag{4.8}$$

Ἡ ἐνέργεια E ἐκφράζεται σέ J, ἐνῶ ἡ ἐνέργεια ἀνά μονάδα μάζας e, σέ J/kg. Σημειώνομε ὅτι, στήν ἐπίλυση τῶν προβλημάτων εἶναι εὐκολότερο νά βρίσκομε τή λύση ἀνά μονάδα μάζας καί στό τέλος νά πολλαπλασιάζομε ἐπί τή μάζα τοῦ συστήματος.

Ἡ ἐξίσωση (4.5) μπορεῖ νά γραφεῖ καί ὡς ἑξῆς:

$$E_i + Q = E_f + W \tag{4.9}$$

Αὐτή ἡ ἐξίσωση μπορεῖ νά σχηματισθεῖ καί μετά ἀπό ἰσολογισμό τῶν ἐνεργειῶν ἑνός συστήματος. Ἄς πάρομε π.χ. τό σύστημα ἐμβόλου - κυλίνδρου (σχ. 4.5α). Ἀρχικά τό ἔμβολο βρίσκεται στή θέση 1 ὅπου ἡ μάζα m τοῦ συστήμα-



Σχ. 4.5α.
Ἕνα σύστημα ἐμβόλου - κυλίνδρου παίρνει θερμότητα καί παράγει ἔργο.

τος ἔχει ἐνέργεια E_i. Στήν ἐνέργεια αὐτή προσθέτομε τή θερμότητα Q (θετική), τήν ὁποία δίνομε στό σύστημα ἀπό κάποια ἐξωτερική πηγή. Ἡ συνολική ἐνέργεια τοῦ συστήματος γίνεται τότε $(E_i + Q)$. Ἀμέσως μετά, τό ἔμβολο μετακινεῖται, ἄς ποῦμε λόγω τῆς ἐκτονώσεως τῶν ἀερίων τῆς καύσεως, καί ἀρχίζει νά παράγει ἔργο. Ὅταν φθάσει στή θέση 2 ἔχει δώσει θετικό ἔργο W (μηχανική ἐνέργεια), τό ὁποῖο ἀφαιρεῖται ἀπό τήν ἀρχική συνολική ἐνέργεια $(E_i + Q)$. Μέ τήν ὁλοκλήρωση τοῦ ἔργου, ἡ μάζα m τοῦ συστήματος στή θέση 2 διαθέτει κάποιο ποσό ἐνέργειας E_f πού δέν διατέθηκε γιά τό ἔργο. Ἔτσι ἡ ἀρχική ἐνέργεια $(E_i + Q)$ κατανεμήθηκε στό ἔργο W καί στήν E_f, ἰσοῦται δηλαδή μέ $W + E_f$, ὅπως φαίνεται στήν ἐξίσωση (4.9).

Ἡ χρήση τῶν ἐξισώσεων (4.5) ἤ (4.9) εἶναι προφανής.

Στά κλειστά συστήματα ἡ κινητική καί ἡ δυναμική ἐνέργεια παραλείπονται, γιατί γενικά εἶναι ἀμελητέες ποσότητες. Ἔτσι, μέ βάση τήν ἐξίσωση (4.7) ἡ ἐξίσωση (4.9) γίνεται:

$$U_i + Q = U_f + W \qquad (4.10)$$

ὅπου U_i, U_f ἡ ἀρχική καί τελική ἐσωτερική ἐνέργεια τοῦ συστήματος σέ J.

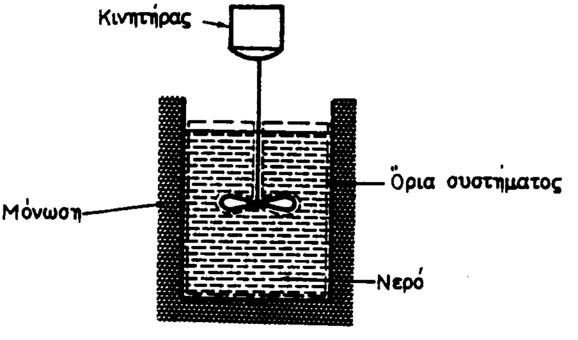
Οἱ πιό πάνω ἐξισώσεις ἐφαρμόζονται σέ ὅλα τά κλειστά συστήματα, θεωρητικά καί πρακτικά, χωρίς καμιά μεταβολή.

Μέ τά παρακάτω παραδείγματα θά ἀντιληφθοῦμε καλύτερα τόν τρόπο ἐφαρμογῆς τῶν ἐξισώσεων καί τή φυσική ἔννοια τῶν μεγεθῶν πού τίς ἀποτελοῦν.

Παράδειγμα 1.

Ἄς πάρομε ἕνα δοχεῖο πού περιέχει 5 kg νεροῦ καί εἶναι καλά μονωμένο. Μέ τή βοήθεια ἑνός ἠλεκτρικοῦ κινητῆρα στρέφομε μία ἕλικα μέσα στό δοχεῖο, ὅπως φαίνεται στό σχῆμα 4.5β καί ἀνακατεύομε τό νερό. Τό ἔργο πού μᾶς δίνει ἡ ἕλικα εἶναι 600 J. Κινητική καί δυναμική ἐνέργεια ἀμελητέες.

α) Νά ὑπολογισθεῖ ἡ ἀλλαγή τῆς εἰδικῆς καί ὁλικῆς ἐσωτερικῆς ἐνέργειας τοῦ συστήματος, ἐάν δεχθοῦμε ὅτι δέν ὑπάρχει καμιά ἀπώλεια θερμότητας.



Σχ. 4.5β.
Δοχεῖο μονωμένο.

β) Ἐάν διαπιστώσομε ἀπώλεια θερμότητας 20 J/kg, ποιά εἶναι ἡ ἀλλαγή τῆς ὁλικῆς ἐνέργειας τοῦ συστήματος;

Λύση.

α) Τό σύστημα εἶναι τό δοχεῖο πού εἶναι καλά μονωμένο ὥστε στό πρῶτο ἐρώτημα θεωροῦμε ὅτι $Q = 0$ (ἀδιαβατικό σύστημα).

Δεδομένου ὅτι ἡ κινητική E_κ καί ἡ δυναμική E_δ ἐνέργεια εἶναι ἀμελητέες, ἀπό τήν ἐξίσωση (4.9) ἔχομε ὅτι:

$$\Delta U = U_f - U_i = Q - W \qquad (1)$$

ὅπου ΔU ἡ ἀλλαγή ἐσωτερικῆς ἐνέργειας (μέ τό γράμμα Δ συμβολίζομε τή μεταβολή ἑνός μεγέθους).

Εἴπαμε ὅτι $Q = 0$ καί ἑπομένως $q = Q/m = 0$. Ἐπίσης, ὁ κινητήρας δίνει ἔργο στό σύστημα, δηλαδή τό ἔργο εἶναι ἀρνητικό, $W = -600$ J. Ἀντικαθιστοῦμε στήν ἐξίσωση (1) καί ἔχομε ὅτι ἡ ἀλλαγή τῆς ἐσωτερικῆς ἐνέργειας τοῦ συστήματος εἶναι:

$$\Delta U = 0 - (-600) = 600 \text{ J}$$

Ἡ μάζα τοῦ συστήματος εἶναι $m = 5$ kg, ὁπότε ἡ ἀλλαγή τῆς εἰδικῆς ἐσωτερικῆς ἐνέργειας εἶναι:

$$\Delta u = \frac{\Delta U}{m} = \frac{600}{5} = 120 \text{ J/kg}$$

Παρατηροῦμε ὅτι ἔχομε αὔξηση τῆς ἐσωτερικῆς ἐνέργειας τοῦ συστήματος κατά 600 J ἤ 120 J/kg.

β) Ἐάν τό σύστημα ἔχει ἀπώλεια θερμότητας, τότε $q = -20$ J/kg, ὁπότε ἔχομε ὅτι ἡ ἀλλαγή τῆς εἰδικῆς ἐσωτερικῆς ἐνέργειας εἶναι:

$$\Delta u = q - \frac{W}{m} = -20 + \frac{600}{5} = 100 \text{ J/kg}$$

καί τῆς ὁλικῆς ἐσωτερικῆς ἐνέργειας:

$$\Delta U = 100 \times 5 = 500 \text{ J}$$

Βλέπομε ὅτι ἡ αὔξηση τῆς ἐσωτερικῆς ἐνέργειας πού παρατηρήθηκε στήν πρώτη περίπτωση μειώθηκε κατά τό ποσό τῆς θερμότητας πού ἔχασε τό σύστημα. Στήν πράξη, ἔχομε πάντα ἀπώλειες ἀπό κάθε σύστημα, ὅσο μικρές κι ἄν εἶναι. Τό μέγεθος τῶν ἀπωλειῶν ἐξαρτᾶται ἀπό τή διαμόρφωση τοῦ συστήματος, ἀλλά καί ἀπό τήν ποιότητα τῆς μονώσεως. Σέ ἑπόμενο κεφάλαιο θά μιλήσομε ἐκτενέστερα ἐπάνω στό θέμα τῶν ἀπωλειῶν.

Παράδειγμα 2.

Δύο χιλιόγραμμα ἀερίου συμπιέζονται μέσα σέ μία συσκευή ἀπό ὄγκο 0,5 m^3 σέ ὄγκο 0,3 m^3. Στή διάρκεια αὐτῆς τῆς συμπιέσεως τοῦ ἀερίου ἡ πίεση παρέμεινε σταθερή καί ἴση μέ 2 bar καί ἀπό ἄλλους ὑπολογισμούς βρέθηκε ὅτι ἡ ἐσωτερική ἐνέργεια αὐξήθηκε κατά 20 kJ. Νά βρεθεῖ τό ποσό τῆς θερμότητας πού μεταφέρθηκε στό, ἤ ἀπό τό ἀέριο, στή διάρκεια αὐτῆς τῆς διεργασίας. Ἡ κινητική καί δυναμική ἐνέργεια εἶναι ἀμελητέες ποσότητες.

Λύση.

Ἡ συσκευή αὐτή μπορεῖ νά εἶναι ὅπως τό σύστημα πού φαίνεται στό σχῆμα 4.5γ. Ἀποτελεῖται δηλαδή ἀπό ἕνα κύλινδρο καί ἕνα ἔμβολο. Τό ἀρχικό σύστημα εἶναι τό S_1 καί τό τελικό τό S_2. Ἕνα βάρος βρίσκεται ἐπάνω στό ἔμβολο καί ρυθμίζει τή θέση του ὥστε ἡ πίεση νά παραμένει σταθερή, σύμφωνα μέ τίς ἀρχές τῆς ὑδροστατικῆς.

Σύμφωνα μέ τήν ἐξίσωση (4.5) καί ὅτι $E_\kappa = 0$ καί $E_\delta = 0$ ἔχομε:

$$\Delta U = Q - W \tag{1}$$

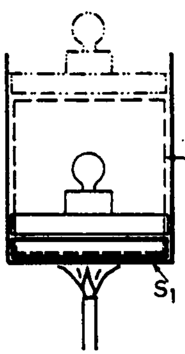
Ἀπό τήν ἐκφώνηση τοῦ προβλήματος γνωρίζομε ὅτι $\Delta U = 20$ kJ. Τό ἔργο W δέν εἶναι γνωστό ἀλλά μποροῦμε νά τό ὑπολογίσομε ἀπό τήν ἐξίσωση (3.5), δεδομένου ὅτι ἐδῶ ἔχομε ἕνα κλειστό σύστημα, ὅπου τό ἔργο γίνεται στό σύστημα καί γνωρίζομε ὅτι ἡ πίεση εἶναι σταθερή p = 10 bar. Ὁπότε:

$$W = \int_1^2 pdV = p\,(V_2 - V_1) = 2 \times 10^5 \times (0{,}3 - 0{,}5) = -40 \text{ kNm ἤ } -40\text{kJ}$$

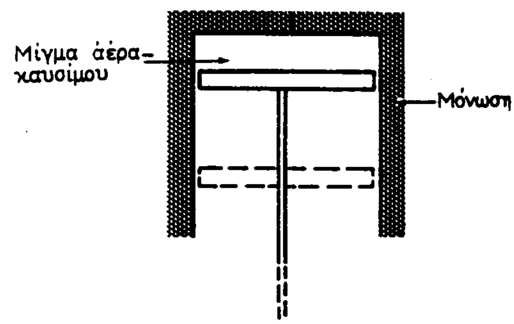
Ἀντικαθιστώντας στήν ἐξίσωση (1) ἔχομε:

$$Q = 20 - 40 = -20 \text{ kJ}$$

Τό ἀρνητικό σημεῖο σημαίνει ὅτι τό ποσό τῆς θερμότητας Q = 20 kJ ἀφαιρέθηκε ἀπό τό ἀέριο. Τό ἀποτέλεσμα αὐτό ἔχει φυσική ἔννοια, γιατί ἀφοῦ ὁ δγκος ἐλαττώθηκε, σημαίνει ὅτι τό ἀέριο ψύχθηκε. Τοῦ ἀφαιρέθηκε δηλαδή θερμότητα. Φυσικά τό ἴδιο ἀποτέλεσμα θά εἴχαμε καί μέ τήν ἐξίσωση (4.10).



Σχ. 4.5γ.
Μεταβολή ὄγκου μέ σταθερή πίεση.



Σχ. 4.5δ.
Ὑποθετική μηχανή.

Παράδειγμα 3.

Σέ μία ὑποθετική μηχανή προσδίνεται καύσιμο, τό ὁποῖο, κατά τήν ἀντίδρασή του μέ τόν ἀέρα προκαλεῖ μείωση τῆς ἐσωτερικῆς ἐνέργειας τοῦ συστήματος κατά 44.000 kJ ἀνά kg καυσίμου. Τό σύστημα θεωρεῖται ἀδιαβατικά μονωμένο. Ζητεῖται νά βρεθεῖ: α) Τό παραγόμενο ἔργο ἀνά kg καυσίμου καί β) ἡ κατανάλωση καυσίμου στή μονάδα τοῦ ἔργου. Δυναμική καί μηχανική ἐνέργεια νά παραλειφθοῦν.

Λύση.

α) Ἡ ὑποθετική μηχανή μπορεῖ νά εἶναι μία μηχανή Diesel καλά μονωμένη, ὅπως φαίνεται στό σχῆμα 4.5δ. Ἀφοῦ τό σύστημα εἶναι ἀδιαβατικά μονωμένο, τότε Q = 0. Ἐπίσης κατά τήν καύση τοῦ μίγματος ἀέρα-καυσίμου ἡ ἀρχική ἐνέργεια μειώθηκε. Ἡ κινητική καί δυναμική ἐνέργεια θεωροῦνται ἀμελητέες. Ὁπότε ἡ ἐξίσωση (4.5) γράφεται ὡς:

$$\Delta U = Q - W$$

Ἀντικαθιστώντας τίς τιμές, ἔχομε ὅτι τό ἔργο γιά κάθε kg καυσίμου εἶναι:

$$-44000 = 0 - W \quad \text{ἤ} \quad W = 44.000 \text{ kJ/kg καυσίμου}$$

Ἐπειδή $1 \text{ kW} = 1 \dfrac{\text{kJ}}{\text{s}}$, μποροῦμε νά γράψομε ὅτι:

$$W = \frac{44000}{3600} = 12{,}22 \text{ kWh/kg καύσίμου}$$

β) Τό προηγούμενο ἀποτέλεσμα μᾶς λέει ὅτι ἀνά kg καυσίμου παράγεται ἔργο 12,22 kWh. Ἄρα ἡ κατανάλωση καυσίμου ἀνά μονάδα ἔργου εἶναι ἀκριβῶς τό ἀντίστροφο, δηλαδή:

$$\frac{1}{12{,}22} = 0{,}0818 \text{ kg/kWh}$$

Η κατανάλωση πού βρήκαμε λέγεται εἰδική κατανάλωση καυσίμου καί ἐκφράζεται σέ kg/kWh ἤ kg/PSh. Στίς πραγματικές μηχανές, βενζινομηχανές ἤ Diesel, ἡ εἰδική κατανάλωση καυσίμου εἶναι τρεῖς ἤ τέσσερις φορές μεγαλύτερη ἀπό ὅση βρήκαμε ἐδῶ. Ἕνας λόγος εἶναι ὅτι ἔχομε πάντα ἀπώλεια θερμότητας καί συνεπῶς ποτέ δέν ἔχομε Q = 0. Τίς διαφορές αὐτές θά τίς ἐξετάσομε ἀργότερα.

4.5.2 Ἀνοικτά συστήματα.

Θά ἐξετάσομε τώρα τά συστήματα ὅπου ἔχομε ροή μάζας μέσα σέ σταθερό ὄγκο: δηλαδή τά ἀνοικτά συστήματα. Καί σ' αὐτά ἔχομε ἀνταλλαγή καί μεταφορά θερμότητας γιά παραγωγή ἔργου.

Ὁ πρῶτος θερμοδυναμικός νόμος ἐκφράζεται ἀπό τήν ἀρχή τῆς διατηρήσεως τῆς ἐνέργειας καί παίρνει τή μορφή*:

ἐνέργεια ***πρός*** τό σύστημα = ἐνέργεια ***ἀπό*** τό σύστημα

$$\dot{Q} + (e + p\upsilon)_i \, \dot{m}_i = (e + p\upsilon)_0 \, \dot{m}_0 + \dot{W} \tag{4.11}$$

Ὁ δείκτης i χαρακτηρίζει τήν κατάσταση στήν εἴσοδο τοῦ ἀνοικτοῦ συστήματος καί ὁ δείκτης 0 στήν ἔξοδο.

Γιά σταθερή ροή μάζας $\dot{m}_i = \dot{m}_0 = \dot{m}$, ὁπότε

$$\dot{Q} + (e + p\upsilon)_i \, \dot{m} = (e + p\upsilon)_0 \, \dot{m} + \dot{W} \tag{4.12}$$

ὅπου $p_{i,0}$ ἡ πίεση τῆς μάζας στήν εἴσοδο-ἔξοδο τοῦ συστήματος καί
$\upsilon_{i,0}$ ὁ εἰδικός ὄγκος τῆς μάζας στήν εἴσοδο-ἔξοδο τοῦ συστήματος.

Ὅπως βλέπομε, ἡ ἐξίσωση (4.12) ἔχει τήν ἴδια μορφή μέ τήν ἐξίσωση (4.9) πού ἀναφέρεται στά κλειστά συστήματα. Δύο μόνο νέα στοιχεῖα ἐμφανίζονται στήν ἐξίσωση (4.12):

Τό πρῶτο εἶναι ὅτι ὅλοι οἱ ὅροι ἔχουν στό ἐπάνω μέρος τους μία τελεία. Αὐτό σημαίνει ὅτι, στό ἀνοικτό σύστημα, τίς ποσότητες τίς ἐξετάζομε στή μονάδα τοῦ χρόνου, σέ ἀντίθεση μέ τό κλειστό σύστημα ὅπου οἱ ἀντίστοιχες ποσότητες ἦταν ἀνεξάρτητες τοῦ χρόνου. Ἐδῶ ἐξετάζομε π.χ. πόση θερμότητα προσδώσαμε στό σύστημα στή μονάδα τοῦ χρόνου δεδομένου ὅτι σ' αὐτό ὑπάρχει ροή μάζας $\dot{m}$. Ὅμοια, τό ἔργο τό θεωροῦμε στή μονάδα τοῦ χρόνου· δηλαδή ἐξετάζομε τήν ἰσχύ τοῦ συστήματος. Τό δεύτερο νέο στοιχεῖο πού ἐμφανίζεται εἶναι ὁ ὅρος pυ, ὁ ὁποῖος ἐκφράζει τό ἔργο πού καταβάλλει ἡ μάζα στήν προσπάθειά της νά εἰσέλθει καί νά ἐξέλθει ἀπό τό σύστημα, νά ὑπερνικήσει δηλαδή τήν ἀντίσταση πού συναντᾶ τόσο στήν εἴσοδο ὅσο καί στήν ἔξοδο τοῦ συστήματος. Τό ἔργο τῆς μάζας στήν εἴσοδο ἐμφανίζεται στό ἀριστερό σκέλος τῆς ἐξισώσεως (4.11) ἐνῶ τό ἔργο τῆς ἐξόδου στό δεξιό. Ἡ ἐνέργεια τῆς μάζας e ἔχει τήν ἴδια ἔννοια ὅπως καί στήν ἐξίσωση (4.8).

Οἱ μονάδες τῶν πιό πάνω ποσοτήτων εἶναι γιά τό $\dot{Q}$ J/s, γιά τήν $\dot{m}$ kg/s γιά τό $\dot{W}$ J/s ἤ kW καί γιά τήν (e + pυ) J/kg.

Πιό ἀναλυτικά, ὁ ὅρος e + pυ γράφεται:

$$e + p\upsilon = u + p\upsilon + \frac{v^2}{2} + gz \tag{4.13}$$

Ὁ ὅρος αὐτός ἐμφανίζεται καί στά δύο μέλη τῆς ἐξισώσεως (4.12) γιατί ἔχομε ἀρχική καί τελική ἐνέργεια τῆς μάζας· ὅταν δηλαδή εἰσέρχεται στό σύστημα, $(e + p\upsilon)_i$, ἀλλά καί ὅταν ἐξέρχεται $(e + p\upsilon)_0$, ἀπό αὐτό.

* Ἡ μαθηματική ἀπόδειξη τῆς ἐξισώσεως (4.11) δίνεται στό Παράρτημα «Α».

Τό ἄθροισμα u + pυ τό ὀνομάζομε ***ἐνθαλπία*** h τῆς μάζας.

$$h = u + p\upsilon \qquad \text{σέ J/kg} \tag{4.14}$$

Ἡ ἐνθαλπία εἶναι μία ἰδιότητα τῆς μάζας καί δέν ἔχει καμιά φυσική ἔννοια, παρά μόνο ὅτι παριστάνει τό ἄθροισμα u + pυ. Ἡ ἐνθαλπία ὅλης τῆς μάζας m, πού περνᾶ μέσα ἀπό τό σύστημα, ἰσοῦται μέ:

$$mh = U + pV \tag{4.14α}$$

Μετά ἀπό αὐτά, ἡ ἐξίσωση (4.12) παίρνει τή μορφή:

$$\dot{Q} + \dot{m}\left(h + \frac{v^2}{2} + gz\right)_i = \dot{m}\left(h + \frac{v^2}{2} + gz\right)_0 + \dot{W} \tag{4.15}$$

Ἄν διαιρέσομε καί τά δύο μέλη τῆς ἐξισώσεως (4.15) μέ τή μάζα $\dot{m}$, ἔχομε τήν ἐνεργειακή ἐξίσωση ἀνά μονάδα μάζας:

$$q + \left(h + \frac{v^2}{2} + gz\right)_i = \left(h + \frac{v^2}{2} + gz\right)_0 + W_m \tag{4.15α}$$

ὅπου

$$q = \frac{\dot{Q}}{\dot{m}} \qquad \text{καί} \qquad W_m = \frac{\dot{W}}{\dot{m}}$$

Ἄν τώρα θέσομε:

$$\dot{H} = \dot{m}\left(h + \frac{v^2}{2} + gz\right)$$

τότε ὁ πρῶτος νόμος γιά ἕνα ἀνοικτό σύστημα, ἐξίσωση (4.15), μπορεῖ νά γραφεῖ:

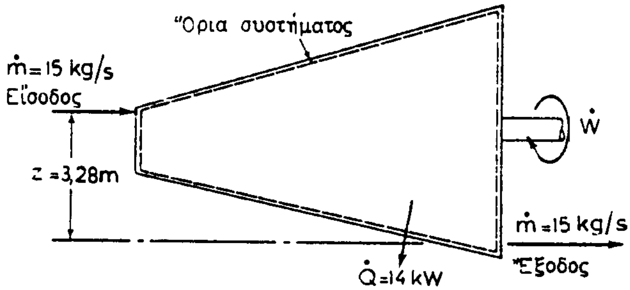
$$\dot{H}_0 - \dot{H}_i = \dot{Q} - \dot{W} \tag{4.15β}$$

Συγκρίνοντας τίς ἐξισώσεις (4.5) καί (4.15β), παρατηροῦμε ὅτι ὁ πιό πάνω νόμος ἔχει τήν ἴδια μορφή καί γιά τά δύο συστήματα, κλειστό καί ἀνοικτό, μέ τή διαφορά ὅτι στήν ἐξίσωση (4.15β) ὑπάρχει ἐπιπλέον ὁ ὅρος pυ, πού ἐξηγήσαμε προηγουμένως, καί ὅτι τά μεγέθη τῆς ἐξισώσεως αὐτῆς ἀναφέρονται στή μονάδα τοῦ χρόνου.

Τά παρακάτω παραδείγματα θά μᾶς βοηθήσουν νά κατανοήσομε τίς ἐξισώσεις αὐτές καί θά μᾶς δείξουν τόν τρόπο ἐφαρμογῆς τους σέ ἀνοικτά συστήματα.

Παράδειγμα 1.

Στόν ἀτμοστρόβιλο ἑνός πλοίου (σχ. 4.5ε) ὁ ἀτμός εἰσέρχεται μέ πίεση 6205 kN/m² καί ταχύτητα 30,48 m/s. Στήν ἔξοδο τοῦ στροβίλου ὁ ἀτμός ἔχει πίεση 9.86 kN/m² καί ταχύτητα 274,30 m/s. Ἡ εἴσοδος τοῦ στροβίλου εἶναι 3,28 m ὑψηλότερα ἀπό τό ἐπίπεδο τῆς ἐξόδου του. Νά βρεθεῖ τό ἔργο πού παράγει ὁ



Σχ. 4.5ε.
Ὁ στρόβιλος ὡς ἀνοικτό σύστημα.

στρόβιλος, ἄν ἡ ροή τῆς μάζας εἶναι 15 kg/s καί οἱ ἀπώλειες τῆς θερμότητας $\dot{Q} = 14$ kW. Ὁ ἀτμός ἔχει τίς ἑξῆς ἰδιότητες:

	Εἴσοδος	Ἔξοδος
Εἰδική ἐσωτερική ἐνέργεια, u	3150,3 kJ/kg	2211,8 kJ/kg
Εἰδικός ὄγκος, υ	0,05789 m^3/kg	13,36 m^3/kg

Λύση.

Ὁ πρῶτος θερμοδυναμικός νόμος γιά ἕνα ἀνοικτό σύστημα, ὅπως εἶναι ὁ ἀτμοστρόβιλος, δίνεται ἀπό τήν ἐξίσωση (4.15).

$$\dot{Q} + \dot{m}\,(h + \frac{v^2}{2} + gz)_i = \dot{m}\,(h + \frac{v^2}{2} + gz)_0 + \dot{W} \qquad (1)$$

Γιά τήν ἐξίσωση αὐτή ἔχομε ὅτι:

$$h_i = u_i + p_i\,\upsilon_i = 3150 + (6205 \times 0{,}05789) = 3509{,}50 \text{ kJ/kg}$$

$$h_0 = u_0 + p_0\,\upsilon_0 = 2211{,}8 + (9{,}86 \times 13{,}36) = 2343{,}53 \text{ kJ/kg}$$

$$\frac{1}{2}\,v_i^2 = \frac{1}{2} \times 30{,}48^2 = 464{,}52 \text{ m}^2/\text{s}^2$$

$$\frac{1}{2}\,v_0^2 = \frac{1}{2} \times 274{,}30^2 = 37.620 \text{ m}^2/\text{s}^2$$

Ἡ δυναμική ἐνέργεια δίνεται ἀπό τήν ἐξίσωση (3.6) ὅπου z ἡ ἀπόσταση ἀπό κάποιο ἐπίπεδο πού τό ορίζομε αὐθαίρετα. Ἄν θεωρήσομε ὅτι αὐτό τό ἐπίπεδο εἶναι τό ἐπίπεδο τῆς ἐξόδου τοῦ στροβίλου, τότε ἔχομε ὅτι:

$$gz = 9{,}81 \times 3{,}28 = 32{,}18 \text{ m}^2/\text{s}^2$$

Ἐπίσης, λόγῳ ἀπωλειῶν ἀπό τό κέλυφος τοῦ στροβίλου, $\dot{Q} = -14$ kW. Τίς πιό πάνω ἀριθμητικές τιμές ὅταν τίς ἀντικαταστήσομε στήν ἐξίσωση (1) θά ἔχομε:

$$-14 + 15\,(3509{,}50 + 464{,}52 + 32{,}18) =$$
$$= 15 \times (2343{,}53 + 37620 + 0) + \dot{W} \qquad (2)$$

Λύνομε τήν ἐξίσωση (2) ὡς πρός $\dot{W}$ καί συγχρόνως θέτομε τίς μονάδες γιά νά ἐλέγξομε ὅτι εἶναι ἴδιες:

$$\dot{W} = -14 + 15 \times [(3509.50 - 2343.53) + \frac{464.52 - 37620}{1000} + \frac{32.18}{1080}]$$

Μονάδες: $[kW + \frac{kg}{s}\ (\frac{kJ}{kg} + \frac{m^2}{s^2} + \frac{m^2}{s^2})]$

Οἱ μονάδες εἶναι ἴδιες γιατί:

$$\frac{kg}{s} \cdot \frac{kJ}{kg} = \frac{kJ}{s} = kW$$

$$\frac{kg}{s} \cdot \frac{m^2}{s^2} = \frac{kgm}{s} \cdot \frac{m}{s} \cdot \frac{1}{s} \cdot \frac{Ns}{kgm} =$$

$$= \frac{Nm}{s} \cdot \frac{1}{s} \cdot \frac{Js}{Nm} = \frac{J}{s} = W = \frac{kW}{1000}$$

Ἐκτελοῦμε τίς πράξεις καί τό ἀποτέλεσμα εἶναι:

$$\dot{W} = -14 + 15 \times (1165.97 - 37{,}16 + 0.0322) = 16.919\ kW \qquad (3)$$

Στήν ἐξίσωση (3) παρατηροῦμε ὅτι οἱ ποσότητες τῆς κινητικῆς καί δυναμικῆς ἐνέργειας, δηλαδή 37,16 καί 0,0322, εἶναι πολύ μικρές σέ σύγκριση μέ τό μέγεθος τῆς ἐνθαλπίας 1165,97. Ἔτσι μποροῦμε νά παραλείψομε τούς ὅρους τῆς κινητικῆς καί δυναμικῆς ἐνέργειας καί ἀπό τά δύο μέλη τῆς ἐξισώσεως (1) χωρίς νά ἔχομε σοβαρό λάθος σέ πρακτικούς ὑπολογισμούς. Ἄς δοῦμε ποιό θά εἶναι τό ἀποτέλεσμα ἄν πραγματοποιήσομε τήν παράλειψη αὐτή ἀπό τήν ἐξίσωση (3):

$$\dot{W} = -14 + (15 \times 1165{,}97) = 17476\ kW$$

Ἔχομε δηλαδή σφάλμα κατά 3% πού πολλές φορές στήν πράξη εἶναι ἀσήμαντο.

Ἄν τώρα θεωρήσομε καί τίς θερμικές ἀπώλειες ἀμελητέες, τότε:

$$\dot{W} = 15 \times 1165{,}97 = 17490\ kW$$

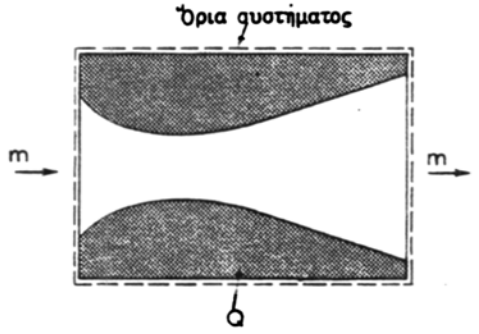
ὁπότε τό σφάλμα γίνεται 3,2%, ἐπίσης ἀσήμαντο γιά πρακτικούς σκοπούς.

Ἡ παρατήρηση αὐτή ἔγινε, γιατί τίς περισσότερες φορές στήν πράξη εἶναι ἀδύνατο νά μετρήσομε τήν ταχύτητα τοῦ ἐργαζόμενου μέσου (ἀτμός) καί τίς θερμικές ἀπώλειες ἀπό τό κέλυφος ἤ τή μόνωση τοῦ στροβίλου. Ἀντίθετα, ἡ ἐνθαλπία βρίσκεται εὔκολα ἀπό πίνακες ὅπως θά δοῦμε πιό κάτω. Γι' αὐτό, ὁταν ἀντιμετωπίζομε στήν πράξη ἕνα πρόβλημα ὅπως στό παράδειγμα αὐτό, μποροῦμε νά προχωρήσομε στή λύση του μόνο μέ τήν ἐξέταση τῆς ἀλλαγῆς τῆς ἐνθαλπίας, χωρίς τό φόβο σοβαροῦ λάθους.

Παράδειγμα 2.

Τό προφύσιο εἶναι μία μονάδα, μέ τήν ὁποία μετατρέπομε τήν ἐνθαλπία σέ κινητική ἐνέργεια. Ἡ κινητική αὐτή ἐνέργεια χρησιμοποιεῖται γιά νά κινήσει ἕνα μηχανισμό ἤ ἕνα μηχάνημα, ὅπως εἶναι ὁ ἀτμοστρόβιλος. Στό σχῆμα 4.5στ φαίνεται μία τυπική μορφή προφυσίου. Ἔστω ὅτι ἔχομε ἀέρα πού εἰσέρχεται στό προφύσιο μέ πίεση 27,2 bar, ταχύτητα 32,8 m/s καί ἐνθαλπία 559 kJ/kg. Στήν ἔξοδο τοῦ προφυσίου ἡ πίεση εἶναι 6,80 bar καί ἡ ἐνθαλπία 378 kJ/kg. Ἡ ροή τῆς μάζας εἶναι 273 kg/h καί οἱ θερμικές ἀπώλειες 5 kJ/kg.

Νά ὑπολογισθεῖ ἡ ταχύτητα τοῦ ἀέρα στήν ἔξοδο τοῦ προφυσίου: α) Μέ τίς συνθῆκες πού περιγράψαμε πιό πάνω καί β) ἄν τό προφύσιο εἶναι καλά μονωμένο.



Σχ. 4.5στ.
Προφύσιο ὡς ἀνοικτό σύστημα.

Λύση.

Ὅπως εἶναι φανερό, τό προφύσιο εἶναι ἕνα ἀνοικτό σύστημα ὅπου ἔχομε ροή μάζας. Μέ σταθερές συνθῆκες λειτουργίας, ὁ πρῶτος θερμοδυναμικός νόμος δίνεται ἀπό τήν ἐξίσωση:

$$\dot{Q} + \dot{m}\left(h + \frac{v^2}{2}\right)_i = \dot{m}\left(h + \frac{v^2}{2}\right)_0 \qquad (1)$$

ἡ ὁποία προέρχεται ἀπό τήν ἐξίσωση (4.15), ἀφοῦ ἀφαιρέσομε τούς ὅρους:

$\dot{W}$, γιατί τό προφύσιο οὔτε παίρνει οὔτε δίνει ἔργο,

$g\,z$, γιατί ἀπό τή διαμόρφωση τοῦ προφυσίου ἡ εἴσοδος καί ἡ ἔξοδος βρίσκονται στό ἴδιο ἐπίπεδο, δηλαδή $z = 0$.

Στήν ἐξίσωση (1) γνωρίζομε τά μεγέθη:

$$\dot{m} = \frac{273}{3600} = 0{,}076 \text{ kg/s}, \quad \dot{Q} = -q\dot{m} = -5 \times 0{,}076 = -0{,}380 \text{ kW}$$

$$\frac{1}{2}\,v_i^2 = \frac{1}{2} \times 32{,}8^2 = 538\ m^2/s^2 \qquad \text{καί}$$

$$h_i = 559\ kJ/kg \quad h_0 = 378\ kJ/kg$$

Ἀντικαθιστώντας στήν ἐξίσωση (1) ἔχομε:

$$-0{,}380 + 0{,}076 \times (559 + \frac{538}{1000}) = 0{,}076 \times (378 + \frac{1}{2}\,\frac{v_0^2}{1000})$$

Λύνομε ὡς πρός v_0:

$$\alpha)\quad \frac{1}{2}\,\frac{v_0^2}{1000} = \frac{-0{,}380 + 0{,}076\,(559+0{,}538)}{0{,}076} - 378 = 176{,}54$$

$$v_0 = \sqrt{2000 \times 176{,}54} = 594{,}2\ m/s$$

β) Γιά ἀδιαβατικές συνθῆκες, ἔχομε ὅτι $\dot{Q} = 0$, ὁπότε:

$$\frac{1}{2}\,\frac{v_0^2}{1000} = 559{,}54 - 378 = 181{,}54$$

$$v_0 = \sqrt{2000 \times 181{,}54} = 602{,}56\ m/s$$

Παράδειγμα 3.

Τό ψυγεῖο ἀτμοῦ μιᾶς ἐγκαταστάσεως ἀτμοστροβίλου δέχεται 34.100 kg ἀτμοῦ τήν ὥρα ὁ ὁποῖος ἔχει ἐνθαλπία 2565 kJ/kg. Ὁ ἀτμός συμπυκνώνεται στό ψυγεῖο καί μεταβάλλεται σέ νερό μέ ἐνθαλπία 160 kJ/kg.

α) Νά βρεθεῖ τό ποσό τῆς θερμότητας πού ἀφαιρέθηκε ἀπό τόν ἀτμό γιά νά σχηματισθεῖ τό νερό.

β) Τό ψυγεῖο ψύχεται μέ τό νερό τῆς θάλασσας πού, καθώς περνᾶ μέσα ἀπό τούς αὐλούς, ἡ θερμοκρασία του αὐξάνεται ἀπό 13°C σέ 24°C. Ζητεῖται τό ποσό τοῦ θαλασσινοῦ νεροῦ πού περνᾶ μέσα ἀπό τούς αὐλούς, ἄν λάβομε ὑπόψη μας ὅτι 1 kg νεροῦ ἀπορροφᾶ θερμότητα 4,19 kJ γιά ἄνοδο τῆς θερμοκρασίας του κατά ἕνα βαθμό.

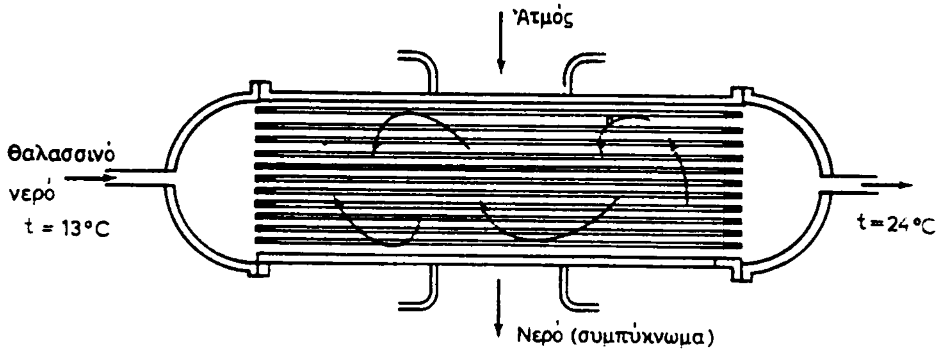
Λύση.

Τό ψυγεῖο ἀτμοῦ μιᾶς προωστήριας ἐγκαταστάσεως ἀτμοστροβίλου φαίνεται στό σχῆμα 4.5ζ.

Ὁ ἀτμός εἰσέρχεται ἀπό τό ἄνω μέρος, ψύχεται καί ἀπό τό κάτω μέρος ἐξέρχεται τό νερό (συμπύκνωμα). Τό θαλασσινό νερό κυκλοφορεῖ μέσα στούς αὐλούς καί ψύχει τόν ἀτμό πού τούς περιβάλλει.

α) Τό ψυγεῖο εἶναι προφανές ὅτι δέν παράγει ἔργο, W = 0. Ἐπίσης, ἡ ἐκφώνηση τοῦ προβλήματος δέν μᾶς λέει τίποτε γιά δυναμική καί κινητική ἐνέργεια. Τίς παραλείπομε λοιπόν ἀφοῦ ἔτσι ἤ ἀλλιῶς εἶναι ἀμελητέες ποσότητες. Ὁπότε ἡ ἐξίσωση (4.15) γίνεται:

$$\dot{Q} + \dot{m}_a\ h_i = \dot{m}_a\ h_0$$



Σχ. 4.5ζ.
Ψυγεῖο ἀτμοῦ.

ὅπου $\dot{m}_a$ ἡ μάζα τοῦ ἀτμοῦ σέ kg/s.

Λύνομε τήν ἐξίσωση (1) ὡς πρός $\dot{Q}$:

$$\dot{Q} = \dot{m}_a \ (h_0 - h_i)$$

Ἀντικαθιστοῦμε τίς τιμές καί ἔχομε:

$$\dot{Q} = \frac{34.100}{3600} \times (160 - 2565) = -22.781 \text{ kJ/s} \quad \text{ἤ} \quad -22.781 \text{ kW}$$

Τό ἀρνητικό σημεῖο στό ἀποτέλεσμα μᾶς δείχνει ὅτι ἡ ποσότητα τῆς θερμότητας 22.781 kW ἀφαιρέθηκε ἀπό τόν ἀτμό. Ἀλλά καί ἡ φυσική ἔννοια τοῦ ψυγείου εἶναι ἡ ἀφαίρεση θερμότητας, ὥστε ὁ ἀτμός νά γίνει νερό.

β) Στό ἐρώτημα αὐτό δέν ἐφαρμόζεται ἡ ἐξίσωση (4.15). Ἀφοῦ ὅμως γιά κάθε αὔξηση τῆς θερμοκρασίας 1 kg τοῦ θαλασσινοῦ νεροῦ κατά 1°C, ἀπορροφᾶται ἀπό τόν ἀτμό θερμότητα 4.19 kJ, τότε βέβαια γιά ἄνοδο τῆς θερμοκρασίας κατά 24 − 13 = 11°C ἡ θερμότητα πού ἀπορροφᾶται ἀπό τό 1 kg θαλασσινοῦ νεροῦ εἶναι:

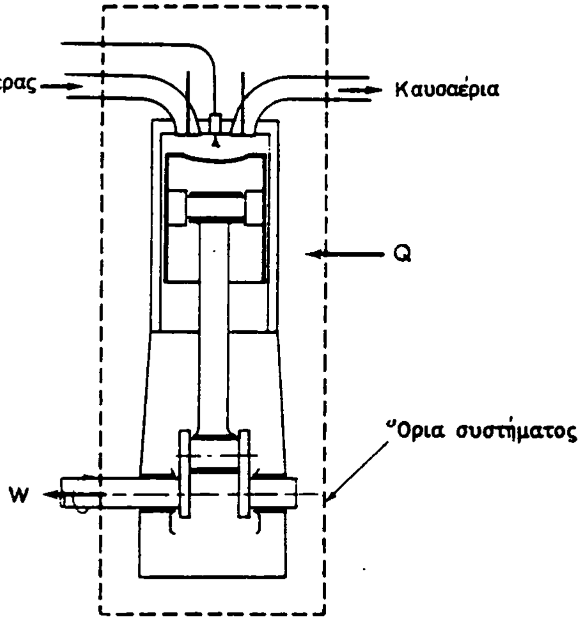
$$q = 11 \times 4.19 = 46.09 \text{ kJ/kg}$$

Ἀλλά, γιά νά ἀπορροφήσει τό νερό αὐτό τή θερμότητα τῶν 22.781 kJ/s πού βρήκαμε προηγουμένως, θά πρέπει νά κυκλοφορεῖ θαλασσινό νερό μάζας $\dot{m}_\theta$:

$$\dot{m}_\theta = \frac{\dot{Q}}{q} = \frac{22.781}{46.09} = 494.27 \text{ kg/s}$$

Παράδειγμα 4.

Ἡ βενζινομηχανή ἑνός μηχανήματος (σχ. 4.5η) ἐπάνω σέ ἕνα πλοῖο ἔχει ἰσχύ 50 kW. Στό θάλαμο καύσεως εἰσέρχονται 15 kg/h καύσιμο καί 215 kg/h ἀέρας. Τό νερό πού ψύχει τή μηχανή ἀπορροφᾶ θερμότητα 42 kJ/s ἐνῶ λόγω ἀκτινοβολίας ἔχομε ἀπώλεια θερμότητας 15 kJ/s πρός τό περιβάλλον. Ζητεῖ-



Σχ. 4.5η.
Βενζινομηχανή.

ται νά προσδιορισθεῖ ἡ μεταβολή τῆς ἐνθαλπίας ἀνά μονάδα μάζας τοῦ μίγματος ἀέρα-καυσίμου καθώς περνᾶ μέσα ἀπό τή μηχανή, ἄν ἡ κινητική καί δυναμική ἐνέργεια εἶναι ἀμελητέες.

Λύση.

Στό πρόβλημα αὐτό, τό σύστημα εἶναι ἀνοικτό ὅπως φαίνεται μέ διακοπτόμενη γραμμή στό σχῆμα 4.5ζ. Ἐπειδή ζητᾶμε τή μεταβολή τῆς ἐνθαλπίας ἀνά μονάδα μάζας, θά ἐφαρμόσομε τήν ἐξίσωση (4.15α), ὅπου ὅμως θά ἀγνοήσομε τούς ὅρους τῆς δυναμικῆς καί κινητικῆς ἐνέργειας:

$$q + h_i = h_o + W_m \qquad (1)$$

Ἡ μάζα τοῦ μίγματος εἶναι: $\dot{m} = \dot{m}_a + \dot{m}_K = \dfrac{215+15}{3600} = 63{,}9 \times 10^{-3}$ kg/s

Τό ἔργο ἀνά μονάδα μάζας εἶναι:

$$W_m = \frac{\dot{W}}{\dot{m}} = \frac{50}{63{,}9 \times 10^{-3}} = 782 \text{ kJ/kg}$$

Οἱ συνολικές ἀπώλειες θερμότητας τοῦ συστήματος εἶναι:

$$\dot{Q} = \dot{Q}_v + \dot{Q}_a = -(42 + 15) = -57 \text{ kJ/s}$$

Τό ἀρνητικό σημεῖο δείχνει ὅτι ἡ θερμότητα ἀποβάλλεται ἀπό τό σύστημα.

Οἱ ἀπώλειες ἀνά μονάδα μάζας: $q = \frac{\dot{Q}}{\dot{m}} = \frac{-57}{63{,}9 \times 10^{-3}} = -892\ \mathrm{kJ/kg}$

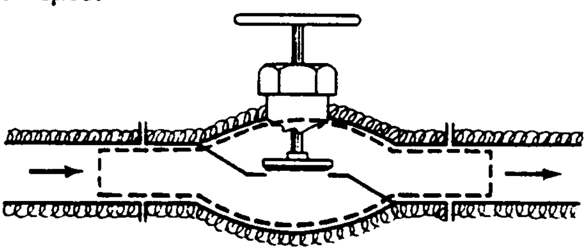
Ἡ μεταβολή τῆς ἐνθαλπίας εἶναι $\Delta h = h_0 - h_i$, ὁπότε ἡ ἐξίσωση (1) γίνεται:

$$\Delta h = q - W_m = -892 - 782 = -1674\ \mathrm{kJ/kg}$$

Παρατηροῦμε, λοιπόν, ὅτι ἡ ἐνθαλπία τοῦ μίγματος μειώθηκε κατά τήν ἀλλαγή του σέ προϊόντα καύσεως (καυσαέρια), ὅπως φαίνεται ἀπό τό ἀρνητικό σημεῖο.

4.6 Στραγγαλισμός.

Ὡς ἀνοικτό σύστημα θεωρεῖται καί ὁ σωλήνας ἑνός δικτύου ὁ ὁποῖος φέρει μία βαλβίδα (σχ. 4.6). Στή ροή ἑνός ὑγροῦ ἤ ἀερίου μέσω ἑνός τέτοιου συστήματος, ὅπου ὅμως ἡ βαλβίδα εἶναι σχεδόν κλειστή, παρουσιάζεται τό φαινόμενο τοῦ ***στραγγαλισμοῦ.***



Σχ. 4.6.
Στραγγαλισμός: μία μερικῶς ἀνοιγμένη βαλβίδα δικτύου.

Τό χαρακτηριστικό στοιχεῖο πού μποροῦμε νά παρατηρήσομε στό φαινόμενο αὐτό εἶναι ἡ πτώση τῆς πιέσεως τοῦ ὑγροῦ καθώς περνᾶ μέσα ἀπό τή βαλβίδα.

Τό φαινόμενο τοῦ στραγγαλισμοῦ παρατηρεῖται ἐπίσης στούς μειωτῆρες πιέσεως, στίς θυρίδες τῶν κυλίνδρων μιᾶς μηχανῆς, καί γενικά σέ κάθε στενή δίοδο ἑνός σωλήνα.

Στή διεργασία τοῦ στραγγαλισμοῦ θεωροῦμε ὅτι στό σύστημα δέν δίνεται οὔτε ἀφαιρεῖται θερμότητα. Ἀκόμα εἶναι προφανές ὅτι δέν ἔχομε παραγωγή μηχανικοῦ ἔργου. Ἔτσι, ὁ πρῶτος νόμος γιά ἕνα ἀνοικτό σύστημα γίνεται:

$$0 = h_2 + \frac{v_2^2}{2} - h_1 - \frac{v_1^2}{2} \tag{4.16}$$

ὅπου ἡ δυναμική ἐνέργεια θεωρήθηκε ἀμελητέα.

Συχνά οἱ ταχύτητες μέσα στούς σωλῆνες τῶν δικτύων εἶναι τόσο μικρές, πού ἡ κινητική ἐνέργεια εἶναι ἐπίσης ἀμελητέα. Τότε ἡ ἐξίσωση (4.16) γράφεται ὡς:

$$h_1 = h_2 \tag{4.17}$$

πού σημαίνει ὅτι ἡ ἐνθαλπία τοῦ ὑγροῦ παραμένει ἡ ἴδια.

Ὡς στραγγαλισμό μποροῦμε ἐπίσης νά θεωρήσομε τή ροή ἑνός ὑγροῦ ἤ ἀερίου μέσα σέ ἕνα σωλήνα, ἔστω καί χωρίς στενή δίοδο, ὅπου ἔχομε πτώση τῆς πιέσεως λόγω τῶν τριβῶν.

Ὅμως στήν περίπτωση αὐτή δέν πρέπει νά ἀγνοήσομε τήν ἀλλαγή τῆς κινητικῆς ἐνέργειας, γιατί ἡ μειωμένη πίεση προκαλεῖ αὔξηση τοῦ εἰδικοῦ ὄγκου τοῦ ὑγροῦ. Ἡ αὔξηση αὐτή μπορεῖ νά εἶναι τόσο μεγάλη, ἰδίως στόν ἀτμό καί τά ἀέρια, ὥστε τό ὑγρό νά ρέει μέ πολύ μεγαλύτερη ταχύτητα. Ὑπάρχει περίπτωση, ἄν καί πολύ σπάνια, ἡ ταχύτητα αὐτή νά πλησιάσει τήν ταχύτητα τοῦ ἤχου.

Γενικά ἄν ἡ κατάσταση τοῦ ὑγροῦ μετά τό στραγγαλισμό ὑπολογίσθηκε μέ βάση τήν ἐξίσωση (4.17), εἶναι ἀπαραίτητο νά ἐλέγχομε τήν κινητική ἐνέργεια τοῦ ὑγροῦ μετά τή βαλβίδα, γιά νά βεβαιωθοῦμε ὅτι ἡ ἀλλαγή τῆς κινητικῆς ἐνέργειας εἶναι πραγματικά ἀμελητέα.

Παράδειγμα.

Μιά βαλβίδα τοποθετεῖται σέ ἕνα σωλήνα διαμέτρου 60 mm, ὅπου βαλβίδα καί σωλήνας εἶναι καλά μονωμένα. Ἡ βαλβίδα, πού εἶναι σχεδόν κλειστή στραγγαλίζει τόν ἀτμό ἀπό πίεση 20 bar πρίν ἀπό τή βαλβίδα σέ 2 bar μετά ἀπό αὐτή. Ἡ ἐνθαλπία τοῦ ἀτμοῦ πρίν ἀπό τή βαλβίδα εἶναι 2770 kJ/kg καί ἡ παροχή τοῦ ἀτμοῦ 0,03 kg/s. Ζητεῖται: α) Ἡ ἐνθαλπία τοῦ ἀτμοῦ μετά τή βαλβίδα, ἄν ἡ κινητική ἐνέργεια εἶναι ἀμελητέα καί β) ἡ ταχύτητα τοῦ ἀτμοῦ πρίν καί μετά ἀπό τή βαλβίδα, ἄν ὁ εἰδικός ὄγκος τοῦ ἀτμοῦ εἶναι 0,0980 m^3/kg καί 0,9602 m^3/kg ἀντίστοιχα.

Λύση.

α) Ἀφοῦ ἡ κινητική ἐνέργεια εἶναι ἀμελητέα, τότε ἡ ἐνθαλπία παραμένει ἡ ἴδια. Ἄρα ἡ ἐνθαλπία τοῦ ἀτμοῦ μετά τή βαλβίδα εἶναι 2770 kJ/kg.

β) Ἡ ταχύτητα τοῦ ἀτμοῦ ὑπολογίζεται ἀπό τήν ἐξίσωση (4.4), ὁπότε:

$$v_1 = \frac{\dot{m}\,\upsilon}{A}$$

ὅπου $$A = \frac{\pi d^2}{4} = \frac{3{,}14 \times 0{,}060^2}{4} = 0{,}00283 \text{ m}^2$$

Ἄρα: $$v_1 = \frac{0{,}03 \times 0{,}0980}{0{,}00283} = 1{,}04 \text{ m/s}$$

$$v_2 = \frac{0{,}03 \times 0{,}9602}{0{,}00283} = 10{,}18 \text{ m/s}$$

Παρατήρηση.

Μέ τά προηγούμενα παραδείγματα δείξαμε τόν τρόπο ἐφαρμογῆς τοῦ πρώτου θερμοδυναμικοῦ νόμου σέ ἀνοικτά συστήματα. Δώσαμε μία σχηματική παράσταση τοῦ φυσικοῦ συστήματος καί καθορίσαμε τήν κατεύθυνση τῆς θερμότητας καί τοῦ ἔργου, σύμφωνα μέ τούς ὁρισμούς τοῦ θετικοῦ καί ἀρνητικοῦ σημείου, πού εἴπαμε στό κείμενο. Καί τά δύο αὐτά συστήματα, κλειστά καί ἀνοικτά, ἄν καί διαφορετικά, τά ἀντιμετωπίσαμε μέ τήν ἴδια μεθοδολογία. Συνοπτικά ἡ μέθοδος ἐπιλύσεως τέτοιων προβλημάτων ἔχει τά ἑξῆς διαδοχικά βήματα:

α) Σχηματίζομε παραστατικά τό φυσικό σύστημα.

β) Καθορίζομε ἄν πρόκειται γιά κλειστό ἤ ἀνοικτό σύστημα.

γ) Σημειώνομε στό σχῆμα τήν ***κατεύθυνση*** τοῦ ἔργου καί τῆς θερμότητας.

δ) Γράφομε μέ σύμβολα τήν ἐξίσωση τοῦ πρώτου νόμου τῆς θερμοδυναμικῆς καί ἀντικαθιστοῦμε τά σύμβολα μέ ἀριθμούς, ἀφοῦ βεβαιωθοῦμε ὅτι ὅλοι οἱ ὅροι τῆς ἐξισώσεως ἔχουν τίς ἴδιες μονάδες.

ε) Λύνομε τήν ἐξίσωση ὡς πρός τόν ἄγνωστο ὅρο.

Μέχρις ἐδῶ περιγράψαμε τόν πρῶτο νόμο τῆς θερμοδυναμικῆς καί τίς ἐφαρμογές του καί κάναμε μερικές παρατηρήσεις χρήσιμες γιά τήν ἀντιμετώπιση πραγματικῶν προβλημάτων. Ἐκφράσαμε τό νόμο αὐτό σέ συνάρτηση μέ ὁρισμένες ποσότητες, ὅπως π.χ. ἡ ἐνθαλπία ἤ ἡ ἐσωτερική ἐνέργεια, γιά τίς ὁποῖες ὅμως δέν δώσαμε τόν τρόπο πού μποροῦμε νά τίς ὑπολογίσομε. Στά ἑπόμενα κεφάλαια θά ἀσχοληθοῦμε μέ τίς μεθόδους πού ὑπολογίζονται οἱ ποσότητες αὐτές.

4.7 Ἀσκήσεις.

1. Ἕνα κλειστό σύστημα πού περιέχει ἀέριο ἐκτελεῖ μία διεργασία κατά τήν ὁποία ἀφαιρεῖται θερμότητα 30 kJ καί ὁ ὄγκος αὐξάνει ἀπό 0.14 m^3 σέ 0.55 m^3. Ἡ πίεση παραμένει σταθερή 150 kPa. Νά προσδιορισθεῖ: α) Ἡ ἀλλαγή τῆς ἐσωτερικῆς ἐνέργειας τοῦ συστήματος καί β) τό ἔργο πού παράγεται στή διάρκεια τῆς διεργασίας.

   (*Ἀπ.:* α) −91.5 kJ, β) 61.5 kJ)

2. Μία κεντρόφυγα ἀντλία ἀναρροφᾶ 50.5 kg/s νερό σέ ἀπόλυτη πίεση 0.95 bar καί τό καταθλίβει σέ πίεση 3.4 bar ἀπόλυτη. Ἡ θερμοκρασία τοῦ νεροῦ στήν εἴσοδο καί στήν ἔξοδο εἶναι 24°C. Ὁ σωλήνας τῆς ἀναρροφήσεως ἔχει διάμετρο 15.24 cm καί τῆς καταθλίψεως 10.16 cm. Οἱ δύο αὐτοί σωλῆνες βρίσκονται στό ἴδιο ἐπίπεδο. Νά ὑπολογισθεῖ τό ἔργο τῆς ἀντλίας σέ kJ/kg.

   (*Ἀπ.:* 0.263 kJ/kg)

3. Ἀέρας καί καύσιμο εἰσέρχεται στό θάλαμο καύσεως μιᾶς μηχανῆς. Ὁ ἀέρας ἔχει ἐνθαλπία 302 kJ/kg καί τό καύσιμο 43027 kJ/kg. Τά καυσαέρια πού ἐξέρχονται ἔχουν ἐνθαλπία 616 kJ/kg. Γιά τήν ἀνάμιξη τοῦ ἀέρα καί τοῦ καυσίμου χρησιμοποιοῦμε 17 kg ἀέρα σέ κάθε χιλιόγραμμο καυσίμου. Τό νερό πού ψύχει τή μηχανή λαμβάνει ποσό θερμότητας 17.6 kW. Ποιά εἶναι ἡ κατανάλωση τοῦ καυσίμου τήν ὥρα;

   (*Ἀπ.:* 1.71 kg/h)

4. Ἕνα ψυγεῖο ἀτμοῦ δέχεται ἀτμό πού ἔχει ἐνθαλπία 2700 kJ/kg. Ὁ ἀτμός συμπυκνώνεται στό ψυγεῖο καί γίνεται νερό μέ ἐνθαλπία 175 kJ/kg.

α) Ζητεῖται νά εὑρεθεῖ τό ποσό τῆς θερμότητας πού αφαιρέθηκε ἀπό κάθε χιλιόγραμμο ἀτμοῦ.
β) Τό ψυγεῖο ψύχεται μέ τό νερό τῆς θάλασσας παροχῆς 500 kg/s πού καθώς περνᾶ μέσα ἀπό τούς αὐλούς ἡ θερμοκρασία του αὐξάνεται ἀπό 20°C σέ 27°C. Ἐπίσης εἶναι γνωστό ὅτι 1 kg νεροῦ ἀπορροφᾶ θερμότητα 4,19 kJ γιά ἄνοδο τῆς θερμοκρασίας του κατά ἕνα βαθμό. Ζητεῖται τό ποσό τῆς θερμότητας πού ἀπορροφᾶται ἀπό τόν ἀτμό σέ kW.

(*Ἀπ.:* α) 2525 kJ/kg, β) 14665 kW)

5. Ἕνα σύστημα ἐκτελεῖ μία διεργασία στήν ὁποία ἡ θερμότητα πού μεταφέρεται στό σύστημα εἶναι 40 kJ καί τό παραγόμενο ἔργο ἀπό τό σύστημα 45.000 Nm. Νά προσδιορισθεῖ ἡ μεταβολή τῆς ἐνέργειας τοῦ συστήματος. Τό ἴδιο σύστημα ἐκτελεῖ μία δεύτερη διεργασία μεταξύ τῆς ἴδιας ἀρχικῆς καί τελικῆς καταστάσεως στήν ὁποία παράγει ἔργο 35.000 Nm. Ἐπίσης, στή δεύτερη αὐτή διεργασία ὑπάρχει μεταφορά θερμότητας. Νά προσδιορισθεῖ τό μέγεθος καί τό πρόσημο τῆς θερμότητας πού μεταφέρεται.

(*Ἀπ.:* α) –5 kJ, β) +30 kJ)

6. Ἀτμός εἰσέρχεται στό ψυγεῖο ἀτμοῦ ἑνός ἀτμοστροβίλου μέ παροχή 1,2 kg/s. Ἡ ἐνθαλπία ἀτμοῦ στήν εἴσοδο εἶναι $2{,}3 \times 10^6$ J/kg καί ὁ εἰδικός ὄγκος του 18,5 m^3/kg. Μετά τή συμπύκνωση τό νερό ἔχει ἐνθαλπία 190×10^3 J/kg καί μηδενική ταχύτητα. Ἡ θερμότητα πού μεταφέρεται ἀπό τόν ἀτμό στόν ἀτμοσφαιρικό ἀέρα εἶναι 70×10^3 J/s.
Ζητεῖται: α) Ἡ ταχύτητα τοῦ ἀτμοῦ στήν εἴσοδο τοῦ ψυγείου, ἄν ἡ ἐπιφάνεια τῆς εἰσόδου εἶναι 0,2 m^2 καί β) ἡ θερμότητα πού μεταφέρεται στό θαλασσινό νερό ἀνά μονάδα μάζας τοῦ ἀτμοῦ.

(*Ἀπ.:* α) 111 m/s, β) 2051,7 kJ/kg)

7. Στό θάλαμο καύσεως ἑνός ἀεριοστροβίλου εἰσέρχονται 15 kg/s ἀέρα, ὁ ὁποῖος ἔχει ταχύτητα 100 m/s καί ἐνθαλπία $176{,}2 \times 10^3$ J/kg. Στόν ἴδιο θάλαμο εἰσέρχεται καύσιμο 0,22 kg/s μέ μηδενική ταχύτητα. Τά προϊόντα τῆς καύσεως τοῦ ἀέρα καί τοῦ καυσίμου ἐξέρχονται ἀπό τό θάλαμο καύσεως μέ ταχύτητα 200 m/s καί ἐνθαλπία 787,5 J/kg. Ἡ ἀπώλεια τῆς θερμότητας πρός τό περιβάλλον εἶναι ἀμελητέα. Νά προσδιορισθεῖ ἡ ἐνθαλπία τοῦ καυσίμου ἀνά μονάδα μάζας στήν εἴσοδο τοῦ θαλάμου καύσεως.

(*Ἀπ.:* 626,3 kJ/kg καυσίμου)

8. Σέ ἕνα ἀδιαβατικά μονωμένο προφύσιο εἰσέρχεται ἀτμός 1364 kg/h μέ ταχύτητα 197 m/min καί πίεση 13,6 bar. Ὁ εἰδικός ὄγκος τοῦ ἀτμοῦ στήν εἴσοδο εἶναι 0,183 m^3/kg καί ἡ εἰδική ἐσωτερική ἐνέργειά του 2606 kJ/kg. Στήν ἔξοδο τοῦ προφυσίου ὁ ἀτμός ἔχει πίεση 1,36 bar, εἰδικό ὄγκο 1,367 m^3/kg καί εἰδική ἐσωτερική ἐνέργεια 2258 kJ/kg. Νά προσδιορισθεῖ ἡ ταχύτητα τοῦ ἀτμοῦ στήν ἔξοδο τοῦ προφυσίου.

(*Ἀπ.:* 28,67 m/s)

9. Ἀτμός 6,3 kg/s εἰσέρχεται σέ στρόβιλο μέ πίεση 4826 kPa, $u = 2958$ kJ/kg, $h = 3263$ kJ/kg. Ὁ ἀτμός αὐτός ἐξέρχεται μέ $h = 2232$ kJ/kg, $u = 2102$ kJ/kg καί πίεση 20,7 kPa. Οἱ ἀπώλειες τῆς θερμότητας ἀπό τό στρόβιλο ὑπολογίσθηκαν σέ 23,3 kJ/kg ἀτμοῦ. Νά ὑπολογισθεῖ: α) Ἡ ἰσχύς τοῦ στροβίλου σέ kW, β) ὁ εἰδικός ὄγκος τοῦ ἀτμοῦ στήν εἴσοδο τοῦ στροβίλου καί γ) ἡ ταχύτητα τοῦ ἀτμοῦ στήν ἔξοδο τοῦ στροβίλου, ἄν ἡ ἐπιφάνεια τῆς ἐξόδου εἶναι 0,464 m^2.

(*Ἀπ.:* α) 6348,5 kW, β) 0,063 m^3/kg, γ) 85,27 m/s)

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΠΕΜΠΤΟ

ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ ΚΑΘΑΡΗΣ ΟΥΣΙΑΣ

5.1 Γενικά.

Μέ τόν Πρῶτο Θερμοδυναμικό Νόμο, σέ ὁποιαδήποτε ἀπό τίς διατυπώσεις πού δώσαμε στό προηγούμενο κεφάλαιο, μελετήσαμε τή σχέση πού συνδέει τά δύο βασικά μεγέθη, τό ***ἔργο*** καί τή ***θερμότητα***, μέ τίς ἰδιότητες τοῦ ἐργαζόμενου μέσου σ' ἕνα σύστημα. Γιά νά ἀποκτήσει ὅμως ἡ σχέση αὐτή πρακτική ἀξία καί νά μπορεῖ νά τή χρησιμοποιήσει ἕνας μηχανικός, θά πρέπει νά γνωρίζει τά ἀριθμητικά μεγέθη τῶν ἰδιοτήτων αὐτῶν.

Γενικά τά μεγέθη αὐτά προσδιορίζονται εἴτε ἀπό μαθηματικές σχέσεις εἴτε ἀπό πίνακες ὅπως θά δοῦμε ἀμέσως πιό κάτω γιά τήν καθαρή οὐσία καί πιό συγκεκριμένα γιά τό νερό.

5.2 Τό νερό ὡς καθαρή οὐσία.

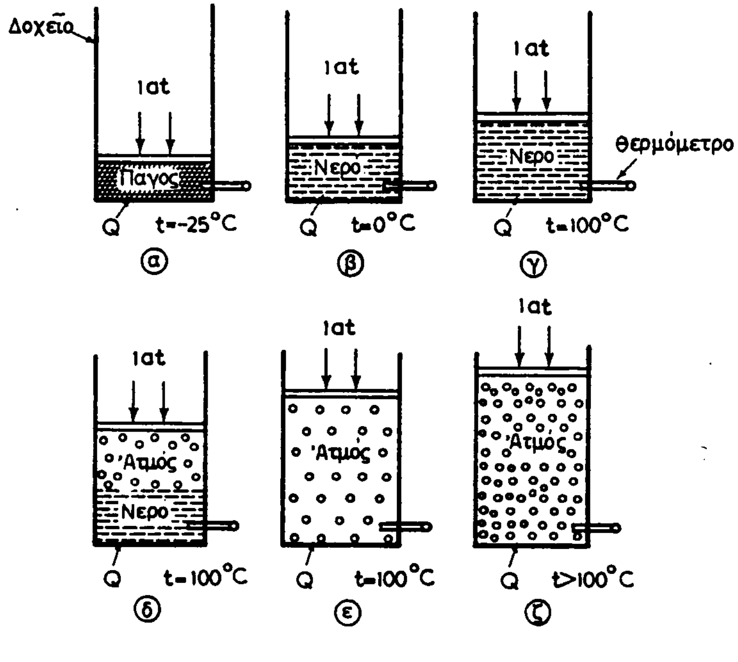
Στό κεφάλαιο αὐτό θά ἀναφερθοῦμε στό νερό ὡς καθαρή οὐσία, γιατί χρησιμοποιεῖται πάρα πολύ στήν πράξη καί συνεπῶς πρέπει νά ἔχομε πλατύτερη γνώση τῆς συμπεριφορᾶς του. Ἡ μελέτη τῶν χαρακτηριστικῶν του εἶναι ἰδιαίτερα χρήσιμη ἀφοῦ τό νερό εἶναι τό ἐργαζόμενο μέσο σέ πολλές μηχανικές μονάδες, ὅπως ὁ λέβητας καί ὁ ἀτμοστρόβιλος πού χρησιμοποιοῦνται γιά τήν πρόωση ἑνός πλοίου, ἤ στίς μονάδες παραγωγῆς ἠλεκτρικῆς ἐνέργειας κλπ. Τά μεγέθη ὅμως πού θά ἐξετάσομε γιά τό νερό ἐφαρμόζονται καί σέ ὁποιαδήποτε ἄλλη καθαρή οὐσία, ὅπως π.χ. τό διοξείδιο τοῦ ἄνθρακα ἤ τά ψυκτικά ὑγρά τοῦ τύπου Freon, πού χρησιμοποιοῦνται στίς ψυκτικές ἐγκαταστάσεις. Ἔτσι ἡ ἀνάλυση πού θά γίνει θά εἶναι γενική.

Τό νερό, ὅπως γνωρίζομε, μπορεῖ νά ὑπάρχει σέ μία ἀπό τίς τρεῖς καταστάσεις, ὑγρή, στερεά ἤ ἀέρια. Τίς τρεῖς αὐτές καταστάσεις τίς ὀνομάζομε ***φάσεις*** καί κάθε μία εἶναι ἕνα φυσικό ὁμογενές σύνολο τῆς ἴδιας καθαρῆς οὐσίας. Μεταξύ τῶν φάσεων ὑπάρχει σαφής διάκριση, γιατί οἱ ἰδιότητες τῆς μιᾶς εἶναι διαφορετικές ἀπό ἐκεῖνες τῆς ἄλλης φάσεως. Μεταξύ ὑδρατμοῦ π.χ. καί πάγου ὑπάρχει σημαντική διαφορά ὡς πρός τίς ἰδιότητές τους. Οἱ πιό πάνω φάσεις εἶναι δυνατό μέ ὁρισμένες προϋποθέσεις, νά συνυπάρχουν. Οἱ ἰδιότητές τους ὅμως εἶναι τότε διαφορετικές.

5.3 Στερεά, ὑγρή καί ἀέρια φάση.

Ἄς δοῦμε τώρα τήν πορεία πού ἀκολουθεῖ τό νερό στή μεταβολή του ἀπό τή μία φάση στήν ἄλλη. Ἡ μεταβολή αὐτή συνοδεύεται ἀπαραίτητα ἀπό μεταφορά θερμότητας, ἀπό ἤ πρός τό νερό καί, συνήθως, ἀπό μεταβολή τοῦ ὄγκου του.

Παίρνομε, λοιπόν, ἕνα κομμάτι πάγο (στερεά φάση) πού ἔχει θερμοκρασία, ἄς ποῦμε, −25°C καί τό τοποθετοῦμε μέσα σ' ἕνα δοχεῖο τό ὁποῖο ἔχει στήν ἄκρη του ἕνα θερμόμετρο καί στό ἐπάνω μέρος ἕνα καπάκι. Ἡ πίεση ἐπάνω στό καπάκι τοῦ δοχείου εἶναι μία ἀτμόσφαιρα [σχ. 5.3(α)]. Ἀρχίζοντας νά θερμαίνομε τό δοχεῖο, παρατηροῦμε ἀπό τό θερμόμετρο ὅτι ἡ θερμοκρασία τοῦ πάγου ἀρχίζει νά ἀνεβαίνει μέχρις ὅτου φθάσει στούς 0°C, ὁπότε ἕνα μέρος τοῦ πάγου ἔχει μετατραπεῖ σέ νερό (ὑγρή φάση). Μέ ἄλλα λόγια ὁ πάγος ἀρχίζει νά λιώνει, πράγμα πού σημαίνει ὅτι ἔχομε τήν πρώτη μεταβολή φάσεως, ἀπό τή στερεά σέ ὑγρή φάση. Ἄν καί συνεχίζομε νά ζεσταίνομε τό δοχεῖο, ἡ θερμοκρασία παραμένει σταθερή (0°C) μέχρις ὅτου ὅλος ὁ πάγος μετατραπεῖ



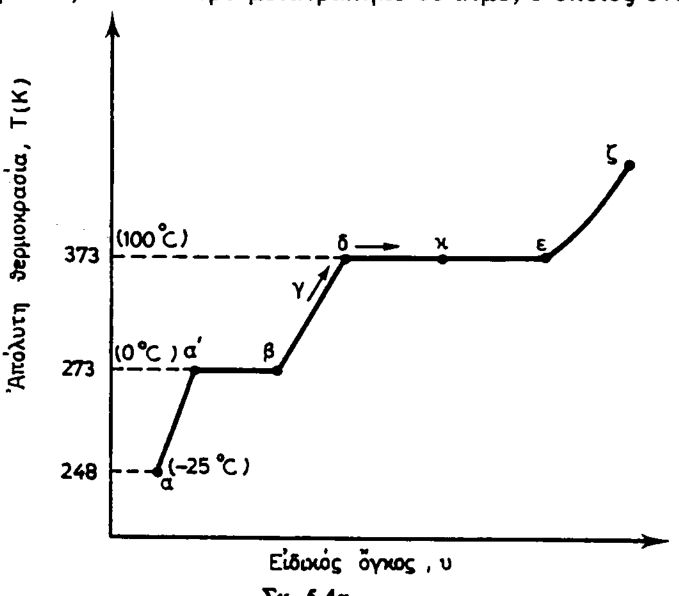
Σχ. 5.3.
Μεταβολή τῶν τριῶν φάσεων τοῦ νεροῦ.

σέ νερό [σχ. 5.3(β)]. Μόλις λιώσει καί τό τελευταῖο κομμάτι τοῦ πάγου ἡ θερμοκρασία ἀρχίζει ξανά νά ἀνεβαίνει μέχρι νά φθάσει τούς 100°C [σχ. 5.3(γ)]. Στή θερμοκρασία αὐτή παρατηροῦμε ὅτι ἀπό τήν ἐπιφάνεια τοῦ νεροῦ ἀρχίζουν νά βγαίνουν φυσαλίδες ἀτμοῦ, δηλαδή τό νερό ἀρχίζει νά βράζει [σχ. 5.3(δ)]. Ἀπό τό θερμόμετρο βλέπομε ὅτι ἡ θερμοκρασία παραμένει στούς 100°C μέχρις ὅτου ὅλο τό νερό μετατραπεῖ σέ ἀτμό [σχ. 5.3(ε)]. Ἐδῶ πιά ἔχομε τή δεύτερη μεταβολή φάσεως, ἀπό ὑγρή σέ ἀέρια. Ἐάν συνεχίσομε νά θερμαίνομε τό δοχεῖο, θά δοῦμε ὅτι ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀτμοῦ ἀρχίζει νά ἀνεβαίνει πάνω ἀπό τούς 100°C [σχ. 5.3(ζ)]. Σ' ὅλο αὐτό τό διάστημα τῆς προσδόσεως θερμότητας στό δοχεῖο γιά τή μετατροπή τοῦ πάγου σέ ἀτμό, ὁ ὄγκος τοῦ νεροῦ αὐξάνει, ὅπως φαίνεται στό σχῆμα 5.3, ἐκτός ἀπό τήν περιοχή 0° ἕως 4°C, ὅπου ὁ ὄγκος τοῦ νεροῦ μειώνεται. Ἡ ἀνωμαλία αὐτή τοῦ νεροῦ δέν παρατηρεῖται σέ ἄλλες οὐσίες.

5.4 Ἰδιότητες ὑδρατμῶν.

Τή διαδικασία τοῦ σχηματισμοῦ τοῦ ἀτμοῦ πού περιγράψαμε πιό πάνω μποροῦμε νά τήν παραστήσομε σέ ἕνα εἰδικό διάγραμμα, ὅπως εἶναι τό διάγραμμα τῆς ἀπόλυτης θερμοκρασίας T καί τοῦ εἰδικοῦ ὄγκου υ, πού φαίνεται στό σχῆμα 5.4α. Τά γράμματα στό σχῆμα αὐτό ἀντιστοιχοῦν στίς διάφορες καταστάσεις τοῦ νεροῦ τοῦ σχήματος 5.3.

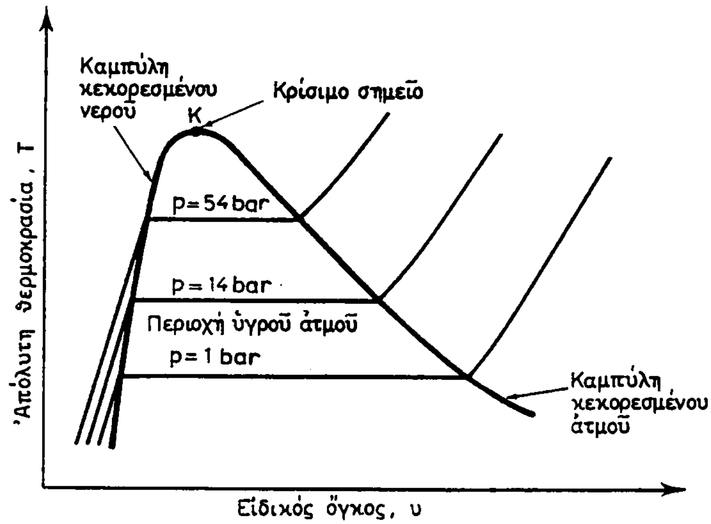
Ἀπό τό σημεῖο α στό β τοῦ σχήματος 5.4α δώσαμε θερμότητα γιά τή θέρμανση τοῦ πάγου καί τή μετατροπή του σέ νερό. Τή θερμότητα αὐτή τή λέμε ***θερμότητα τήξεως.*** Ἀπό τό σημεῖο β ἕως τό γ δώσαμε ἕνα νέο ποσό θερμότητας, γιά τήν αὔξηση τῆς θερμοκρασίας τοῦ νεροῦ στούς 100°C (373 K). Τό νερό στό σημεῖο β ὀνομάζεται ***ὑπόψυκτο*** καί στό σημεῖο γ ***κεκορεσμένο.*** Στό σημεῖο γ, τό νερό ἔχει τή μεγαλύτερη θερμοκρασία, πού τή λέμε ***θερμοκρασία ὑγροποιήσεως.*** Σ' αὐτήν τό νερό μπορεῖ νά μείνει σέ ὑγρή κατάσταση μέ πίεση μιάς ἀτμόσφαιρας. Ὁ ἀτμός πού σχηματίζεται μεταξύ τῶν σημείων δ καί ε ὀνομάζεται ***ὑγρός ἀτμός*** γιατί περιέχει ἀκόμη ἕνα μέρος τοῦ νεροῦ. Ἡ θερμότητα πού δώσαμε μεταξύ τῶν σημείων αὐτῶν ὀνομάζεται ***θερμότητα ἀτμοποιήσεως.*** Στό σημεῖο ε, ὅλο το νερό μετατράπηκε σέ ἀτμό, ὁ ὁποῖος ὀνομάζεται



Σχ. 5.4α.
Θέρμανση νεροῦ ὑπό σταθερή πίεση 1 at.

ξηρός ἢ ***κεκορεσμένος ἀτμός.*** Ἂν συνεχίσομε νά θερμαίνομε τόν ἀτμό, αὐξάνεται ἡ θερμοκρασία καί ὁ ἀτμός τότε λέγεται ***ὑπέρθερμος ἀτμός,*** ὅπως στό σημεῖο ζ. Ἐδῶ θά πρέπει νά παρατηρήσομε ὅτι σέ ὅλη τή διάρκεια τῆς μετατροπῆς τοῦ νεροῦ (σημεῖο δ) σέ ἀτμό (σημεῖο ε), ἡ θερμότητα προσφέρεται ἀποκλειστικά γιά τό σκοπό αὐτό, ἐνῶ ἡ θερμοκρασία παραμένει σταθερή. Ἐάν τώρα ἀκολουθήσομε τήν ἀντίστροφη διαδικασία, δηλαδή νά ψύξομε τόν ἀτμό, τότε στό σημεῖο ὅπου εἶχε ἀρχίσει ἡ ἀτμοποίηση (σημεῖο δ) ὁ ἀτμός ἐπιστρέφει στήν ὑγρή φάση ἢ συμπυκνώνεται. Μέ αὐτό τόν τρόπο ἀποδίδει πρός τό περιβάλλον τή θερμότητα πού πῆρε γιά τήν ἀτμοποίησή του. Ἡ ἀποδιδόμενη αὐτή θερμότητα ὀνομάζεται ***θερμότητα συμπυκνώσεως*** καί εἶναι ἴση μέ τή θερμότητα ἀτμοποιήσεως. Ὅμοια, ἡ θερμότητα τήξεως εἶναι ἴση μέ τή ***θερμότητα στερεοποιήσεως,*** ἡ ὁποία ἀποδίδεται στό περιβάλλον κατά τή μετατροπή τοῦ νεροῦ σέ πάγο.

Ἂς ἀκολουθήσομε τώρα τήν ἴδια διαδικασία τῆς θερμάνσεως τοῦ νεροῦ μέσα στό δοχεῖο (σχ. 5.3), ἀλλά μέ διαφορετικές πιέσεις ἐπάνω στό καπάκι. Τότε ἔχομε πάλι ὅμοιες καμπύλες μέ ἐκείνη τοῦ σχήματος 5.4α. Ἂν χαράξομε τίς καμπύλες αὐτές ἐπάνω στό ἴδιο διάγραμμα Τ - υ, ἔχομε τότε, τό διάγραμμα τοῦ σχήματος 5.4β. Ἡ καμπύλη πού ἑνώνει τά σημεῖα ε λέγεται καμπύλη ***κεκορεσμένου ἀτμοῦ,*** ἐνῶ ἡ καμπύλη πού συνδέει τά σημεῖα γ καμπύλη ***κεκορεσμένου νεροῦ.*** Ἡ περιοχή τοῦ διαγράμματος πού περικλείουν οἱ δύο αὐτές καμπύλες περιέχει, ὅπως εἶναι φανερό, τόν ὑγρό ἀτμό καί γι' αὐτό ὀνομάζεται περιοχή τοῦ ***ὑγροῦ ἀτμοῦ.*** Τό σημεῖο Κ ὅπου συναντῶνται οἱ δύο αὐτές καμπύλες λέγεται ***κρίσιμο σημεῖο,*** γιατί, γιά πιέσεις ὑψηλότερες ἀπό τήν πίεση πού ἀντιστοιχεῖ στό σημεῖο Κ, τό νερό μετατρέπεται ἀμέσως σέ ἀτμό, χωρίς νά ἔχομε τή μεταβατική φάση ὅπου ὑπάρχουν νερό καί ἀτμός μαζί. Ἡ θερμοκρασία καί πίεση



Σχ. 5.4β.
Διάγραμμα Τ - υ νεροῦ σέ διάφορες πιέσεις.

πού ἀντιστοιχοῦν στό κρίσιμο σημεῖο ὀνομάζονται ἐπίσης ***κρίσιμη θερμοκρασία*** καί ***πίεση***. Γιά τό νερό ἡ κρίσιμη πίεση καί θερμοκρασία εἶναι 22,12 × 10^6 N/m^2 καί 374,15°C ἀντίστοιχα. Οἱ ἀντίστοιχες πιέσεις καί θερμοκρασίες γιά οὐσίες πού εὑρίσκονται σέ ἀέρια κατάσταση σέ ἀτμοσφαιρικές συνθῆκες εἶναι σημαντικά μικρότερες, ὅπως φαίνεται στόν Πίνακα 5.4.1.

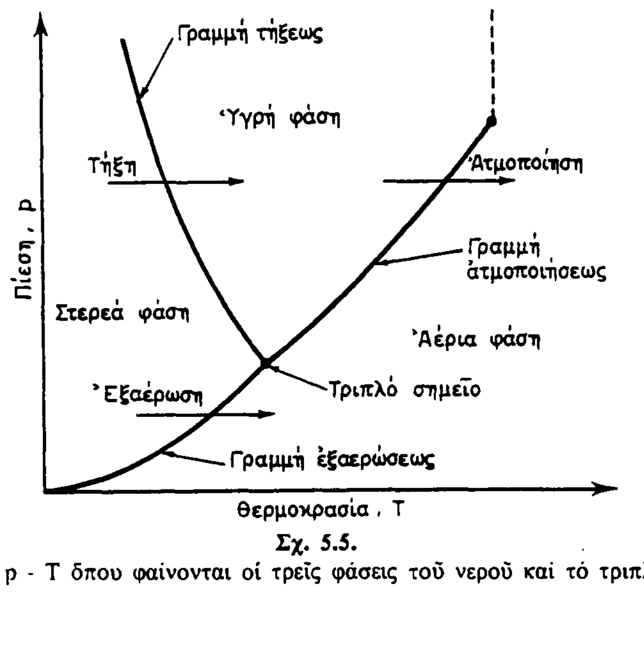
Ἐπάνω στή διαδικασία αὐτή τῆς θερμάνσεως τοῦ νεροῦ μέ σταθερή πίεση, ὅπως θά δοῦμε σέ ἑπόμενο κεφάλαιο, στηρίζεται ἡ λειτουργία τῶν λεβήτων τῶν πλοίων, ὅπου μετατρέπομε τό νερό σέ ἀτμό γιά τή λειτουργία τῶν στροβίλων.

ΠΙΝΑΚΑΣ 5.4.1.
Κρίσιμο σημεῖο διαφόρων οὐσιῶν.

Οὐσία	Κρίσιμη πίεση × 10^{-6} N/m^2	Κρίσιμη θερμοκρασία °C
Νερό	22,12	374,15
Διοξείδιο ἄνθρακα	7,38	31,05
Ὀξυγόνο	5,04	−118,8
Ὑδρογόνο	1,30	−239,8

5.5 Ἰσορροπία στερεᾶς, ὑγρῆς καί ἀέριας φάσεως.

Ἡ στερεά, ὑγρή καί ἀέρια φάση τοῦ νεροῦ, ἀλλά καί κάθε ἄλλης καθαρῆς οὐσίας, συνυπάρχουν μόνο σ' ἕνα σημεῖο πού ὀνομάζεται ***τριπλό σημεῖο*** (σχ. 5.5). Τό σημεῖο αὐτό ἔχει ἕνα καί μόνο συνδυασμό πιέσεως καί θερμοκρασίας ὁ



Σχ. 5.5.
Διάγραμμα p - T ὅπου φαίνονται οἱ τρεῖς φάσεις τοῦ νεροῦ καί τό τριπλό σημεῖο.

ὁποῖος γιά τό νερό εἶναι 611,2 N/m^2 καί 0,01°C ἀντίστοιχα. Ἀπό τό σχῆμα 5.5 μποροῦμε νά παρατηρήσομε ὅτι μέ τήν ἴδια θερμοκρασία, ἄν αὐξήσομε τήν πίεση, τότε ὁ πάγος (στερεά φάση) μετατρέπεται σέ νερό. Φυσικά, ὅπως εἶναι γνωστό, ὁ πάγος μετατρέπεται σέ νερό σέ θερμοκρασία πάνω ἀπό τούς 0°C μέ ἀτμοσφαιρική πίεση.

5.6 Πίνακες θερμοδυναμικῶν ἰδιοτήτων νεροῦ καί ἀτμοῦ.

Ὅλες οἱ θερμοδυναμικές ἰδιότητες τοῦ νεροῦ καί τοῦ ἀτμοῦ, ὅπως καί τῶν διαφόρων οὐσιῶν πού χρησιμοποιοῦνται στήν πράξη στά μηχανικά συστήματα, περιλαμβάνονται σέ πίνακες, διαγράμματα ἤ καί τά δύο μαζί. Στό Παράρτημα «Γ» αὐτοῦ τοῦ βιβλίου ὑπάρχουν μερικοί τέτοιοι πίνακες καί διαγράμματα γιά τίς πιό συνηθισμένες οὐσίες πού μπορεῖ νά συναντήσει ἕνας μηχανικός ἐπάνω σ' ἕνα πλοῖο.

5.6.1 Κεκορεσμένο νερό καί ἀτμός.

Οἱ ἰδιότητες τοῦ κεκορεσμένου νεροῦ καί ἀτμοῦ καλύπτονται ἀπό τούς Πίνακες Γ1 καί Γ2. Στόν πρῶτο ἡ ἀνεξάρτητη μεταβλητή εἶναι ἡ θερμοκρασία t καί στό δεύτερο ἡ πίεση p. Βέβαια γιά τό κεκορεσμένο νερό καί ἀτμό μεταξύ πιέσεως p καί θερμοκρασίας t ὑπάρχει μονοσήμαντη σχέση, ἀφοῦ σέ κάθε πίεση ἀντιστοιχεῖ μία μόνο θερμοκρασία κορεσμοῦ καί ἀντίστροφα, ὁπότε ὁ ἕνας πίνακας εἶναι ἀρκετός. Ἡ παρεμβολή ὅμως γίνεται εὐκολότερη ἄν ἔχομε καί τούς δύο πίνακες.

Οἱ πίνακες αὐτοί περιλαμβάνουν τόν εἰδικό ὄγκο υ, τήν εἰδική ἐνθαλπία h, καθώς καί τήν εἰδική ἐσωτερική ἐνέργεια u, γιά διάφορες θερμοκρασίες καί πιέσεις. Οἱ δεῖκτες τῶν συμβόλων τῶν ἰδιοτήτων δείχνουν ὅτι ἡ ἰδιότητα τοῦ ἐργαζόμενου μέσου ἀναφέρεται:

f : στήν κατάσταση τοῦ κεκορεσμένου ὑγροῦ
g : στήν κατάσταση τοῦ κεκορεσμένου ἀτμοῦ
fg : στή διαφορά μεταξύ κεκορεσμένου ὑγροῦ καί κεκορεσμένου ἀτμοῦ.

5.6.2 Ὑγρός ἀτμός.

Στούς πιό πάνω πίνακες δέν δίνονται οἱ ἰδιότητες πού εἴδαμε, ὅταν τό νερό βρίσκεται στή μεταβατική φάση μεταξύ τοῦ κεκορεσμένου ὑγροῦ καί κεκορεσμένου ἀτμοῦ, ὅταν δηλαδή ἔχομε ὑγρό ἀτμό. Γιά νά τίς βροῦμε χρησιμοποιοῦμε μία καινούργια ποσότητα ἡ ὁποία ὀνομάζεται ***βαθμός ξηρότητας*** ἤ ***ποιότητα ἀτμοῦ.***

Ὁ βαθμός ξηρότητας εἶναι ὁ λόγος τῆς μάζας τοῦ ἀτμοῦ πρός τό σύνολο τῆς μάζας τοῦ συστήματος πού ἀποτελεῖται τόσο ἀπό μάζα ἀτμοῦ ὅσο καί ἀπό μάζα νεροῦ. Τή μάζα αὐτή τοῦ συστήματος τή συναντοῦμε στήν περιοχή πού περικλείεται ἀπό τίς καμπύλες τοῦ κεκορεσμένου ἀτμοῦ καί κεκορεσμένου νεροῦ στό διάγραμμα T - υ τοῦ σχήματος 5.4β. Σημειώνομε ὅτι ὁ ὁρισμός τοῦ βαθμοῦ ξηρότητας προϋποθέτει ὅτι τό μίγμα ἀτμοῦ καί νεροῦ εἶναι ὁμογενές καί σέ ἰσορροπία. Ἔτσι, ὁ βαθμός ξηρότητας ὁρίζεται ὡς:

$$x = \frac{\text{μάζα ἀτμοῦ}}{\text{μάζα ἀτμοῦ} + \text{μάζα νεροῦ}} = \frac{m_g}{m_g + m_f} \tag{5.1}$$

Ἄν π.χ. τό σημεῖο κ τοῦ σχήματος 5.4α ἔχει $x = 0{,}4$, αὐτό σημαίνει ὅτι τό 0,4 ἤ τό 40% τῆς συνολικῆς μάζας τοῦ ὑγροῦ ἀτμοῦ στό σημεῖο κ εἶναι ἀτμός, ἐνῶ τό ὑπόλοιπο 60% ἐξακολουθεῖ νά εἶναι νερό. Φυσικά ὁ ξηρός ἤ κεκορεσμένος ἀτμός ἔχει $x = 1$ ἤ 100%, ἐνῶ τό κεκορεσμένο νερό ἔχει $x = 0$.

Ἄς δοῦμε τώρα πῶς θά μᾶς βοηθήσει αὐτή ἡ νέα ποσότητα x. Ἔστω ὅτι θέλομε νά μάθομε τήν ἐνθαλπία στό σημεῖο κ τοῦ σχήματος 5.4α πού βρίσκεται στήν περιοχή τοῦ ὑγροῦ ἀτμοῦ. Στό σημεῖο αὐτό ἔχομε μάζα ἀτμοῦ m_g καί μάζα νεροῦ m_f, δηλαδή συνολική μάζα $m_\kappa = m_g + m_f$. Ἡ ἐνθαλπία στό σημεῖο κ εἶναι ἴση μέ τό ἄθροισμα τῆς ἐνθαλπίας τοῦ ἀτμοῦ h_g καί τῆς ἐνθαλπίας τοῦ νεροῦ h_f, πού ἀντιστοιχοῦν στό σημεῖο αὐτό. Τό ἴδιο ἰσχύει καί γιά τήν ἐνέργεια, ὁπότε:

$$h_\kappa m_\kappa = h_g m_g + h_f m_f \tag{5.1α}$$

ὅπου τά h_g καί h_f δίνονται ἀπό τούς πίνακες ἀτμοῦ.

Ἐπίσης ἡ διαφορά τῶν ἐνθαλπιῶν τῶν σημείων δ καί ε τοῦ σχήματος 5.4α εἶναι:

$$h_{fg} = h_g - h_f \tag{5.1β}$$

Ἀπό τήν ἐξίσωση (5.1α), μετά ἀπό ὁρισμένες πράξεις, ἔχομε ὅτι ἡ ἐνθαλπία στό σημεῖο κ καί γενικά σέ κάθε σημεῖο στήν περιοχή τοῦ ὑγροῦ ἀτμοῦ εἶναι:

$$h = h_f + x h_{fg} \tag{5.2}$$

$$\text{ἤ} \quad h = h_g - (1 - x) h_{fg} \tag{5.2α}$$

Οἱ ἐξισώσεις (5.2) καί (5.2α) ἐφαρμόζονται καί γιά τόν εἰδικό ὄγκο υ καί γιά τήν εἰδική ἐσωτερική ἐνέργεια u τοῦ ὑγροῦ ἀτμοῦ. Ἰσχύουν δηλαδή ἀνάλογα οἱ σχέσεις:

$$\upsilon = \upsilon_f + x\upsilon_{fg} \quad \text{ἤ} \quad \upsilon = \upsilon_g - (1 - x)\,\upsilon_{fg} \tag{5.3}$$

ὅπου $\upsilon_{fg} = \upsilon_g - \upsilon_f$

$$u = u_f + x u_{fg} \quad \text{ἤ} \quad u = u_g - (1 - x)\,u_{fg} \tag{5.4}$$

ὅπου $u_{fg} = u_g - u_f$

Στά παρακάτω παραδείγματα θά δοῦμε πῶς χρησιμοποιοῦνται οἱ πίνακες τοῦ ἀτμοῦ στόν προσδιορισμό τῶν ἰδιοτήτων υ, h καί u.

Παράδειγμα 1.

Νά ὑπολογισθεῖ ἡ ἐνθαλπία κεκορεσμένου ἀτμοῦ μάζας 20 kg σέ πίεση 60×10^3 N/m².

Λύση.

Ἀπό τίς ἐξισώσεις (4.14) καί (4.14α) ἔχομε ὅτι:

$$h = u + pυ \tag{1}$$

καί
$$H = mh = U + pV \tag{2}$$

Γιά νά ὑπολογίσομε τήν h θά πρέπει νά προσδιορίσομε τό u καί υ ἀπό τόν Πίνακα Γ2, γιατί γνωρίζομε τήν πίεση p καί ὄχι τή θερμοκρασία t. Ἡ ἀνεξάρτητη μεταβλητή εἶναι ἡ πίεση p.

Ἡ πίεση $p = 60 \times 10^3$ N/m² ἤ 0,6 bar (1 bar = 10^5 N/m²)

Ἀπό τόν Πίνακα Γ2, γιά p = 0,6 bar, ἔχομε ὅτι:

Εἰδική ἐσωτερική ἐνέργεια τοῦ ἀτμοῦ $u_g = 2489{,}7$ kJ/kg

Εἰδικός ὄγκος τοῦ ἀτμοῦ $υ_g = 2{,}731$ m³/kg

Ἀντικαθιστοῦμε τίς τιμές στήν ἐξίσωση (1):

$$h_g = 2489{,}7 + (60 \times 2{,}731) = 2653{,}6 \text{ kJ/kg}$$

Ἀπό τήν ἐξίσωση (2) παίρνομε τήν ὁλική ἐνθαλπία τοῦ ἀτμοῦ:

$$H = 20 \times 2653{,}6 = 53072 \text{ kJ}$$

Ἐδῶ παρατηροῦμε ὅτι ἡ h_g πού βρήκαμε πιό πάνω συμφωνεῖ μέ τήν τιμή πού δίνει ὁ Πίνακας Γ2 γιά p = 0,6 bar. Θά μπορούσαμε δηλαδή νά πάρομε τό h_g ἀπ' εὐθείας ἀπό τόν πίνακα, ἀλλά, γιά νά κατανοήσομε τίς διάφορες σχέσεις, προτιμήσαμε τήν πιό πάνω μέθοδο.

Παράδειγμα 2.

Ἕνας μικρός βοηθητικός λέβητας παράγει κεκορεσμένο ἀτμό πιέσεως 1,28 bar. Ποιά εἶναι ἡ ἐνθαλπία τοῦ ἀτμοῦ;

Λύση.

Ἐπειδή ὁ Πίνακας Γ2 δέν περιλαμβάνει τήν πίεση p = 1,28 bar, θά κάνομε γραμμική παρεμβολή, ὅπως δίνεται ἀπό τή Μαθηματική Ἀνάλυση, μεταξύ τῶν πιέσεων p = 1,20 bar καί p = 1,40 bar πού δίνονται στούς πίνακες. Ἔτσι γιά:

p = 1,20 bar ἔχομε $h_g = 2683{,}4$ kJ/kg

p = 1,40 bar ἔχομε $h_g = 2690{,}3$ kJ/kg

ὁπότε μέ τή γραμμική παρεμβολή ἔχομε ὅτι:

σέ p = 1,28 bar
$$h_g = \frac{1{,}28 - 1{,}20}{1{,}40 - 1{,}20} \times (2690{,}3 - 2683{,}4) + 2683{,}4 = 2686{,}2 \text{ kJ/kg}$$

Τονίζομε ὅτι στούς ἐνδιάμεσους ὑπολογισμούς δέν πρέπει νά διαγράφομε τά ψηφία μετά τήν ὑποδιαστολή, γιατί τό τελικό ἀποτέλεσμα θά ἔχει σημαντική διαφορά ἀπό τό σωστό.

Παράδειγμα 3.

Νά ὑπολογισθεῖ ἡ ἐνθαλπία, ὁ εἰδικός ὄγκος καί ἡ εἰδική ἐσωτερική ἐνέργεια ἀτμοῦ πιέσεως $p = 7$ bar καί βαθμοῦ ξηρότητας 50%.

Λύση.

Ἡ ἐνθαλπία μπορεῖ νά ὑπολογισθεῖ ἀπό τήν ἐξίσωση (5.2):

$$h = h_f + xh_{fg} \tag{1}$$

Ἀπό τόν Πίνακα Γ2 ἔχομε ὅτι γιά $p = 7$ bar

$$h_f = 697{,}1 \text{ kJ/kg} \quad \text{καί} \quad h_{fg} = 2064{,}9 \text{ kJ/kg},$$

ὁπότε ἀπό τήν ἐξίσωση (1): $h = 697{,}1 + (0{,}5 \times 2064{,}9) = 1729{,}6$ kJ/kg

Ὁ ὑπολογισμός ὅμως τοῦ εἰδικοῦ ὄγκου εἶναι λίγο διαφορετικός, γιατί δέν γνωρίζομε ἀπ' εὐθείας τό υ_{fg} ἀπό τούς πίνακες. Μποροῦμε ὅμως νά τό ὑπολογίσομε, ἀφοῦ ὅπως εἴπαμε προηγουμένως:

$$\upsilon_{fg} = \upsilon_g - \upsilon_f \tag{2}$$

ἀλλά, ἀπό τόν Πίνακα Γ2 γιά τήν ἴδια πίεση παίρνομε ὅτι:

$$\upsilon_g = 0{,}27268 \text{ m}^3\text{/kg} \quad \text{καί} \quad \upsilon_f = 0{,}00111 \text{ m}^3\text{/kg}$$

Ἀντικαθιστώντας στήν ἐξίσωση (2) ἔχομε:

$$\upsilon_{fg} = 0{,}27268 - 0{,}00111 = 0{,}27157 \text{ m}^3\text{/kg}$$

Γιά τόν εἰδικό ὄγκο ἔχομε ὅμοια ὅτι, ἐξίσωση (5.3):

$$\upsilon = \upsilon_f + x\upsilon_{fg} \tag{3}$$

ὁπότε $\upsilon = 0{,}00111 + (0{,}5 \times 0{,}27157) = 0{,}13690$ m³/kg

Μέ τόν ἴδιο τρόπο, ἐξίσωση (5.4), ὑπολογίζομε τήν ἐσωτερική ἐνέργεια τοῦ ἀτμοῦ, γιατί:

$$u = u_f + xu_{fg} \tag{4}$$

ἀλλά ἀπό τόν Πίνακα Γ2 ἔχομε ὅτι:

$$u_{fg} = u_g - u_f = 2571{,}1 - 696{,}3 = 1874{,}8 \text{ kJ/kg},$$

ὁπότε ἀπό τήν ἐξίσωση (4),

$$u = 696{,}3 + (0{,}5 \times 1874{,}8) = 1633{,}7 \text{ kJ/kg}$$

Ἐάν γνωρίζαμε μόνο τήν ἐνθαλπία καί τόν εἰδικό ὄγκο καί δέν εἴχαμε τούς πίνακες ἀτμοῦ, θά μπορούσαμε πάλι νά ὑπολογίσομε τήν ἐσωτερική ἐνέργεια, γιατί:

$$h = u + p\upsilon$$

Λύνομε ὡς πρός u καί παίρνομε:

$$u = h - p\upsilon \qquad (5)$$

ἀλλά . $h = 1729,6$ kJ/kg καί $\upsilon = 0,13690$ m³/kg

ὁπότε ἀπό τήν ἐξίσωση (5) βρίσκομε ὅτι:

$$u = 1729,6 - (\frac{7 \times 10^5}{1000} \times 0,13690) = 1633,8 \text{ kJ/kg}$$

5.6.3 Ὑπέρθερμος ἀτμός.

Ὁ Πίνακας Γ3 δίνει ὅλες τίς ἰδιότητες τοῦ ὑπέρθερμου ἀτμοῦ. Τά h καί υ περιέχονται στόν πίνακα αὐτό γιά διάφορες τιμές πιέσεως καί θερμοκρασίας. Ἐδῶ ἡ γραμμική παρεμβολή εἶναι ἀπαραίτητη, γιατί ὑπάρχουν πολλοί συνδυασμοί τῶν δύο αὐτῶν μεγεθῶν. Τά παραδείγματα πού ἀκολουθοῦν θά μᾶς βοηθήσουν στή χρησιμοποίηση τοῦ Πίνακα Γ3.

Παράδειγμα 1.

Ἕνας λέβητας, πού διαθέτει ὑπερθερμαντήρα, παράγει ἀτμό πιέσεως $1,5 \times 10^6$ N/m² μέ βαθμό ὑπερθερμάνσεως 76,7 K. Νά βρεθεῖ ἡ ἐνθαλπία, ὁ εἰδικός ὄγκος καί ἡ ἐσωτερική ἐνέργεια τοῦ ἀτμοῦ.

Λύση.

Ὅταν λέμε «βαθμό ὑπερθερμάνσεως» 76,7 K, ἐννοοῦμε ὅτι ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀτμοῦ εἶναι κατά 76,7 °C πάνω ἀπό τή θερμοκρασία τοῦ κεκορεσμένου ἀτμοῦ στήν ἀντίστοιχη πίεση.

Ἀπό τόν Πίνακα Γ3 βλέπομε ὅτι γιά $p = 15$ bar ἡ θερμοκρασία τοῦ κεκορεσμένου ἀτμοῦ ($x = 100\%$) εἶναι $t_g = 198,3$°C. Συνεπῶς ἡ θερμοκρασία t τοῦ παραγόμενου ὑπέρθερμου ἀτμοῦ εἶναι:

$$t = 198,3 + 76,7 = 275°C$$

Ἡ θερμοκρασία ὅμως αὐτή δέν περιέχεται στόν Πίνακα Γ3, ἄρα θά πρέπει νά πραγματοποιηθεῖ παρεμβολή, ὡς ἑξῆς:

σέ $p = 15$ bar, $t = 250$°C ἔχομε $h = 2923,5$ kJ/kg

σέ $p = 15$ bar, $t = 300$°C ἔχομε $h = 3038,9$ kJ/kg

Συνεπῶς σέ $p = 15$ bar καί $t = 275$°C, θά ἔχομε:

$$h = 2923,5 + \frac{275 - 250}{300 - 250} \times (3038,9 - 2923,5) = 2981,2 \text{ kJ/kg}$$

Όμοια, γιά τόν είδικό όγκο:

σέ $p = 15$ bar, $t = 250°C$ ἔχομε $\upsilon = 0{,}15199\ m^3/kg$

σέ $p = 15$ bar, $t = 300°C$ ἔχομε $\upsilon = 0{,}16970\ m^3/kg$

καί γιά $p = 15$ bar καί $t = 275°C$ ἔχομε ὅτι:

$$\upsilon = 0{,}15199 + \frac{275 - 250}{300 - 250} \times (0{,}16970 - 0{,}15199) = 0{,}16085\ m^3/kg$$

Ἡ εἰδική ἐσωτερική ἐνέργεια ὑπολογίζεται ὡς:

$$u = h - p\upsilon = 2981{,}2 - (\frac{1{,}5 \times 10^6}{1000} \times 0{,}16085) = 2739{.}9\ kJ/kg$$

Παράδειγμα 2.

Νά ὑπολογισθεῖ ἡ ἐνθαλπία ἀτμοῦ πιέσεως 16,8 bar καί θερμοκρασίας 429°C.

Λύση.

Πρῶτα βρίσκομε τίς τιμές τῆς ἐνθαλπίας h σέ θερμοκρασία $t = 429°C$ γιά $p = 15$ bar καί γιά $p = 20$ bar, μέ γραμμική παρεμβολή, ὅπως στό προηγούμενο παράδειγμα:

Γιά $t = 429°C$, $p = 15$ bar:

$$h = 3256{,}6 + \frac{429 - 400}{500 - 400} \times (3472{,}8 - 3256{,}6) = 3319{,}3\ kJ/kg$$

Γιά $t = 429°C$, $p = 20$ bar:

$$h = 3248{,}7 + \frac{429 - 400}{500 - 400} \times (3467{,}3 - 3248{,}7) = 3312{,}1\ kJ/kg$$

Κάνομε τώρα παρεμβολή μεταξύ τῶν τιμῶν τοῦ h σέ 15 bar καί 20 bar, γιά νά προσδιορίσομε τήν τιμή τοῦ h πού ἀντιστοιχεῖ σέ πίεση 16,8 bar, ὡς ἑξῆς:

Γιά $t = 429°C$, $p = 16{.}8$ bar:

$$h = 3319{,}3 - \frac{16{,}8 - 15}{20 - 15} \times (3319{,}3 - 3312{,}1) = 3316{,}7\ kJ/kg$$

Παρατήρηση.

Μέ τά προηγούμενα παραδείγματα δείξαμε τόν τρόπο μέ τόν ὁποῖο χρησιμοποιοῦμε τούς πίνακες ἀτμοῦ. Στό ἑπόμενο θά προσπαθήσομε νά δώσομε μέ μία πιό ὁλοκληρωμένη εἰκόνα τό πῶς ἀντιμετωπίζονται τά προβλήματα τοῦ προηγούμενου κεφαλαίου (πρῶτος θερμοδυναμικός νόμος) μέ τή βοήθεια τῶν πινάκων αὐτῶν.

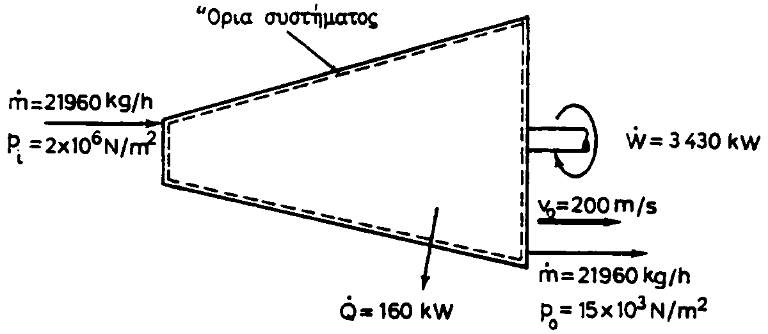
Παράδειγμα 3.

Ἀτμός μέ πίεση 2×10^6 N/m^2 καί θερμοκρασία 250°C εἰσέρχεται σέ ἕνα στρόβιλο μέ πολύ μικρή (ἀμελητέα) ταχύτητα. Ὁ ἀτμός ἐξέρχεται ἀπό τό στρόβιλο ὡς ὑγρός ἀτμός μέ πίεση 15×10^3 N/m^2 καί ταχύτητα 200 m/s. Ἡ ἀπώλεια τῆς θερμότητας ἀπό τό κέλυφος τοῦ στροβίλου πρός τό χῶρο τοῦ μηχανοστασίου εἶναι 160 kW. Ἡ ἰσχύς τοῦ στροβίλου εἶναι 3430 kW καί ἡ ροή τοῦ ἀτμοῦ 21.960 kg/h. Νά προσδιορισθεῖ ὁ βαθμός τῆς ξηρότητας τοῦ ἀτμοῦ στήν ἔξοδο τοῦ στροβίλου, ὅπως ἐπίσης καί ἡ διατομή τῆς ἐξόδου τοῦ στροβίλου.

Λύση.

Στό παράδειγμα 1 τῆς παραγράφου 4.5.2 τοῦ προηγούμενου κεφαλαίου μᾶς δίνονταν οἱ ἰδιότητες τοῦ ἀτμοῦ, ἐνῶ στό παράδειγμα αὐτό, πού εἶναι ὅμοιο, γνωρίζομε τόν τρόπο νά τίς προσδιορίσομε.

Ὅπως φαίνεται στό σχῆμα 5.6, ὁ στρόβιλος εἶναι ἕνα ἀνοικτό σύστημα ὅπου ἔχομε ροή ἀτμοῦ 21.960 kg/h.



Σχ. 5.6.
Σχηματική παράσταση ἀτμοστροβίλου.

Συνεπῶς μποροῦμε νά ἐφαρμόσομε τήν ἐξίσωση (4.15) ὅπου $v_i = 0$, $z_i = 0$ καί $z_0 = 0$. Ὁπότε ἔχομε:

$$\dot{Q} + \dot{m}\, h_i = \dot{m}\left(h + \frac{v^2}{2}\right)_0 + \dot{W} \qquad (1)$$

Στήν ἐξίσωση (1) γνωρίζομε, ἀπό τήν ἐκφώνηση τοῦ προβλήματος, ὅτι:

$\dot{Q} = -\,160$ kW· τό σημεῖο εἶναι ἀρνητικό γιατί ἔχομε ἀπώλεια θερμότητας, δηλαδή μεταφορά θερμότητας ***ἀπό*** τό σύστημα:

$$\dot{m} = 21.960 \text{ kg/h} = \frac{21.960}{3600} = 6{,}1 \text{ kg/s}$$

$$\frac{v_0^2}{2} = \frac{200^2}{2} = 20.000 \text{ m}^2/\text{s}^2$$

$$\text{καί} \qquad \dot{W} = 3430 \text{ kW}$$

Ἀπομένει νά ὑπολογίσομε τήν ἐνθαλπία τοῦ ἀτμοῦ στήν εἴσοδο καί τήν ἔξοδο τοῦ στροβίλου.

Ἡ ἐνθαλπία h_i βρίσκεται ἀπό τούς πίνακες ἀτμοῦ γιά $p = 2 \times 10^6$ N/m² ἤ 20 bar καί t = 250°C. Ἀπό τόν Πίνακα Γ2 βλέπομε ὅτι γιά p = 20 bar ἡ θερμοκρασία κεκορεσμένου ἀτμοῦ εἶναι $t_g = 212{,}37$°C, ἡ ὁποία εἶναι μικρότερη ἀπ' αὐτή τοῦ ἀτμοῦ (250°C). Ἄρα ὁ ἀτμός εἶναι ὑπέρθερμος, ὁπότε ἀπό τόν Πίνακα Γ3 γιά p = 20 bar καί t = 250°C παίρνομε ὅτι:

$$h_i = 2902{,}4 \text{ kJ/kg}$$

Ἡ ἐνθαλπία στήν ἔξοδο τοῦ στροβίλου προκύπτει ἀπό τήν ἐξίσωση (1), ὅπου μετά τήν ἀντικατάσταση τῶν τιμῶν ἔχομε:

$$-160 + (6{,}1 \times 2902{,}4) = 6{,}1\, h_0 + \frac{6{,}1 \times 20.000}{1000} + 3430$$

Λύνομε ὡς πρός h_0:

$$6{,}1\, h_0 = 17.704{,}64 - 160 - 3430 - 122 = 13.992{,}64$$

$$h_0 = \frac{13.992{,}64}{6{,}1} = 2293{,}88 \text{ kJ/kg}$$

Ἀφοῦ ὁ ἀτμός στήν ἔξοδο εἶναι ὑγρός, τότε, σύμφωνα μέ τήν ἐξίσωση (5.2), ἡ h_0 εἶναι ἴση μέ:

$$h_0 = h_f + x h_{fg} \tag{2}$$

ἀλλά στήν ἔξοδο τοῦ στροβίλου ἡ πίεση εἶναι $p = 15 \times 10^3$ N/m² ἤ 0,15 bar. Ὁπότε, ἀπό τόν Πίνακα Γ2 ἔχομε ὅτι:

$$h_f = 226 \text{ kJ/kg} \quad \text{καί} \quad h_{fg} = 2373{,}2 \text{ kJ/kg}$$

Τίς τιμές αὐτές καί τήν τιμή τῆς h_0 τίς ἀντικαθιστοῦμε στήν ἐξίσωση (2) καί λύνομε ὡς πρός τό βαθμό ξηρότητας x, τόν ὁποῖο ζητᾶμε νά βροῦμε. Ἔτσι:

$$2293{,}88 = 226 + x\, 2373{,}2$$

$$\text{ἤ} \qquad x = \frac{2293{,}88 - 226}{2373{,}2} = 0{,}871$$

Γιά νά βροῦμε τώρα τήν ἐπιφάνεια τῆς διατομῆς τῆς ἐξόδου τοῦ στροβίλου ἐφαρμόζομε τήν ἐξίσωση συνέχειας, ἐξίσωση (4.4), ὁπότε:

$$\dot{m} = \frac{A_0\, v_0}{\upsilon_0} \tag{3}$$

Ἀπό τήν ἐξίσωση (3) ζητᾶμε νά βροῦμε τό A_0 καί δέν γνωρίζομε τό υ_0. Αὐτό ὅμως προκύπτει ὅπως καί ὁ βαθμός ξηρότητας, δηλαδή:

$$\upsilon_0 = \upsilon_f + x\upsilon_{fg} \tag{4}$$

Ἀπό τόν Πίνακα Γ2 γιά p = 0,15 bar ἔχομε:

$$\upsilon_{fg} = \upsilon_g - \upsilon_f = 10{,}0221 - 0{,}001014 = 10{,}021086 \ m^3/kg,$$

ὁπότε ἀπό τήν ἐξίσωση (4):

$$\upsilon_0 = 0{,}001014 + (0{,}871 \times 10{,}021086) = 8{,}72938 \ m^3/kg$$

Ἀντικαθιστοῦμε τίς τιμές στήν ἐξίσωση (3) καί λύνομε ὡς πρός A_0:

$$A_0 = \dot{m}\frac{\upsilon_0}{V_0} = 6{,}1 \times \frac{8{,}72938}{200} = 0{,}266 \ m^2$$

Ἀπό τή λύση τοῦ προβλήματος αὐτοῦ βλέπομε ὅτι, ἐκτός ἀπό τήν ταχύτητα τοῦ ἀτμοῦ καί τίς θερμικές ἀπώλειες τοῦ στροβίλου, ὅλα τά ἄλλα στοιχεῖα μπορεῖ ἕνας μηχανικός νά τά βρεῖ μέ κάποιο τρόπο ἐπάνω σέ μία ἐγκατάσταση ἀτμοῦ. Ἔτσι, τήν πίεση καί τή θερμοκρασία τοῦ ἀτμοῦ τή βλέπομε ἐπάνω στά ὄργανα τοῦ πίνακα ἐλέγχου τῆς ἐγκαταστάσεως. Τήν παροχή ἐπίσης τοῦ ἀτμοῦ καί τήν ἰσχύ τοῦ στροβίλου μποροῦμε νά τή βροῦμε στά βιβλία τῶν κατασκευαστῶν τοῦ λέβητα καί τοῦ στροβίλου. Μέ τούς πίνακες ἀτμοῦ λοιπόν, μπορεῖ ἕνας μηχανικός νά κάνει τούς πιό πάνω ὑπολογισμούς πολύ εὔκολα. Ὡς πρός τήν ταχύτητα τοῦ ἀτμοῦ καί τίς θερμικές ἀπώλειες, ἐφόσον δέν εἶναι γνωστά, γιά τό πρῶτο μέρος τοῦ πιό πάνω προβλήματος μποροῦμε νά τά παραλείψομε, χωρίς σοβαρό πρακτικό ὑπολογιστικό λάθος, ὅπως εἴπαμε καί σέ προηγούμενο κεφάλαιο. Παρατηροῦμε ὅτι τό $\dot{Q}/\dot{W} = 0{,}047$ ἤ 4,7%, ὄχι σημαντικό ποσοστό πού νά μᾶς ἀπασχολήσει ὅταν μᾶς εἶναι ἄγνωστο τό $\dot{Q}$.

5.6.4 Ὑπόψυκτο νερό.

Γιά τόν ὑπολογισμό τῶν ἰδιοτήτων τοῦ ὑπόψυκτου νεροῦ δέν δίνομε πίνακες, γιατί δέν θά μᾶς ἀπασχολήσει ἰδιαίτερα αὐτή ἡ κατάσταση. Ἐάν ὅμως χρειασθεῖ νά ὑπολογίσομε τήν ἐνθαλπία h καί τήν ἐσωτερική ἐνέργεια u, τότε θά χρησιμοποιήσομε μέ ἀρκετή προσέγγιση τή σχέση:

$$h \simeq u \simeq 4{,}19 \ t \qquad (5.5)$$

ὅπου: h ἡ ἐνθαλπία σέ kJ/kg καί
t ἡ θερμοκρασία τοῦ νεροῦ σέ °C.

5.7 Πίνακες θερμοδυναμικῶν ἰδιοτήτων ἀμμωνίας καί Freon 12.

Στό Παράρτημα «Γ» ὑπάρχουν πίνακες θερμοδυναμικῶν ἰδιοτήτων γιά ἄλλες δύο οὐσίες: τήν ἀμμωνία (NH_3) καί τό Freon 12 (R12). Καί οἱ δύο χρησιμοποιοῦνται στίς ψυκτικές ἐγκαταστάσεις τῶν πλοίων, κυρίως τό Freon 12, ὅπως θά δοῦμε μέ λεπτομέρεια σέ ἄλλο κεφάλαιο. Ἐδῶ θά δώσομε μόνο παραδείγματα γιά τήν τεχνική χρησιμοποιήσεως τῶν πινάκων, ἄν καί δέν διαφέρει ἀπό τήν τεχνική πού ἀκολουθήσαμε στούς πίνακες ἀτμοῦ. Οἱ πιό πάνω Πίνακες εἶναι ὁ Γ4 γιά τήν ἀμμωνία καί ὁ Γ5 γιά τό Freon 12.

Παράδειγμα 1.

Μέσα σέ ἕνα δοχεῖο, πού ἔχει ὄγκο 0,11 m^3, ὑπάρχει ἀμμωνία σέ πίεση

3,0 bar καί κατάσταση κορεσμοῦ. Νά ὑπολογισθεῖ ἡ μάζα τῆς ἀμμωνίας.

Λύση.

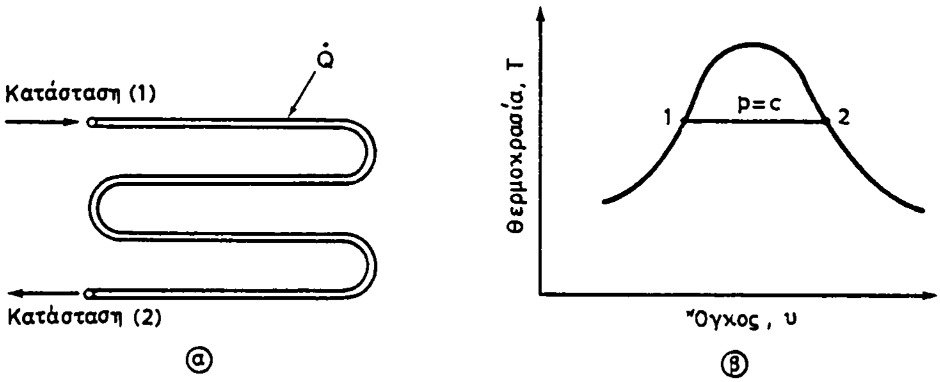
Γιά νά βροῦμε τή μάζα ἀρκεῖ νά ξέρομε τόν εἰδικό ὄγκο τῆς ἀμμωνίας. Ἀπό τόν Πίνακα Γ4 γιά πίεση 3 bar ἔχομε:

$$\upsilon = 0{,}418 \text{ m}^3/\text{kg}$$

Ἄρα ἡ μάζα εἶναι: $m = \dfrac{V}{\upsilon} = \dfrac{0{,}11}{0{,}418} = 0{,}263$ kg

Παράδειγμα 2.

Ὁ ἐξατμιστήρας εἶναι μιά μονάδα τῆς ψυκτικῆς ἐγκαταστάσεως ἑνός πλοίου, ὅπου τό ψυκτικό μέσο ἀφαιρεῖ ὑπό σταθερή πίεση τή θερμότητα ἀπό τούς ψυκτικούς θαλάμους. Στό σχῆμα 5.7 φαίνεται σχηματικά ὁ ἐξατμιστήρας καί ἡ θερμοδυναμική διεργασία πού ἀκολουθεῖ τό ψυκτικό μέσο. Ἡ ροή τοῦ ψυκτικοῦ μέσου, πού εἰσέρχεται στόν ἐξατμιστήρα ὡς ὑγρό μέ πίεση 1,5 bar καί ἐξέρχεται ὡς κεκορεσμένος ἀτμός μέ τήν ἴδια πίεση εἶναι 23 kg/h. Τό ψυκτικό μέσο εἶναι Freon 12. Νά προσδιοριστεῖ ἡ θερμότητα πού ἀφαιρεῖ τό ψυκτικό ἀπό τούς ψυκτικούς χώρους.



Σχ. 5.7.
α) Σχηματική διάταξη ἐξατμιστήρα. β) Διάγραμμα T - υ.

Λύση.

Τό σύστημά μας εἶναι ἀνοικτό καί ἑπομένως ἐφαρμόζομε τήν ἐξίσωση (4.15), ὅπου εἶναι προφανές ὅτι $\dot{W} = 0$.

Ἡ πίεση παραμένει σταθερή σέ ὅλη τή διεργασία κατά τήν ὁποία τό ὑγρό Freon μετατρέπεται σέ κεκορεσμένο ἀτμό. Ἀπό τόν Πίνακα Γ5 γιά πίεση p = 1,5 bar βρίσκομε ὅτι:

Γιά τό κεκορεσμένο ὑγρό $h_f = 400$ kJ/kg
Γιά τόν κεκορεσμένο ἀτμό $h_g = 564$ kJ/kg

ὁπότε ἔχομε:

$$\dot{Q} = \dot{m}\,(h_g - h_f) = \frac{23}{3600}(564 - 400) = 1{,}05 \text{ kW}$$

5.8 Ἀσκήσεις.

1. Μέ τή βοήθεια τῶν πινάκων ἀτμοῦ νά βρεθεῖ ἡ τιμή καί οἱ μονάδες τῶν κάτω μεγεθῶν:
   α) Ὁ εἰδικός ὄγκος τοῦ κεκορεσμένου νεροῦ σέ πίεση $6{,}0 \times 10^3$ N/m².
   β) Ὁ εἰδικός ὄγκος τοῦ κεκορεσμένου ἀτμοῦ σέ θερμοκρασία 200°C.
   γ) Ἡ θερμοκρασία τοῦ κεκορεσμένου νεροῦ σέ πίεση $1{,}01325 \times 10^5$ N/m².
   δ) Ἡ θερμοκρασία τοῦ κεκορεσμένου ἀτμοῦ σέ πίεση $1{,}01325 \times 10^5$ N/m².
   ε) Ἡ ἐνθαλπία ἀτμοποιήσεως σέ πίεση 6,3 bar.
   στ) Ἡ θερμοκρασία ὑγροῦ ἀτμοῦ, ξηρότητας 0,9, σέ πίεση 1,01325 bar.
   ζ) Ἡ ἐσωτερική ἐνέργεια κεκορεσμένου νεροῦ σέ πίεση $3{,}75 \times 10^6$ N/m².
   η) Εἰδικός ὄγκος, ἐνθαλπία καί ἐσωτερική ἐνέργεια ἀτμοῦ σέ πίεση 4 bar καί θερμοκρασία 400°C.
   θ) Θερμοκρασία καί εἰδικός δγκος ἀτμοῦ σέ πίεση $7{,}0 \times 10^6$ N/m² καί ἐνθαλπία $2903{,}0 \times 10^3$ J/kg.
   ι) Πίεση καί ἐσωτερική ἐνέργεια ἀτμοῦ σέ θερμοκρασία 350°C καί εἰδικό ὄγκο 0,30 m³/kg.

(*Ἀπ:* ε) 2079,0 kJ/kg, στ) 100°C, η) 0,77250 m³/kg, 3273,6 kJ/kg, 2964,6 kJ/kg, θ) 317,7°C, 0,031506 m³/kg, ι) 945 kN/m², 2876,1 kJ/kg)

2. Ἕνα δοχεῖο πού ἔχει ὄγκο 0,04 m³ περιέχει μίγμα ἀτμοῦ καί νεροῦ σέ θερμοκρασία 240°C. Ἡ μάζα τοῦ νεροῦ εἶναι 8 kg. Νά βρεθεῖ ἡ πίεση, ἡ μάζα, ὁ εἰδικός ὄγκος, ἡ ἐνθαλπία καί ἡ ἐσωτερική ἐνέργεια τοῦ μίγματος.

(*Ἀπ.:* 3347,8 kN/m², 8,506 kg, 0,0047 m³/kg, 9317,9 kJ, 9583,0 kJ)

3. Ἕνα κυλινδρικό δοχεῖο περιέχει 0,1 m³ ὑγροῦ ἀτμοῦ σέ θερμοκρασία 160°C. Ὁ βαθμός ξηρότητας εἶναι 0,94. Ζητεῖται ἡ μάζα, ἡ ἐνθαλπία καί ἡ ἐσωτερική ἐνέργεια τοῦ ἀτμοῦ.

(*Ἀπ.:* 0,347 kg, 912 kJ, 851 kJ)

4. Ἕνα σύστημα πού ἔχει ὄγκο 0,58 m³ περιέχει 1 kg ἀτμοῦ σέ πίεση 3 bar. Νά βρεθεῖ ὁ εἰδικός ὄγκος, ἡ θερμοκρασία, ὁ βαθμός ξηρότητας, ἡ ἐσωτερική ἐνέργεια καί ἡ ἐνθαλπία τοῦ ἀτμοῦ.

(*Ἀπ.:* 0,58 m³/kg, 133,54°C, 0,958, 2459,3 kJ/kg, 2633,3 kJ/kg)

5. Ἕνα χιλιόγραμμο ἀτμοῦ πιέσεως 10 bar καί θερμοκρασίας 250°C περιέχεται μέσα σέ ἕνα κύλινδρο, κλεισμένο ἀπό ἕνα ἔμβολο. Ὁ ἀτμός συμπιέζεται ἀπό τό ἔμβολο μέχρις ὅτου ἡ πίεση γίνει $2{,}0 \times 10^6$ N/m². Τό ἔργο πού λαμβάνεται στόν ἀτμό εἶναι 610 kNm καί ἡ θερμότητα πού ἀπορροφᾶται ἀπό αὐτόν 890 kJ. Ζητεῖται ἡ τελική θερμοκρασία τοῦ ἀτμοῦ, ἄν ὁ ἀτμός εἶναι ὑπέρθερμος, ἤ ὁ βαθμός ξηρότητας, ἄν ὁ ἀτμός εἶναι ὑγρός.

(*Ἀπ.:* 0,901)

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΕΚΤΟ

ΙΔΑΝΙΚΟ ΑΕΡΙΟ – ΔΙΕΡΓΑΣΙΕΣ

6.1 Γενικά.

Μέχρι τώρα μιλήσαμε γιά τήν ἐφαρμογή τοῦ Πρώτου Θερμοδυναμικοῦ Νόμου σέ συστήματα ὅπου τό ἐργαζόμενο μέσο εἶναι καθαρή οὐσία καί ἐξετάσαμε μία ἀπό τίς πιό χαρακτηριστικές καθαρές οὐσίες, τό νερό, σέ δύο κυρίως φάσεις, ὡς ὑγρό καί ὡς ἀτμό.

Σ' αὐτό τό κεφάλαιο θά ἀσχοληθοῦμε μέ ἕνα ἄλλο ἐργαζόμενο μέσο, τό ἀέριο, τό ὁποῖο θεωρεῖται ἐπίσης καθαρή οὐσία καί τό ὁποῖο ἔχει ὁρισμένα χαρακτηριστικά γνωρίσματα (ἰδιότητες κλπ.). Τά γνωρίσματα αὐτά μποροῦν νά παρασταθοῦν μέ ἁπλές ἀλγεβρικές ἐξισώσεις, οἱ ὁποῖες στή Φυσική ὀνομάζονται ***νόμοι τῶν ἀερίων*** καί μᾶς βοηθοῦν νά μελετήσομε τή συμπεριφορά πολλῶν φυσικῶν ἀερίων μέ ἁπλό, γρήγορο καί σχετικά ἀκριβή τρόπο. Βέβαια, γιά τά πραγματικά ἀέρια πού συναντοῦμε στήν πράξη, οἱ ἐξισώσεις αὐτές εἶναι προσεγγιστικές, ἀλλά ἱκανοποιοῦν ἀρκετά πρακτικούς σκοπούς. Τά ἀέρια πού ἀκολουθοῦν τούς νόμους αὐτούς τά ὀνομάζομε ***τέλεια*** ἤ ***ἰδανικά ἀέρια*** καί τίς ἐξισώσεις τους ***νόμους*** ἤ ***ἐξισώσεις τῶν τελείων ἀερίων***.

Τό κυριότερο ἀπό τά ἀέρια αὐτά εἶναι ὁ ἀτμοσφαιρικός ἀέρας, τόν ὁποῖο θά συναντήσομε πολύ συχνά κατά τήν ἐξέταση τῆς λειτουργίας τῶν μηχανῶν ἐσωτερικῆς καύσεως, τῶν ἀεροσυμπιεστῶν κλπ. σέ πιό κάτω κεφάλαια.

6.2 Νόμος τοῦ Boyle.

Ὁ R. Boyle ἀνακάλυψε μετά ἀπό σειρά πειραμάτων στά 1662 ὅτι, ὅταν ἕνα ἀέριο συμπιέζεται ἤ ἐκτονώνεται μέ σταθερή θερμοκρασία, τότε μεταξύ τῆς πιέσεως καί τοῦ εἰδικοῦ ὄγκου ὑπάρχει ἡ σχέση:

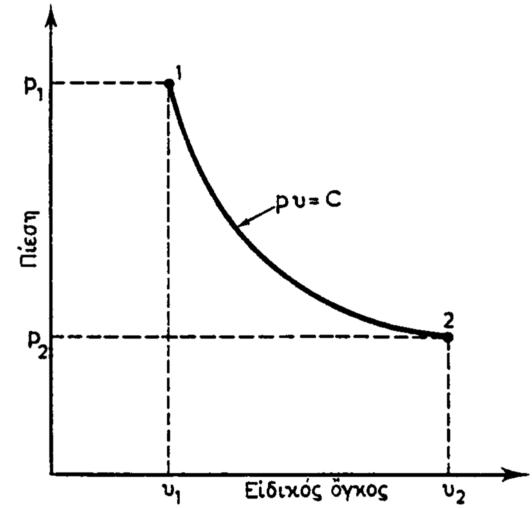
$$p\upsilon = \text{σταθερά} = C \tag{6.1}$$

Ἡ πιό πάνω διεργασία τῆς συμπιέσεως ἤ ἐκτονώσεως μπορεῖ νά παρασταθεῖ γραφικά στό διάγραμμα p-υ μέ τήν καμπύλη πού ἑνώνει τά δύο σημεῖα 1 καί 2, ὅπως φαίνεται στό σχῆμα 6.2.

Ἀπό τήν ἐξίσωση (6.1) ἔχομε ἐπίσης ὅτι:

$$p_1\upsilon_1 = p_2\upsilon_2 = \text{σταθ.} \tag{6.1α}$$

Ἡ ἐξίσωση (6.1), πού, πρός τιμή τοῦ Robert Boyle, ὀνομάζεται ***νόμος τοῦ***



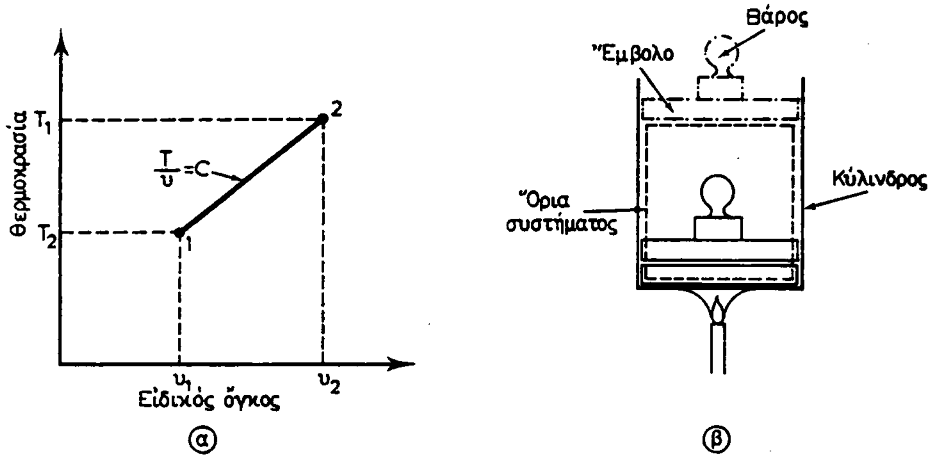
Σχ. 6.2.
Διεργασία μέ σταθερή θερμοκρασία.

Boyle, θεωρητικά εἶναι προσεγγιστική, γιά πρακτικούς ὅμως σκοπούς τή θεωροῦμε ἀκριβή.

6.3 Νόμος τοῦ Charles.

Ὁ J.A. Charles ἀνακάλυψε στά 1787 ὅτι ὁ εἰδικός ὄγκος ἑνός ἀερίου, σέ σταθερή πίεση, αὐξάνει περίπου γραμμικά μέ τή θερμοκρασία. Μέ σύμβολα, αὐτή ἡ σχέση γράφεται ὡς:

$$\frac{T}{\upsilon} = \text{σταθ.} = C \qquad (6.2)$$



Σχ. 6.3.
Διεργασία μέ σταθερή πίεση.

Ἐάν πάρομε ἕνα σύστημα ἐμβόλου-κυλίνδρου πού περιέχει ἀέριο καί τό θερμάνομε [σχ. 6.3(β)], τότε ὁ ὄγκος καί ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀερίου θά αὐξηθοῦν. Μέ τή βοήθεια ὅμως ἑνός βάρους ἐπάνω στό ἔμβολο μποροῦμε, σύμφωνα μέ τίς ἀρχές τῆς Ὑδροστατικῆς, νά διατηρήσομε τήν πίεση σταθερή σέ ὅλη τή διάρκεια τῆς μεταβολῆς τοῦ ὄγκου καί τῆς θερμοκρασίας. Ἡ διεργασία αὐτή ὀνομάζεται ***διεργασία σταθερῆς πιέσεως*** καί φαίνεται διαγραμματικά καί παραστατικά στό σχῆμα 6.3.

Σύμφωνα μέ τή σχέση (6.2) ἔχομε ὅτι:

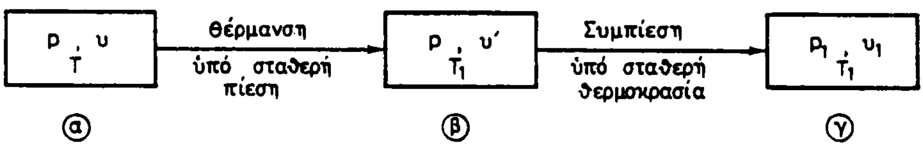
$$\frac{T_1}{\upsilon_1} = \frac{T_2}{\upsilon_2} = C \tag{6.2α}$$

6.4 Καταστατική ἐξίσωση τέλειου ἀερίου.

Ἀπό τό συνδυασμό τῶν δύο νόμων πού ἀναφέραμε πιό πάνω, προκύπτει μέ ἁπλούς συλλογισμούς, μιά γενικότερη ἐξίσωση γιά ἕνα τέλειο ἀέριο.

Ἄς εἶναι p ἡ πίεση καί υ ὁ εἰδικός ὄγκος ἑνός ἀερίου σέ θερμοκρασία T [σχ. 6.4α(α)]. Θερμαίνομε τό ἀέριο ὑπό σταθερή πίεση p, σέ θερμοκρασία T_1 [σχ. 6.4α(β)]. Ὁ ὄγκος του θά αὐξηθεῖ σέ υ΄, καί κατά τό νόμο τοῦ Charles, ἐξίσωση (6.2α), θά ἔχομε:

$$\upsilon' = \upsilon\frac{T_1}{T} \tag{6.3}$$



Σχ. 6.4α.
Σχηματική παράσταση διεργασιῶν γιά τήν ἀπόδειξη τῆς καταστατικῆς ἐξισώσεως τῶν τελείων ἀερίων.

Συμπιέζομε τώρα τό ἀέριο, ὑπό σταθερή θερμοκρασία T_1, ὁπότε ἡ πίεσή του θά αὐξηθεῖ στήν τιμή p_1 καί ὁ εἰδικός ὄγκος του θά μειωθεῖ σέ υ_1 [σχ. 6.4α(γ)]. Κατά τό νόμο τοῦ Boyle, ἐξίσωση (6.1α), θά ἔχομε:

$$p\upsilon' = p_1\upsilon_1 \tag{6.4}$$

Συνδυάζοντας τίς ἐξισώσεις (6.3) καί (6.4) παίρνομε:

$$\frac{p\upsilon}{T} = \frac{p_1\upsilon_1}{T_1}$$

Ἄρα ἡ τιμή τοῦ παράγοντα: pυ/T εἶναι σταθερή καί κατά συνέπεια μποροῦμε γενικά νά γράψομε τήν ἐξίσωση:

$$p\upsilon = RT \tag{6.5}$$

ὅπου: p ἡ ἀπόλυτη πίεση σέ N/m^2,

υ ὁ εἰδικός ὄγκος σέ m^3/kg,

T ἡ ἀπόλυτη θερμοκρασία σέ K,

R ἡ σταθερά τοῦ ἀερίου σέ J/kgK.

Ἐάν στήν ἐξίσωση (6.5) ἀντικαταστήσομε τόν εἰδικό ὄγκο, μέ τόν ὁλικό ὄγκο τοῦ ἀερίου, προκύπτει:

$$pV = mRT \tag{6.6}$$

ὅπου: V ὁ ὁλικός ὄγκος σέ m^3 καί

m ἡ μάζα σέ kg.

Οἱ ἐξισώσεις (6.5) καί (6.6) εἶναι γνωστές ὡς νόμος τοῦ ***τέλειου ἀερίου*** καί τά ἀέρια στά ὁποῖα ἐφαρμόζεται ὀνομάζονται ***τέλεια ἀέρια.*** Ἡ ἐξίσωση (6.6) εἶναι ἐπίσης γνωστή ὡς ***χαρακτηριστική ἐξίσωση*** τῆς καταστάσεως τοῦ τέλειου ἀερίου καί προσδιορίζει, ὅπως εἶναι φανερό, τή σχέση πού συνδέει τήν πίεση, τόν ὄγκο καί τή θερμοκρασία ἑνός ἀερίου μάζας m. Ἡ τιμή τῆς σταθερᾶς R ἐξαρτάται ἀπό το εἶδος τοῦ ἀερίου καί δίνεται στόν Πίνακα Γ6 τοῦ Παραρτήματος «Γ» γιά διάφορα ἀέρια.

Ὡς ***μοριακή μάζα*** (M) μιᾶς οὐσίας ὁρίζεται:

$$M = \frac{\text{μάζα ἑνός μορίου τῆς οὐσίας}}{\frac{1}{12} \times (\text{μάζα ἑνός ἀτόμου C-12})} \tag{6.6α}$$

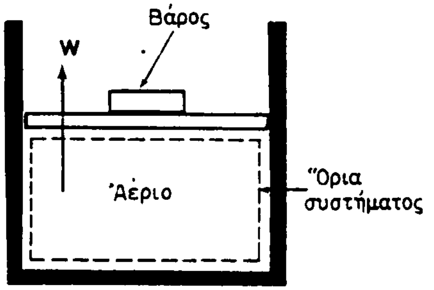
Ἡ ποσότητα M, πού ὁρίζεται ἀπό τήν παραπάνω ἐξίσωση, παλαιότερα ὀνομαζόταν καί ***μοριακό βάρος*** τῆς οὐσίας. Μετά τόν ὁρισμό τῆς μοριακῆς μάζας, μποροῦμε νά ἀναφέρομε καί μιά ἄλλη μονάδα μετρήσεως μάζας πού συχνά θά χρησιμοποιήσομε στή συνέχεια:

Ἕνα ***γραμμομόριο*** (mol) μιᾶς οὐσίας εἶναι ποσότητα μάζας ἴσης πρός τή μοριακή μάζα τῆς οὐσίας ἐκπεφρασμένη σέ γραμμάρια μάζας. Ἀντίστοιχα δίνεται καί ὁ ὁρισμός τοῦ χιλιογραμμομορίου (kmol), πού ἀποτελεῖ ποσότητα μάζας τῆς οὐσίας ἴσης πρός τή μοριακή μάζα τῆς οὐσίας ἐκπεφρασμένη σέ χιλιόγραμμα μάζας.

Κατά τό νόμο τοῦ ***Avogadro*** ὁ ἀριθμός τῶν μορίων πού ὑπάρχει σέ ἕνα γραμμομόριο ἑνός τελείου ἀερίου εἶναι σταθερός καί ἴσος πρός $6{,}023 \times 10^{23}$ μόρια. Ἀφ' ἑτέρου ἴσοι ὄγκοι δύο ἤ περισσοτέρων τελείων ἀερίων εὑρισκομένων στίς ἴδιες συνθῆκες θερμοκρασίας καί πιέσεως ἔχουν τόν ἴδιο ἀριθμό μορίων. Συνεπῶς, κάτω ἀπό τις ἴδιες συνθῆκες θερμοκρασίας καί πιέσεως ἕνα γραμμομόριο ὁποιουδήποτε τελείου ἀερίου, καταλαμβάνει τόν ἴδιο ὄγκο. Ὁ ὄγκος αὐτός ἔχει προκύψει ἀπό μετρήσεις σέ πίεση 1 atm καί θερμοκρασία 0°C ἴσος πρός 22,416 lt. Ἀποδεικνύεται ὅτι τό γινόμενο τῆς μοριακῆς μάζας M ἑνός ἀερίου ἐπί τή σταθερά τοῦ R εἶναι ἕνας σταθερός ἀριθμός $\overline{R}$ γιά ὅλα τά ἀέρια καί λέγεται ***διεθνής σταθερά τῶν ἀερίων.*** Ἡ τιμή αὐτοῦ τοῦ ἀριθμοῦ εἶναι:

$$\overline{R} = MR = 8{,}3143 \text{ kJ/kmol K} \tag{6.7}$$

ὅπου kmol τό μοριακό βάρος πού ἐκφράζεται σέ χιλιόγραμμα μάζας.



Σχ. 6.4β.
Έκτόνωση άερίου.

Παρατήρηση.

Στόν πίνακα Γ6 τοῦ Παραρτήματος «Γ» δίνεται ἡ μοριακή μάζα καί ἡ σταθερά R τοῦ ἀέρα, ὁ ὁποῖος δέν εἶναι βέβαια τέλειο ἀέριο ἀλλά ὅμως ἀποτελεῖ μίγμα τελείων ἀερίων (N_2, O_2 κλπ.). Ὅμως, ὅπως θά ἀποδείξομε ἀργότερα στό κεφάλαιο 13, τά ἀντίστοιχα μεγέθη μποροῦν ἐπίσης νά ὁρισθοῦν καί γιά μίγματα τελείων ἀερίων.

Παράδειγμα 1.

Μέσα στόν κύλινδρο τοῦ σχήματος 6.4β ὑπάρχει ἀέρας μάζας 2 kg ὁ ὁποῖος ἐκτονώνεται μέ σταθερή πίεση ἀπό θερμοκρασία 4°C καί πίεση 20 bar σέ θερμοκρασία 200°C.

Ζητεῖται τό ἔργο πού δίνει ὁ ἀέρας στό ἔμβολο.

Λύση.

Ἡ ἐκτόνωση τοῦ ἀερίου μέσα στό κλειστό σύστημα τοῦ σχήματος 6.4β εἶναι μία διεργασία σταθερῆς πιέσεως. Γνωρίζομε ὅτι τό ἔργο ἑνός τέτοιου συστήματος δίνεται ἀπό τήν ἐξίσωση (3.5):

$$W = \int_1^2 pdV \tag{1}$$

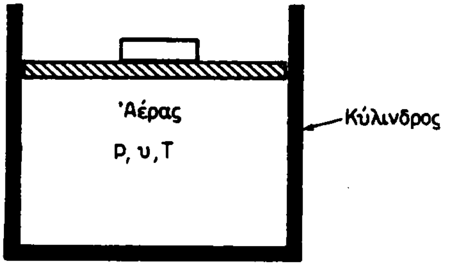
Ἀφοῦ p = σταθερή, τότε ἡ ἐξίσωση (1) γίνεται:

$$W = p \int_1^2 dV = p\,(V_2 - V_1) \tag{2}$$

Στήν ἐξίσωση αὐτή γνωρίζομε μόνο ὅτι p = 20 bar ἤ 20×10^5 N/m². Οἱ ὄγκοι V_1 καί V_2 μᾶς εἶναι ἄγνωστοι ἀλλά μποροῦμε νά τούς ὑπολογίσομε ἀπό τήν ἐξίσωση (6.5):

$$\upsilon_1 = \frac{RT_1}{p_1} \quad \text{ἤ} \quad V_1 = \frac{mRT_1}{p_1} \tag{3}$$

$$\upsilon_2 = \frac{RT_2}{p_2}\,, \quad \text{ἐπειδή ὅμως } p_1 = p_2, \quad V_2 = \frac{m\,R\,T_2}{p_1} \tag{4}$$



Σχ. 6.4γ.
Διάταξη ἐμβόλου - κυλίνδρου
(κλειστό σύστημα).

Ἔχομε ὅτι: $m = 2$ kg, $R = 0{,}287$ kJ/kgK ἀπό τόν Πίνακα Γ6,

$$T_1 = 273 + 4 = 277 \text{ K}, \quad T_2 = 273 + 200 = 473 \text{ K}$$

Ἀντικαθιστοῦμε τίς τιμές αὐτές στίς ἐξισώσεις (3) καί (4) καί παίρνομε:

$$V_1 = \frac{2 \times 0{,}287 \times 10^3 \times 277}{20 \times 10^5} = 7{,}95 \times 10^{-2} \text{ m}^3$$

$$V_2 = \frac{2 \times 0{,}287 \times 10^3 \times 473}{20 \times 10^5} = 13{,}58 \times 10^{-2} \text{ m}^3$$

Μέ τίς τιμές τοῦ V_1 καί V_2, ἀπό τήν ἐξίσωση (2) ἔχομε τό ἔργο τοῦ ἐμβόλου.

$$W = 20 \times 10^5 \times (13{,}58 - 7{,}95) \times 10^{-2} = 112{,}6 \text{ kJ}$$

Τό ἔργο εἶναι θετικό γιατί κατευθύνεται ***ἀπό*** τό σύστημα ***πρός*** τό περιβάλλον.

Παράδειγμα 2.

Ὁ ἀέρας θεωρεῖται τέλειο ἀέριο πού ἔχει σταθερά $R = 0{,}287$ kJ/kgK. Ἐάν μέσα στόν κύλινδρο τοῦ σχήματος 6.4γ ὑπάρχει ἀέρας μέ θερμοκρασία 80°C καί ὄγκο 2 m³, ζητεῖται νά βρεθεῖ ἡ πίεση τοῦ ἀέρα, ἐάν ἡ μάζα του εἶναι 20 kg.

Λύση.

Γιά νά ὑπολογίσομε τήν πίεση τοῦ ἀέρα ἐφαρμόζομε τήν ἐξίσωση (6.6), προσέχοντας νά χρησιμοποιοῦμε μονάδες τοῦ ἴδιου συστήματος μονάδων:

$t = 80$°C, ὁπότε ἡ ἀπόλυτη θερμοκρασία T εἶναι:

$$T = 80 + 273 = 353 \text{ K}$$

Ἀντικαθιστοῦμε τίς τιμές στήν ἐξίσωση (6.5) καί παίρνομε:

$$p = \frac{20 \times 0{,}287 \times 353}{2} = 1013 \text{ kN/m}^2 \quad \text{ἤ} \quad 10{,}13 \text{ bar}$$

Ἄν ἡ πίεση τοῦ ἀέρα ἦταν 16 bar καί ἡ θερμοκρασία ἄγνωστη, τότε, γιά νά τήν ὑπολογίζαμε θά λύναμε τήν ἐξίσωση (6.6) ὡς πρός T καί θά εἴχαμε:

$$T = \frac{pV}{mR} = \frac{16 \times 10^2 \times 2}{20 \times 0{,}287} = 557{,}5 \text{ K}$$

ὁπότε ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀέρα σέ βαθμούς Κελσίου θά ἦταν:

$$t = T - 273 = 557{,}5 - 273 = 284{,}5°C$$

Παρατήρηση.

Ἐδῶ σημειώνομε ὅτι ὁ πιό πάνω νόμος τοῦ τέλειου ἀερίου δέν ἐφαρμόζεται, ὅταν ἔχομε ἀέρια μέ μεγάλη πυκνότητα. Γι' αὐτό, ὁ νόμος αὐτός ἔχει βελτιωθεῖ ὥστε νά καλύψει καί αὐτές τίς περιπτώσεις. Δέν θά ἐπεκταθοῦμε ὅμως σ' αὐτό τό θέμα, γιατί δέν θά ἀσχοληθοῦμε μέ τέτοια ἀέρια. Ἄλλωστε τά ἀέρια πού συναντᾶ κανείς στήν πράξη ὑπακούουν μέ μεγάλη προσέγγιση στό νόμο αὐτό, ὅπως τόν δώσαμε στίς ἐξισώσεις (6.5) καί (6.6).

6.5 Εἰδική θερμότητα.

Ὁ ὅρος ***εἰδική θερμότητα*** ἤ ***θερμοχωρητικότητα*** μᾶς εἶναι γνωστός ἀπό τή Φυσική, ὅπου ὁρίζεται ὅτι: «Ἡ εἰδική θερμότητα ἑνός σώματος εἶναι τό ποσό τῆς θερμότητας πού ἀπαιτεῖται νά δοθεῖ στή μονάδα μάζας τοῦ σώματος γιά νά ἀνέλθει ἡ θερμοκρασία του κατά ἕνα βαθμό».

Στά ἀέρια διακρίνομε δύο εἴδη εἰδικῆς θερμότητας, ἀνάλογα μέ τή διεργασία κατά τήν ὁποία προσδίδεται ἡ θερμότητα στό ἀέριο: τήν εἰδική θερμότητα μέ σταθερή πίεση, πού τή συμβολίζομε μέ τό δείκτη p, c_p, καί τήν εἰδική θερμότητα μέ σταθερό ὄγκο πού τή συμβολίζομε μέ τό δείκτη υ, $c_υ$. Ἡ διαφορά μεταξύ c_p καί $c_υ$ ὀφείλεται στόν τρόπο θερμάνσεως τοῦ ἀερίου, ἐάν δηλαδή τό ἀέριο θερμαίνεται μέ σταθερή πίεση ἤ σταθερό ὄγκο ἀντίστοιχα. Ἡ εἰδική θερμότητα τῶν ἀερίων μεταβάλλεται ἀνάλογα πρός τή θερμοκρασία· ὅμως γιά πρακτικά προβλήματα μπορεῖ νά θεωρηθεῖ σταθερή. Τιμές τῆς εἰδικῆς θερμότητας c_p καί $c_υ$ γιά διάφορα ἀέρια δίνονται στόν Πίνακα Γ6 τοῦ Παραρτήματος «Γ». Στό σύστημα SI ἡ εἰδική θερμότητα ἐκφράζεται σέ J/kgK.

Γιά τά στερεά ἤ ὑγρά σώματα πού δέν εἶναι συμπιεστά, ὑπάρχει μία μόνο εἰδική θερμότητα, πού τή θεωροῦμε κατά προσέγγιση ὡς σταθερή. Ἡ εἰδική θερμότητα τοῦ νεροῦ π.χ. εἶναι ἴση μέ 4,186 kJ/kgK, ὅπως τή δώσαμε περιγραφικά στό παράδειγμα 3 τῆς παραγράφου 4.5.2.

Ὡς πρός τόν ὁρισμό τῆς εἰδικῆς θερμότητας πού δώσαμε προηγουμένως παρατηροῦμε ὅτι ὁ ὁρισμός αὐτός δέν εἶναι ἀπόλυτα ἀκριβής. Κι αὐτό γιατί ἡ ἄνοδος τῆς θερμοκρασίας ἑνός σώματος μπορεῖ νά ἐπιτευχθεῖ ὄχι μόνο μέ τή μεταφορά θερμότητας, ἀλλά καί μέ τήν παραγωγή ἔργου πρός τό σῶμα. Ἔτσι στή θερμοδυναμική, τά δύο εἴδη τῆς εἰδικῆς θερμότητας γιά τέλεια ἀέρια τά ὁρίζομε ὡς ἑξῆς:

Ἡ εἰδική θερμότητα μέ σταθερή πίεση c_p εἶναι ἡ μεταβολή τῆς εἰδικῆς ἐνθαλπίας τοῦ ἀερίου σέ συνάρτηση μέ τή θερμοκρασία, ὅταν ἡ πίεση παραμένει σταθερή.

Μέ σύμβολα, αὐτό γράφεται ὡς:

$$c_p = \frac{dh}{dt} \qquad ἤ \qquad c_p = \frac{h_2 - h_1}{t_2 - t_1} \qquad (6.8)$$

ὅπου: h_1, h_2 ἡ εἰδική ἐνθαλπία τοῦ ἀερίου στήν ἀρχή καί στό τέλος τῆς διεργασίας μέ σταθερή πίεση σέ J/kg καί

t_1, t_2 ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀερίου στήν ἀρχή καί τό τέλος τῆς διεργασίας σέ °C.

Ἡ εἰδική θερμότητα μέ σταθερό ὄγκο $c_υ$ εἶναι ἡ μεταβολή τῆς εἰδικῆς ἐσωτερικῆς ἐνέργειας τοῦ ἀερίου σέ συνάρτηση μέ τή θερμοκρασία, ὅταν ὁ ὄγκος παραμένει σταθερός.

Μέ σύμβολα, αὐτό γράφεται ὡς:

$$c_υ = \frac{du}{dt} \qquad ἤ \qquad c_υ = \frac{u_2 - u_1}{t_2 - t_1} \qquad (6.9)$$

ὅπου: u_1, u_2 ἡ εἰδική ἐσωτερική ἐνέργεια τοῦ ἀερίου στήν ἀρχή καί στό τέλος τῆς διεργασίας μέ σταθερό ὄγκο σέ J/kg καί

t_1, t_2 ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀερίου στήν ἀρχή καί τό τέλος τῆς διεργασίας σέ °C.

Ἀπό τήν ἐξίσωση (6.8) παρατηροῦμε ὅτι ἡ θερμότητα πού δίνεται ἤ ἀφαιρεῖται ἀπό τό ἀέριο στή διεργασία μέ σταθερή πίεση $p = C$, προκαλεῖ μεταβολή τῆς ἐνθαλπίας, πού σύμφωνα μέ τήν ἐξίσωση (4.14), ἔχει ὡς συνέπεια τή μεταβολή καί τῆς εἰδικῆς ἐσωτερικῆς ἐνέργειας u καί τοῦ εἰδικοῦ ὄγκου υ.

Ἐπειδή $h = u + pυ$ καί δεδομένου ὅτι $p = C$, τότε $dh = du + pdυ$

Ἀντίθετα, στή διεργασία μέ σταθερό ὄγκο, ἐξίσωση (6.9), ἡ θερμότητα πού δίνεται ἤ ἀφαιρεῖται ἀπό τό ἀέριο ἔχει ὡς συνέπεια τήν ἀντίστοιχη αὔξηση ἤ μείωση μόνο τῆς ἐσωτερικῆς ἐνέργειας τοῦ ἀερίου.

Ἡ εἰδική θερμότητα εἶναι μία ἰδιότητα τοῦ ἐργαζόμενου μέσου ἀφοῦ συνδέεται μέ ἄλλη ἰδιότητα, τοῦ h ἤ τοῦ u. Ἐπίσης ἀφορᾶ καθαρές οὐσίες καί ὄχι οὐσίες στίς ὁποῖες ἔχομε πολύ μεγάλες μεταβολές θερμοκρασιῶν, πιέσεων κλπ., ὅπως π.χ. συμβαίνει στίς χημικές ἀντιδράσεις.

Τελικά ἀπό τίς ἐξισώσεις (6.8) καί (6.9) βλέπομε ὅτι ἄν γνωρίζομε τήν ἀρχική καί τελική θερμοκρασία ἑνός ἀερίου, μποροῦμε μέ τήν εἰδική θερμότητα νά ὑπολογίσομε τή μεταβολή τῆς ἐνθαλπίας καί τῆς ἐσωτερικῆς ἐνέργειας στίς διεργασίες μέ σταθερή πίεση καί σταθερό ὄγκο ἀντίστοιχα. Μέ ἄλλα λόγια γιά σταθερές c_p καί $c_υ$ ἡ ἐνθαλπία καί ἡ ἐσωτερική ἐνέργεια ἑνός τέλειου ἀερίου εἶναι συναρτήσεις τῆς θερμοκρασίας του. Ἐπαναλαμβάνομε ὅτι οἱ δύο αὐτές ἐξισώσεις ἰσχύουν ***μόνο*** γιά τέλεια ἀέρια.

Μεταξύ τῆς εἰδικῆς θερμότητας c_p καί $c_υ$ ὑπάρχει ἡ σχέση:

$$c_p - c_υ = R \qquad (6.10)$$

δηλαδή ἡ διαφορά μεταξύ c_p καί $c_υ$ εἶναι πάντα σταθερή καί ἴση μέ τή σταθερά τοῦ ἀερίου R.

Ἐπίσης πολλές φορές δίνεται ὁ λόγος τοῦ c_p καί $c_υ$ πού ὁρίζεται ὡς:

$$k = \frac{c_p}{c_\upsilon} \tag{6.11}$$

Τιμές τοῦ k δίνονται ἐπίσης καί στόν Πίνακα Γ6.

Παράδειγμα.

Γιά ἕνα ἀέριο ἡ σταθερά R εἶναι 0,4615 kJ/kgK καί ὁ συντελεστής k εἶναι 1,329. Ζητεῖται νά ὑπολογισθεῖ τό c_p καί c_υ τοῦ ἀερίου.

Λύση.

Ἀπό τίς ἐξισώσεις (6.10) καί 6.11) ἔχομε ὅτι:

$$c_p - c_\upsilon = R = 0{,}4615$$

$$\frac{c_p}{c_\upsilon} = k = 1{,}329$$

Ἔχομε ἕνα σύστημα δύο ἐξισώσεων μέ δύο ἀγνώστους, c_p καί c_υ. Ἀπό τή λύση του προκύπτει ὅτι:

$$c_p = 1{,}8642 \text{ kJ/kgK} \quad \text{καί} \quad c_\upsilon = 1{,}4027 \text{ kJ/kgK}$$

6.6 Διεργασίες ἀερίων.

Σέ προηγούμενο κεφάλαιο ἀναφέραμε ὅτι ἡ διεργασία εἶναι μία ἀλλαγή τῆς καταστάσεως τοῦ ἐργαζόμενου μέσου, στήν προκειμένη περίπτωση τοῦ ἀερίου, καί ὅτι ὁ κύκλος λειτουργίας εἶναι ἕνα σύνολο ἀπό δύο ἤ περισσότερες διεργασίες πού ἐπαναλαμβάνονται διαδοχικά καί ὅπου ἡ ἀρχική καί ἡ τελική κατάσταση τοῦ μέσου εἶναι οἱ ἴδιες. Κάθε μηχανή, ὅπως ὁ ἀτμοστρόβιλος, ἡ μηχανή Diesel κλπ. ἔχει τό δικό της κύκλο λειτουργίας πού ἀποτελεῖται ἀπό συγκεκριμένες διεργασίες. Γιά νά μπορέσομε λοιπόν νά μελετήσομε αὐτούς τούς κύκλους λειτουργίας τῶν μηχανῶν, θά πρέπει νά γνωρίζομε τίς σχέσεις οἱ ὁποῖες συνδέουν τά χαρακτηριστικά μεγέθη, ἔργο, θερμότητα, ἐνθαλπία κλπ., σέ κάθε μία διεργασία τοῦ κύκλου λειτουργίας.

Ἀμέσως πιό κάτω δίνομε χωρίς ἀπόδειξη τίς σχέσεις αὐτές γιά κάθε μία ἀπό τίς διεργασίες τῶν κύκλων λειτουργίας, γιά κλειστά καί ἀνοικτά συστήματα, μέ βάση τούς νόμους πού ἀναφέραμε προηγουμένως.

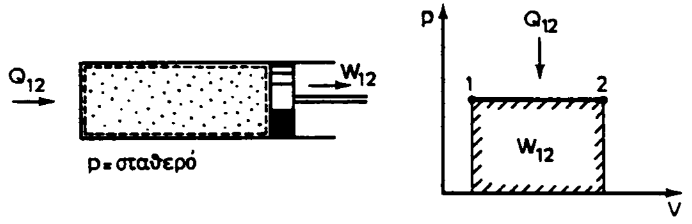
6.6.1 Κλειστά συστήματα.

Ὁ πρῶτος θερμοδυναμικός νόμος γιά τό κλειστό σύστημα μᾶς δίνει, ἐξίσωση (4.10):

$$Q = (U_f - U_i) + W \tag{6.12}$$

Διεργασία μέ σταθερή πίεση.

Στό σχῆμα [6.6α (α)] φαίνεται ἕνας κύλινδρος μέ ἕνα ἔμβολο ὁ ὁποῖος περιέχει ἀέριο. Καθώς τοῦ προσδίνομε θερμότητα Q_{12} τό ἀέριο ἐκτονώνεται καί τό ἔμβολο μετακινεῖται ἀπό τό σημεῖο 1 (ἀρχική κατάσταση ἀερίου) στό σημεῖο 2 (τελική κατάσταση ἀερίου). Στή διάρκεια τῆς ἐκτονώσεως ἡ πίεση p, παραμένει σταθερή καί τό ἔμβολο, στή μετακίνησή του ἀπό τό σημεῖο 1 στό σημεῖο 2, παράγει ἔργο W_{12}. Ἡ διεργασία, τήν ὁποία ἀναφέραμε ἤδη στήν παράγραφο 6.3, φαίνεται ἐπίσης στό διάγραμμα p - V [σχ. 6.6α (β)].



ⓐ Σύστημα ⓑ Διάγραμμα p-V

Σχ. 6.6α.
Διεργασία μέ σταθερή πίεση.

Ἡ μεταβολή τῆς ἐνθαλπίας τοῦ ἀερίου ὀφείλεται στή θερμότητα πού δώσαμε στό σύστημα καί εἶναι ἴση μέ:

$$H_2 - H_1 = Q_{12} \tag{6.13}$$

Γιά τέλεια ἀέρια ἡ θερμότητα αὐτή προσδιορίζεται ἀπό τήν ἐξίσωση (6.8):

$$Q_{12} = H_2 - H_1 = mc_p\ (T_2 - T_1) \tag{6.13α}$$

Ἐπίσης, τό ἔργο W_{12} πού παράγεται ἰσοῦται μέ:

$$W_{12} = p(V_2 - V_1) \tag{6.14}$$

καί στό διάγραμμα p - V παριστάνεται ἀπό τήν ἐπιφάνεια κάτω ἀπό τή γραμμή 1-2 [σχ. 6.6α (β)]. Μέ βάση τή χαρακτηριστική ἐξίσωση τοῦ τέλειου ἀερίου, ἐξίσωση (6.6), ἡ πιό πάνω σχέση γράφεται ἐπίσης ὡς:

$$W_{12} = mR\ (T_2 - T_1) \tag{6.14α}$$

Παράδειγμα 1.

Σέ ἕνα σύστημα κυλίνδρου - ἐμβόλου ἔχομε 1 kg ἀέρα τόν ὁποῖο θερμαίνομε μέ σταθερή πίεση 350 kPa. Ἡ ἐσωτερική ἐνέργεια καί ἡ θερμοκρασία αὐξάνονται κατά 200 kJ καί 70 K ἀντίστοιχα. Ἐάν τό ἔργο πού παράγεται εἶναι 100 kJ νά προσδιορισθεῖ: α) Ἡ μεταβολή τοῦ ὄγκου καί β) τό c_p.

Λύση.

α) Γιά τό κλειστό αὐτό σύστημα ὁ πρῶτος θερμοδυναμικός νόμος εἶναι:

$$Q_{12} = \Delta U + W_{12} \qquad (1)$$

Ἀπό τήν ἐξίσωση (6.14) ἔχομε ὅτι ἡ μεταβολή τοῦ ὄγκου ΔV πού ζητᾶμε εἶναι:

$$\Delta V = \frac{W}{p} = \frac{100}{350} = 0{,}286 \text{ m}^3$$

β) Ἀπό τήν ἐξίσωση (1) ἔχομε ὅτι:

$$Q_{12} = 200 + 100 = 300 \text{ kJ}$$

Ἐπίσης ἀπό τήν ἐξίσωση (6.13α):

$$Q_{12} = mc_p\,(T_2 - T_1) \quad \text{ἤ} \quad c_p = \frac{Q_{12}}{m(T_2 - T_1)}$$

ὁπότε

$$c_p = \frac{300}{1 \times 70} = 4{,}286 \text{ kJ/kgK}$$

Παράδειγμα 2.

Σέ ἕνα κύλινδρο μέ ἔμβολο ὑπάρχουν 0,5 kg ἀέρα ὁ ὁποῖος, καθώς θερμαίνεται, ἐκτονώνεται μέ σταθερή πίεση 2,5 bar ἀπό ἀρχική θερμοκρασία 10°C σέ τελική θερμοκρασία 300°C. Ζητεῖται νά βρεθεῖ: α) Τό ποσό τῆς θερμότητας πού δόθηκε στή διάρκεια τῆς θερμάνσεως τοῦ ἀερίου, β) τό ἔργο πού ἔδωσε τό ἔμβολο καί γ) ἡ ἀλλαγή τῆς ἐνθαλπίας καί τῆς ἐσωτερικῆς ἐνέργειας.

Λύση.

Ἀπό τήν ἐξίσωση (6.13α):

$$Q_{12} = H_2 - H_1 = mc_p\,(T_2 - T_1) = 0{,}5 \times 1{,}0047 \times (573 - 283) = 145{,}68 \text{ kJ}$$

Ἀπό τήν ἐξίσωση (6.14):

$$W_{12} = mR\,(T_2 - T_1) = 0{,}5 \times 0{,}287 \times (573 - 283) = 41{,}62 \text{ kJ}$$

Ἀπό τήν ἐξίσωση (6.12):

$$U_2 - U_1 = Q_{12} - W_{12} = 145{,}68 - 41{,}62 = 104{,}06 \text{ kJ}$$

Ἀπό τό πρόσημο τῆς θερμότητας Q καί τοῦ ἔργου W βλέπομε ὅτι στό σύστημα δώσαμε θερμότητα καί ἀπ' αὐτό πήραμε μηχανικό ἔργο.

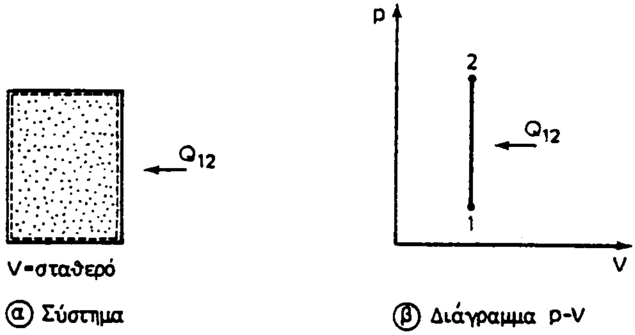
Διεργασία μέ σταθερό ὄγκο.

Ἡ διεργασία μέ σταθερό ὄγκο φαίνεται στό σχῆμα 6.6β. Ἐδῶ δέν ἔχομε μεταβολή τοῦ ὄγκου, ὁπότε τό ἔργο W = 0 [σχ. 6.6β(β)] ἀφοῦ ἡ ἐπιφάνεια κάτω ἀπό τή γραμμή 1-2 εἶναι σημεῖο, δηλαδή μηδέν. Ἔτσι ὁ πρῶτος νόμος, ἐξίσωση (6.12), γιά τό σύστημα αὐτό γίνεται:

$$Q_{12} = \Delta U \qquad (6.15)$$

καί γιά τέλειο ἀέριο:

$$Q_{12} = m\,c_\upsilon\,(T_2 - T_1)$$



Σχ. 6.6β.
Διεργασία μέ σταθερό ὄγκο.

Παράδειγμα 3.

Ἕνα κλειστό δοχεῖο ἔχει ὄγκο 1 m^3 καί περιέχει ἀέρα ὑπό πίεση 345 kN/m^2 καί θερμοκρασία 0°C. Δίνεται θερμότητα στόν ἀέρα μέχρι νά φθάσει ἡ θερμοκρασία στούς 327°C. Ζητεῖται νά βρεθεῖ τό ποσό τῆς θερμότητας πού δόθηκε στόν ἀέρα σέ kJ.

Λύση.

Τό σύστημα εἶναι κλειστό καί ὁ πρῶτος νόμος, ἐξίσωση (6.15) μᾶς λέει ὅτι:

$$Q_{12} = \Delta U = mc_v\,(T_2 - T_1) \qquad (1)$$

Ἀπό τή χαρακτηριστική ἐξίσωση τῶν τελείων ἀερίων γιά $t_1 = 0°C$ ἤ $T_1 = 273$ K:

$$m = \frac{p_1 V_1}{RT_1} = \frac{345 \times 1}{0{,}287 \times 273} = 4{,}40\ \text{kg}$$

Ἀπό τόν Πίνακα Γ6 $c_v = 0{,}7176$ kJ/kgK. $T_2 = 327 + 273 = 600$ K. Ὁπότε, ἀπό τήν ἐξίσωση (1) τό ποσό τῆς θερμότητας Q_{12} πού δόθηκε στόν ἀέρα εἶναι:

$$Q_{12} = 4{,}40 \times 0{,}7176 \times (600 - 273) = 1032{,}5\ \text{kJ}$$

Διεργασία μέ σταθερή θερμοκρασία.

Ἡ διεργασία μέ σταθερή θερμοκρασία φαίνεται στό σχῆμα 6.6γ γιά τό ἴδιο σύστημα κυλίνδρου - ἐμβόλου. Τή διεργασία αὐτή εἶναι δύσκολο νά τήν ἐπιτύχομε στήν πράξη, γιατί, γιά νά ἔχομε σταθερή θερμοκρασία θά πρέπει ἡ ἐκτόνωση ἤ συμπίεση τοῦ ἀερίου νά γίνεται πάρα πολύ ἀργά, πράγμα πού στήν πράξη ἔχει σοβαρές ἐπιπτώσεις στήν ἀπόδοση μιᾶς μηχανῆς, στό μέγεθός της κλπ. Γιά τό θέμα αὐτό ὅμως θά μιλήσομε ἐκτενέστερα σέ ἄλλο κεφάλαιο.

Στήν ἰδανική αὐτή διεργασία δίνομε θερμότητα Q_{12} καί τό ἔμβολο μετακινεῖται ἀπό τό σημεῖο 1 στό σημεῖο 2, δίνοντας ἔργο W_{12}.

Δεδομένου ὅτι $T_1 = T_2$, τότε ἀπό τήν ἐξίσωση (6.9) ἔχομε ὅτι:

$$\Delta U = U_2 - U_1 = 0$$

ὁπότε ὁ πρῶτος νόμος, ἐξίσωση (6.12), μᾶς δίνει ὅτι:

$$Q_{12} = W_{12} \tag{6.16}$$

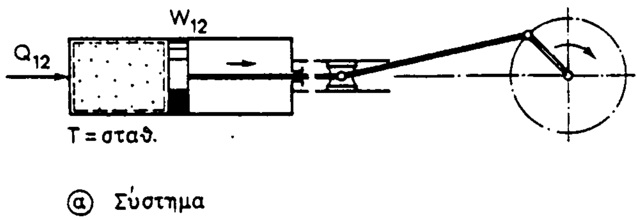
ὅπου ἀποδεικνύεται ὅτι:

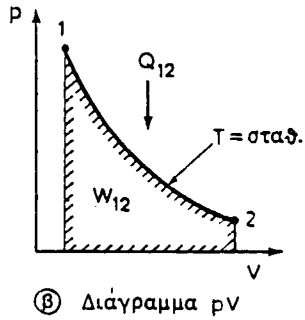
$$W_{12} = p_1V_1\ln\frac{V_2}{V_1} = p_1V_1\ln\frac{p_1}{p_2} \tag{6.17}$$

Σ' αὐτή λοιπόν τή διεργασία, ὅλο τό ποσό τῆς θερμότητας Q_{12} μετατρέπεται σέ ἔργο W_{12}.

Παράδειγμα 4.

Ὁ κύλινδρος τοῦ σχήματος 6.6γ λαμβάνει θερμότητα μέ σταθερή θερμοκρασία 500 K καί ἀρχική πίεση 200 kPa. Ὁ ἀρχικός ὄγκος εἶναι 0,01 m^3 καί ὁ τελικός 0,07 m^3. Νά βρεθεῖ ἡ θερμοκρασία πού δόθηκε στόν κύλινδρο καί τό ἔργο πού ἔδωσε.





Σχ. 6.6γ.
Διεργασία μέ σταθερή θερμοκρασία.

Λύση.

Ἀπό τήν ἐξίσωση (6.16) ἔχομε ὅτι:

$$Q_{12} = W_{12}$$

Ἀπό τήν ἐξίσωση (6.17) ἔχομε ὅτι:

$$W_{12} = p_1V_1\ln\frac{V_2}{V_1}$$

Ἀντικαθιστοῦσε τίς τιμές καί ἔχομε ὅτι:

$$W_{12} = 200 \times 0{,}01 \times \ln\frac{0{,}07}{0{,}01} = 3{,}892 \text{ kJ}$$

καί

$$Q_{12} = W_{12} = 3{,}892 \text{ kJ}$$

Ἀδιαβατική διεργασία.

Στήν ἀδιαβατική διεργασία, ὅπως εἴπαμε καί σέ προηγούμενο κεφάλαιο (Τρίτο Κεφάλαιο, παράγρ. 3.3.2), ἡ μεταφορά θερμότητας εἶναι ἀμελητέα καί πρακτικά θεωροῦμε ὅτι $Q = 0$.

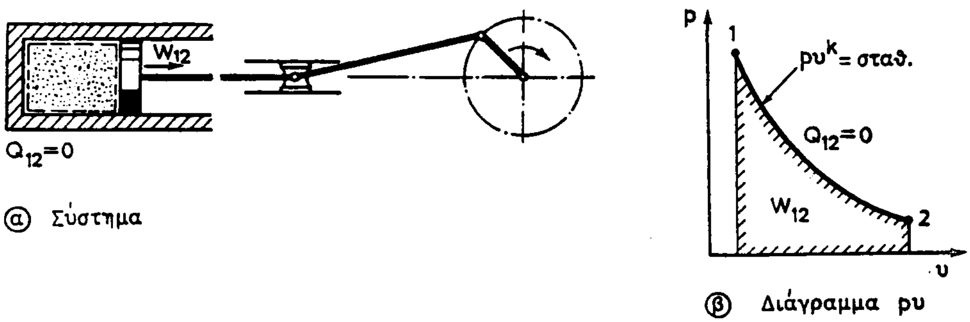
Ἡ διεργασία αὐτή ἀποτελεῖ ἕνα ἀπό τά πιό βασικά μέρη τοῦ κύκλου λειτουργίας πολλῶν μηχανῶν ὅπως θά δοῦμε πιό κάτω. Γιά παράδειγμα ἀναφέρομε τήν ἐκτόνωση τοῦ ἀτμοῦ μέσα σ' ἕνα στρόβιλο, διεργασία πού θεωρεῖται ἀδιαβατική ἀφοῦ παραδεχόμαστε ὅτι δέν ἔχομε θερμικές ἀπώλειες ἀπό τό κέλυφος τοῦ στροβίλου ἀλλά οὔτε καί μεταφορά θερμότητας στόν ἀτμό.

Μαθηματικά ἡ ἀδιαβατική διεργασία χαρακτηρίζεται ἀπό τή σχέση:

$$p\upsilon^k = C = \sigma\tau\alpha\theta. \qquad (6.18)$$

ἡ ὁποία παριστάνεται ἀπό τήν καμπύλη 1 - 2 τοῦ σχήματος 6.6δ(β). Ὁ ἐκθέτης k εἶναι μία ἰδιότητα τοῦ ἐργαζόμενου μέσου καί δίνεται ἀπό τήν ἐξίσωση (6.11) ἤ τόν Πίνακα Γ6 τοῦ Παραρτήματος «Γ».

Παραθέτομε χωρίς ἀπόδειξη* ὁρισμένες βασικές σχέσεις πού συνδέουν τίς ἰδιότητες ἑνός τέλειου ἀερίου (πίεση, θερμοκρασία κλπ.) μέ τή θερμότητα Q_{12} καί τό ἔργο W_{12} στή διάρκεια μιᾶς ἀδιαβατικῆς διεργασίας μεταξύ δύο καταστάσεων πού σημειώνομε μέ τά σημεῖα 1 καί 2.



Σχ. 6.6δ.
Ἀδιαβατική διεργασία.

Γενικά γιά μία ἀδιαβατική διεργασία ἔχομε ὅτι:

$$p_1\upsilon_1^k = p_2\upsilon_2^k \qquad (6.19)$$

ὅπου $k = \dfrac{c_p}{c_\upsilon}$

$$\frac{\upsilon_2}{\upsilon_1} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{1/(k-1)} \qquad (6.20)$$

* Ἡ ἀπόδειξη τῶν σχέσεων αὐτῶν δίνεται στό Παράρτημα «Α».

$$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{k/(k-1)} \qquad (6.21)$$

$$\frac{R}{c_p} = \frac{k-1}{k} \qquad (6.22)$$

Θεωρώντας ὅτι ἡ κινητική καί δυναμική ἐνέργεια εἶναι ἀμελητέες καί ἐπειδή $Q_{12} = 0$, τό ἔργο μιᾶς ἀδιαβατικῆς διεργασίας, πού φαίνεται στό σχῆμα 6.6δ(β), εἶναι:

$$W_{12} = m\,\frac{p_2\upsilon_2 - p_1\upsilon_1}{1-k} \qquad (6.23)$$

ἤ

$$W_{12} = mR\,\frac{T_2 - T_1}{1-k} \qquad (6.23\alpha)$$

Πολυτροπική διεργασία.

Ἡ πολυτροπική διεργασία εἶναι μία γενική διεργασία πού καλύπτει ὅλες τίς προηγούμενες. Ἡ μαθηματική ἔκφραση τῆς διεργασίας αὐτῆς εἶναι:

$$p\upsilon^n = C = \text{σταθ.} \qquad (6.24)$$

Πραγματικά, ἀπό τήν ἐξίσωση αὐτή βλέπομε ὅτι γιά $n = 1$ ἔχομε τή χαρακτηριστική ἐξίσωση τῆς διεργασίας μέ σταθερή θερμοκρασία, ἐξίσωση (6.1). Ἐπίσης γιά $n = 0$ ἔχομε τήν ἐξίσωση τῆς διεργασίας μέ σταθερή πίεση. Φυσικά γιά $n = k$ ἔχομε τήν ἐξίσωση τῆς ἀδιαβατικῆς διεργασίας (6.18). Στό σχῆμα 6.6ε φαίνονται παραστατικά οἱ πιό πάνω διεργασίες.

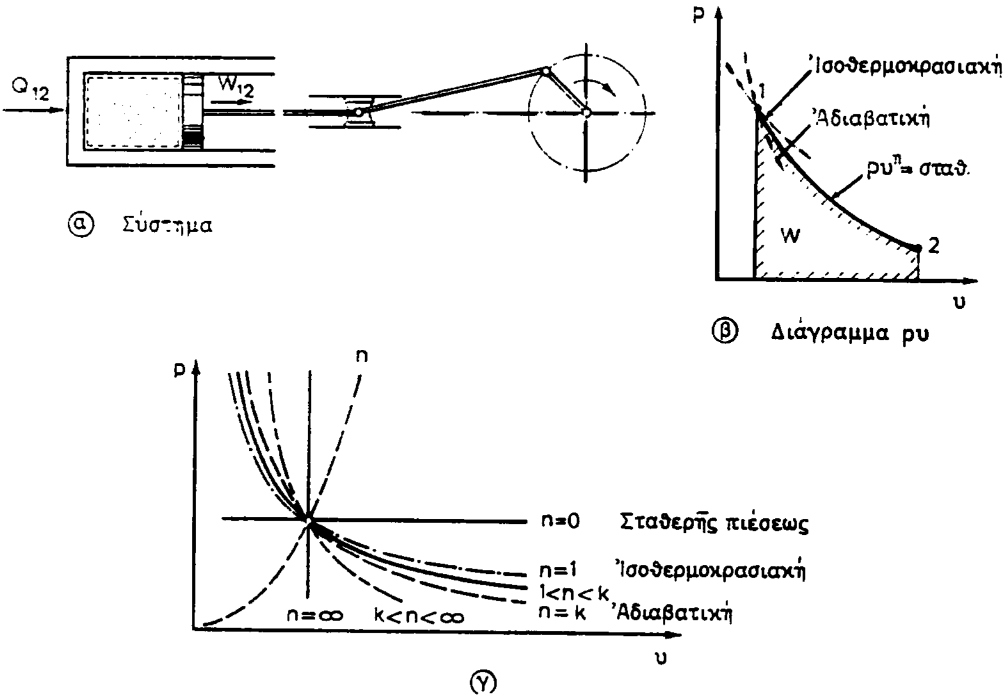
Ἡ σπουδαιότητα τῆς διεργασίας αὐτῆς στηρίζεται στό ὅτι πολλές σοβαρές τεχνικές διεργασίες μποροῦν νά παρασταθοῦν προσεγγιστικά ἀπό τήν ἐξίσωση (6.24). Ἡ συμπίεση τοῦ ἀέρα μέσα σέ ἕνα ἀεροσυμπιεστή π.χ. εἶναι μία πολυτροπική διεργασία.

Ἡ τιμή τοῦ n δέν εἶναι ἰδιότητα τοῦ ἀερίου, ὅπως εἶναι τό k γιά τήν ἀδιαβατική διεργασία· ἐξαρτᾶται ἀποκλειστικά καί μόνο ἀπό τή διεργασία πού ἀκολουθεῖ τό ἐργαζόμενο μέσο, γι' αὐτό καί προσδιορίζεται μόνο πειραματικά.

Οἱ ἐξισώσεις γιά τή διεργασία αὐτή διαφέρουν ἀπό τίς ἀντίστοιχες τῆς ἀδιαβατικῆς μόνο ὡς πρός τόν ἐκθέτη, δηλαδή, ἀντί γιά k ἔχομε n. Ἔτσι μεταξύ τῶν δύο σημείων 1 καί 2 ἔχομε ὅτι:

$$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{\upsilon_2}{\upsilon_1}\right)^n \qquad (6.25)$$

$$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)\left(\frac{\upsilon_2}{\upsilon_1}\right) \qquad (6.26)$$



Σχ. 6.6ε.
Πολυτροπική διεργασία.

$$\frac{\upsilon_2}{\upsilon_1} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{1/(n-1)} \tag{6.27}$$

$$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{n/(n-1)} \tag{6.28}$$

$$W_{12} = m\,\frac{p_2\upsilon_2 - p_1\upsilon_1}{1-n} \tag{6.29}$$

(δυναμική καί κινητική ἐνέργεια ἀμελητέες)

$$Q = mc_n\,(T_2 - T_1) \tag{6.30}$$

ὅπου

$$c_n = \frac{c_p - nc_\upsilon}{1-n} \tag{6.30α}$$

'Από τήν ἐξίσωση (6.30α) βλέπομε ὅτι, γιά νά βροῦμε τήν εἰδική θερμότητα γιά μία πολυτροπική διεργασία c_n, ἀρκεῖ νά γνωρίζομε τήν τιμή τοῦ n τοῦ ἀερίου δεδομένου ὅτι τά c_p καί c_υ δίνονταν ἀπό τόν Πίνακα Γ6 τοῦ Παραρτήματος «Γ».

Παράδειγμα 5.

Σέ μία ἐμβολοφόρο μηχανή (π.χ. σέ μία βενζινομηχανή), τό ἐργαζόμενο μέσο εἶναι 0,5 kg ἀέρα πού ἐκτονώνεται μέ πολυτροπική διεργασία, $n = 1{,}8$, ἀπό ἀρχική πίεση 5000 kPa καί ἀρχικό ὄγκο 0,07 m^3 σέ τελική πίεση 500 kPa. Νά ὑπολογισθεῖ τό ἔργο καί ἡ θερμότητα τοῦ συστήματος.

Λύση.

Τό σύστημα εἶναι κλειστό καί ὁ πρῶτος νόμος δίνει ὅτι:

$$Q_{12} = \Delta U + W_{12} \tag{1}$$

Ἀπό τήν ἐξίσωση (6.29) ἔχομε τό ἔργο W_{12}:

$$W_{12} = m\,\frac{p_2 \upsilon_2 - p_1 \upsilon_1}{1-n} = \frac{p_2 V_2 - p_1 V_1}{1-n} \tag{2}$$

Στήν ἐξίσωση (2) δέν γνωρίζομε τόν τελικό ὄγκο V_2. Ἀπό τήν ἐξίσωση (6.25) ὅμως ἔχομε ὅτι:

$$V_2 = V_1 \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{1/n} = 0{,}07 \times \left(\frac{5000}{500}\right)^{1/1{,}8} = 0{,}252\ m^3$$

Ἀντικαθιστοῦμε στήν ἐξίσωση (2) καί παίρνομε:

$$W_{12} = \frac{(500 \times 0{,}252) - (5000 \times 0{,}07)}{1 - 1{,}8} = 280\ kJ$$

Ἡ θερμότητα δίνεται ἀπό τήν ἐξίσωση (6.30):

$$Q_{12} = m c_n\,(T_2 - T_1) \tag{3}$$

ὅπου δέν γνωρίζομε τά c_n, T_1 καί T_2. Ἀλλά ἀπό τήν ἐξίσωση (6.30α) βρίσκομε ὅτι:

$$c_n = \frac{1{,}0047 - (1{,}8 \times 0{,}7176)}{1 - 1{,}8} = 0{,}359\ kJ/kgK$$

Ἐπίσης, ἀπό τήν ἐξίσωση (6.6):

$$T_1 = \frac{p_1 V_1}{mR} = \frac{5000 \times 0{,}07}{0{,}5 \times 0{,}287} = 2439\ K \quad ἤ \quad t_1 = 2166°C$$

$$T_2 = \frac{p_2 V_2}{mR} = \frac{500 \times 0{,}252}{0{,}5 \times 0{,}287} = 878\ K \quad ἤ \quad t_2 = 605°C$$

Ἀντικαθιστοῦμε στήν ἐξίσωση (3) καί ἔχομε:

$$Q_{12} = 0{,}5 \times 0{,}359 \times (878 - 2439) = -\ 280\ kJ$$

Δηλαδή τό σύστημα στήν ἐκτόνωσή του ἀπέβαλε 280 kJ.

Στό ἴδιο ἀποτέλεσμα γιά τή θερμότητα Q καταλήγομε καί μέ διαφορετικό τρόπο, πού ἀφήνεται νά τόν προσδιορίσει ὁ σπουδαστής.

Παράδειγμα 6.

Ἕνα χιλιόγραμμο ἀέρα ἐκτονώνεται ἀδιαβατικά ἀπό πίεση 10 bar καί θερμοκρασία 200°C μέχρι πίεση 2 bar. Νά βρεθεῖ: α) Ὁ εἰδικός ὄγκος καί ἡ θερμοκρασία στό τέλος τῆς ἐκτονώσεως καί β) τό ἔργο πού ἔδωσε ὁ ἀέρας.

Λύση.

α) Ἐφόσον ἔχομε ἀδιαβατική ἐκτόνωση, ἀπό τήν ἐξίσωση (6.19) ἔχομε:

$$p_1 \upsilon_1^k = p_2 \upsilon_2^k \tag{1}$$

ὅπου k = 1.4 γιά τόν ἀέρα ἀπό τόν Πίνακα Γ6.

ἀλλά $\quad p_1\upsilon_1 = RT_1 \quad$ καί $\quad \upsilon_1 = \dfrac{RT_1}{p_1} = \dfrac{287 \times (273 + 200)}{10 \times 10^5} = 0{,}136\ m^3/kg$

ὁπότε, ἀπό τήν ἐξίσωση (1), λύνοντας ὡς πρός υ_2 ἔχομε:

$$\upsilon_2 = \upsilon_1 \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{1/k} = 0{,}136 \left(\frac{10}{2}\right)^{1/1.4} = 0{,}429\ m^3/kg$$

Ἀπό τήν ἐξίσωση (6.21) ἡ τελική θερμοκρασία T_2 εἶναι:

$$T_2 = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(k-1)/k} = 473 \times \left(\frac{2}{10}\right)^{0.4/1,4} = 299\ K$$

καί

$$t_2 = 299 - 273 = 26°C$$

β) Τό ἔργο δίνεται ἀπό τήν ἐξίσωση (6.23):

$$W_{12} = m\ \frac{p_2\upsilon_2 - p_1\upsilon_1}{1-k} =$$

$$= 1 \times \frac{(2 \times 10^5 \times 0{,}429) - (10 \times 10^5 \times 0{,}136)}{1 - 1{,}4} = 125{,}5\ kJ$$

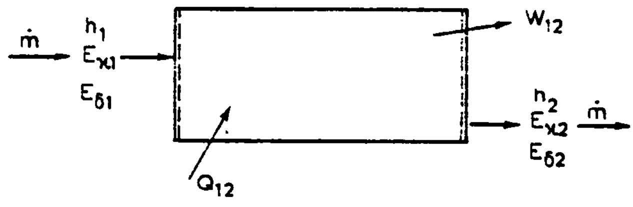
Ἔχομε λοιπόν ὅτι γιά 1 kg ἀέρα ὁ στρόβιλος μᾶς δίνει 125,5 kJ. Φυσικά ἀφοῦ ἔχομε ἀδιαβατική ἐκτόνωση, ἡ μεταφορά τῆς θερμότητας εἶναι μηδέν.

6.6.2 Ἀνοικτά συστήματα.

Ὁ πρῶτος θερμοδυναμικός νόμος γιά ἕνα ἀνοικτό σύστημα δίνεται ἀπό τήν ἐξίσωση (4.15):

$$\dot{m}\left(h_1 + \frac{v_1^2}{2} + gz_1\right) + \dot{Q}_{12} = \dot{m}\left(h_2 + \frac{v_2^2}{2} + gz_2\right) + \dot{W}_{12} \tag{6.31}$$

Στό σχῆμα 6.6στ περιγράφεται ἕνα ἀνοικτό σύστημα, ὅπου φαίνονται ὅλες οἱ μορφές ἐνέργειας πού εἰσέρχονται καί ἐξέρχονται ἀπ' αὐτό. Ἄν ἐξισώσομε τίς ἐνέργειες **πρός** καί τίς ἐνέργειες **ἀπό** τό σύστημα, σχηματίζομε τήν ἐξίσωση (6.31).

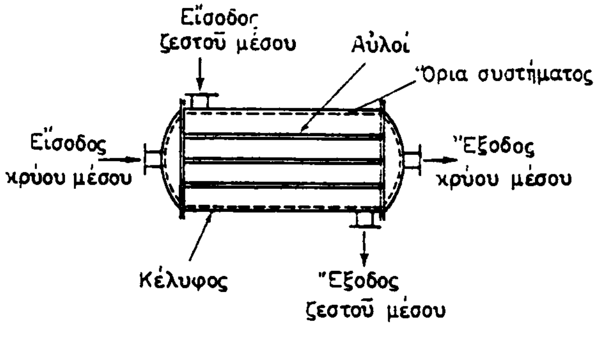


Σχ. 6.6στ.
Ἕνα ἀνοικτό σύστημα μέ διάφορες μορφές ἐνέργειας.

Διεργασία μέ σταθερή πίεση.

Κατά τή διεργασία αὐτή συνήθως δέν ἔχομε παραγωγή ἔργου. Τό πιό γνωστό ἀνοικτό σύστημα ὅπου συναντοῦμε διεργασία μέ σταθερή πίεση εἶναι ὁ ἐναλλάκτης θερμότητας (ψυγεῖα, προθερμαντῆρες κλπ.), πού θά γνωρίσομε σέ ἰδιαίτερο κεφάλαιο. Γιά νά καταλάβει κανείς τί εἶναι ὁ ἐναλλάκτης, λέμε ὅτι τίς περισσότερες φορές ἀποτελεῖται ἀπό πολλές σειρές αὐλῶν πού στηρίζονται σέ δύο πλάκες καί καλύπτονται ἀπό ἕνα κέλυφος. Μέσα καί ἔξω ἀπό τούς αὐλούς κυκλοφοροῦν δύο ἀέρια ἤ ὑγρά διαφορετικῶν θερμοκρασιῶν πού τό ἕνα ψύχει ἤ θερμαίνει τό ἄλλο, ὅπως φαίνεται στό σχῆμα 6.6ζ. Οἱ πιέσεις τους θεωροῦνται πρακτικά σταθερές μεταξύ εἰσόδου καί ἐξόδου. Φυσικά στόν ἐναλλάκτη θερμότητας τό ἔργο εἶναι μηδέν· τό μόνο πού μᾶς ἐνδιαφέρει εἶναι ἡ θερμότητα πού μεταφέρεται ἀπό τό ἕνα ἀέριο στό ἄλλο.

Στούς ἐναλλάκτες θερμότητας τό $\dot{Q}$ ἔχει ἀρνητικό σημεῖο, γιατί ἔχομε ἀπώ-



Σχ. 6.6ζ.
Ἐναλλάκτης θερμότητας.

λεια θερμότητας ἀπό τό κέλυφος πρός τό περιβάλλον. Ἄς δοῦμε ὅμως ἕνα παράδειγμα διεργασίας μέ σταθερή πίεση σέ ἕναν ἐναλλάκτη θερμότητας.

Παράδειγμα 1.

Σέ ἕνα προθερμαντήρα ἀέρα εἰσέρχεται ἀέρας 5°C μέ παροχή 100 kg/min καί ἐξέρχεται μέ θερμοκρασία 90°C. Στόν προθερμαντήρα εἰσέρχεται ἐπίσης χωρίς νά ἀναμιχθεῖ μέ τόν ἀέρα, ζεστό καυσαέριο θερμοκρασίας 70°C μέ παροχή 450 kg/min καί ἐξέρχεται μέ θερμοκρασία 50°C. Ἐάν θεωρήσομε τό καυσαέριο ὡς τέλειο ἀέριο μέ $c_p = 1{,}05$ kJ/kgK ζητεῖται νά βρεθεῖ ἡ ἀπώλεια τῆς θερμότητας ἀπό τό κέλυφος τοῦ προθερμαντήρα.

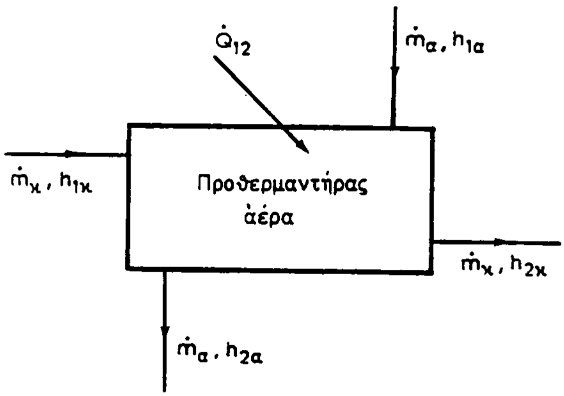
Λύση.

Ὁ προθερμαντήρας ἀέρα εἶναι ἕνας ἐναλλάκτης θερμότητας, ὅπου τό καυσαέριο, τό ζεστό δηλαδή μέσο, θερμαίνει τόν ἀέρα, πού εἶναι τό κρύο μέσο. Ἀνεξάρτητα ἀπό τήν κατασκευή - διαμόρφωση τοῦ προθερμαντήρα, μποροῦμε νά τόν παραστήσομε σάν ἕνα κλειστό κουτί ὅπου μπαίνουν, χωρίς νά ἀναμιγνύονται, τό καυσαέριο καί ὁ ἀέρας (σχ. 6.6η). Στό σχῆμα αὐτό σημειώνομε τά χαρακτηριστικά μεγέθη, μάζα καί ἐνθαλπία, τοῦ ἀέρα καί τοῦ καυσαερίου στήν εἴσοδο καί τήν ἔξοδο τοῦ προθερμαντήρα, θεωρώντας ὅτι ἡ δυναμική καί κινητική ἐνέργεια εἶναι ποσότητες ἀμελητέες. Οἱ δεῖκτες α καί κ ἀναφέρονται στόν ἀέρα καί στά καυσαέρια ἀντίστοιχα. Ἐπίσης μέ Q_{12} σημειώνομε τήν ἀπώλεια τῆς θερμότητας ἀπό τό κέλυφος τοῦ προθερμαντήρα. Μποροῦμε τώρα νά ἐξισώσομε τίς ἐνέργειες πού εἰσέρχονται μέ τίς ἐνέργειες πού ἐξέρχονται ἀπό τόν προθερμαντήρα καί νά σχηματίσομε μία ἐξίσωση ἀνάλογη μέ τήν (6.31). Ἔτσι ἔχομε:

$$\dot{m}_\alpha h_{1\alpha} + \dot{m}_\kappa h_{1\kappa} + \dot{Q}_{12} = \dot{m}_\alpha h_{2\alpha} + \dot{m}_\kappa h_{2\kappa} \qquad (1)$$

Λύνομε ὡς πρός $\dot{Q}_{12}$ καί ἔχομε:

$$\dot{Q}_{12} = \dot{m}_\alpha (h_{2\alpha} - h_{1\alpha}) + \dot{m}_\kappa (h_{2\kappa} - h_{1\kappa}) \qquad (1\alpha)$$



Σχ. 6.6η.
Σχηματική παράσταση προθερμαντήρα ἀέρα μέ τά χαρακτηριστικά μεγέθη τοῦ ἀέρα ($\dot{m}_\alpha$, h_α) καί τοῦ καυσαερίου ($\dot{m}_\kappa$, h_κ).

ἀλλά $\qquad \dot{m}_\alpha (h_{2\alpha} - h_{1\alpha}) = \dot{m}_\alpha c_{p\alpha} (T_{2\alpha} - T_{1\alpha}) =$

$$= \frac{100}{60} \times 1{,}0047 \times (363 - 278) = 142.3 \text{ kJ/s}$$

καί $$\dot{m}_K (h_{2K} - h_{1K}) = \frac{450}{60} \times 1.05 \times (323 - 343) = -157.5 \text{ kJ/s}$$

Ἀντικαθιστοῦμε στήν ἐξίσωση (1α):

$$\dot{Q}_{12} = 142.3 - 157.5 = -15.2 \text{ kJ/s}$$

Ἄρα ἡ ἀπώλεια τῆς θερμότητας ἀπό τό κέλυφος τοῦ ψυγείου εἶναι 15,2 kJ/s ἤ 15.2 kW.

Παρατήρηση.

Τό ἀρνητικό σημεῖο τῆς $\dot{Q}_{12}$ σημαίνει ὅτι ἡ διεύθυνσή της εἶναι ἀντίθετη ἀπό αὐτή πού θεωρήσαμε στό σχῆμα 6.6η.

Διεργασία μέ σταθερή θερμοκρασία.

Ἡ διεργασία μέ σταθερή θερμοκρασία ἤ ἰσοθερμοκρασιακή στήν πράξη θεωρεῖται ὡς μία πολύ προσεγγιστική διεργασία. Γι' αὐτήν ἰσχύει ἡ ἐξίσωση (6.5), δηλαδή:

$$p\upsilon = RT = \text{σταθ.}$$

Ἄν θεωρήσομε ὅτι ἡ κινητική καί δυναμική ἐνέργεια εἶναι ἀμελητέες ποσότητες, τότε τό ἔργο τοῦ συστήματος μεταξύ τῆς καταστάσεως 1 καί τῆς καταστάσεως 2 ἰσοῦται μέ:

$$\dot{W}_{12} = \dot{m} p_1 \upsilon_1 \ln\left(\frac{p_1}{p_2}\right) \qquad (6.32)$$

Παράδειγμα 2.

Σέ μία μηχανή ἔχομε ροή ἀέρα μέ σταθερή θερμοκρασία 400 K. Νά εὑρεθεῖ τό ἔργο ἀνά μονάδα μάζας, ἐάν ἡ πίεση στήν ἔξοδο εἶναι τό ἕνα τρίτο τῆς πιέσεως στήν εἴσοδο καί ἡ πίεση εἰσόδου εἶναι 207 kPa.

Λύση.

Γιά τό ἔργο ἀνά μονάδα μάζας ἡ ἐξίσωση (6.32) γίνεται:

$$W_{12} = p_1 \upsilon_1 \ln\left(\frac{p_1}{p_2}\right)$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{1}{3} \quad \text{καί} \quad p_1 = 207 \text{ kPa}$$

Ἀπό τή χαρακτηριστική ἐξίσωση τοῦ τέλειου ἀερίου:

$$\upsilon_1 = \frac{RT_1}{p_1} = \frac{0{,}287 \times 400}{207} = 0{,}5546 \text{ m}^3/\text{kg}$$

ὁπότε $$W_{12} = 207 \times 0{,}5546 \times \ln 3 = 126{,}1 \text{ kJ}$$

Πολυτροπική καί ἀδιαβατική διεργασία.

Ἡ πολυτροπική διεργασία σέ ἕνα ἀνοικτό σύστημα ἔχει τίς ἴδιες σχέσεις μέ τίς προηγούμενες διεργασίες τῶν ἀνοικτῶν συστημάτων. Ἡ μόνη νέα σχέση εἶναι ὅτι:

$$\dot{Q}_1 = \dot{m} c_n (T_2 - T_1) \tag{6.33}$$

ὅπου τό c_n δίνεται ἀπό τήν ἐξίσωση (6.30α).

Γιά τήν ἀδιαβατική διεργασία ἰσχύουν ἐπίσης οἱ ἴδιες σχέσεις μέ μόνη διαφορά ὅτι ὁ ἐκθέτης k, εἶναι καθορισμένος.

Παρατήρηση.

Στίς πιό πάνω σχέσεις γιά τόν ὑπολογισμό τοῦ ἔργου $\dot{W}$ θεωρήσαμε ὅτι ἡ κινητική καί δυναμική ἐνέργεια εἶναι ἀμελητέες ποσότητες. Διαφορετικά, θά πρέπει νά ἐφαρμόσομε τήν ἐξίσωση (6.31).

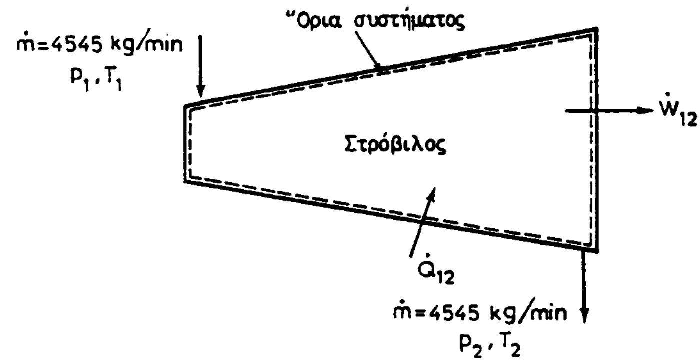
Παράδειγμα 3.

Σέ ἕνα ἀεριοστρόβιλο (σχ. 6.6θ) 4545 kg/min ἀέρα ἐκτονώνονται πολυτροπικά ἀπό πίεση 5 bar καί θερμοκρασία 840°C σέ πίεση 2 bar. Ὁ ἐκθέτης n εἶναι ἴσος μέ 1,75. Νά ὑπολογισθεῖ: α) Ἡ ἰσχύς τοῦ ἀεριοστροβίλου καί β) ἡ θερμότητα. Οἱ ἄλλες ἐνέργειες εἶναι ἀμελητέες.

Λύση.

Ἐξισώνομε τίς ἐνέργειες πού εἰσέρχονται μέ τίς ἐνέργειες πού ἐξέρχονται ἀπό τό σύστημα, κατά τόν πρῶτο θερμοδυναμικό νόμο:

$$\dot{Q}_{12} + \dot{m}h_1 = \dot{m}h_2 + \dot{W}_{12} \tag{1}$$



Σχ. 6.6θ.
Ἀεριοστρόβιλος ὅπου ὁ ἀέρας ἐκτονώνεται πολυτροπικά.

Ἐπίσης ἔχομε ὅτι:

$$h_1 - h_2 = c_p (T_1 - T_2) \quad \text{ἀπό τήν ἐξίσωση (6.8)} \tag{2}$$

καί

$$\dot{Q}_{12} = \dot{m} c_n (T_2 - T_1) \quad \text{ἀπό τήν ἐξίσωση (6.33)} \tag{3}$$

Πρέπει λοιπόν πρῶτα νά ὑπολογίσομε τή θερμοκρασία ἐξόδου τοῦ ἀέρα T_2 καί τήν εἰδική θερμότητα c_n .

Ἀπό τήν ἐξίσωση (6.28):

$$T_2 = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(n-1)/n} = 1113 \left(\frac{2}{5}\right)^{0,75/1,75} = 751,5 \text{ K}$$

Ἀπό τήν ἐξίσωση (6.30α):

$$c_n = \frac{1,0047 - (1,75 \times 0,7176)}{1 - 1,75} = 0,335 \text{ kJ/kg K}$$

Ἄρα ἀπό τίς ἐξισώσεις (3) καί (2) ἔχομε:

$$\dot{Q}_{12} = \frac{4545}{60} \times 0.335 \times (751,5 - 1113) = -9173 \text{ kW}$$

πού σημαίνει ὅτι ἔχομε ἀπώλεια θερμότητας ἀπό τόν ἀεριοστρόβιλο. Ἐπίσης ἔχομε ὅτι:

$$h_1 - h_2 = 1,0047 \times (1113 - 751,5) = 363,2 \text{ kJ/kg}$$

ὁπότε ἀπό τήν ἐξίσωση (1) ἡ ἰσχύς τοῦ στροβίλου εἶναι:

$$\dot{W}_{12} = \dot{m}\,(h_1 - h_2) + \dot{Q}_{12} =$$

$$= \frac{4545}{60} \times 363,2 - 9173 = 18.339 \text{ kW}$$

Παράδειγμα 4.

Ἀέρας παροχῆς μάζας 10 kg/s, πιέσεως 150 bar καί θερμοκρασίας 538°C ἐκτονώνεται μέ πολυτροπική διεργασία (n = 1,8) μέσα σ' ἕνα στρόβιλο. Ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀέρα στήν ἔξοδο τοῦ στροβίλου εἶναι 40°C. Ζητεῖται: α) Τό ἔργο $\dot{W}_{12}$ καί β) ἡ πίεση καί ὁ εἰδικός ὄγκος τοῦ ἀέρα στήν ἔξοδο τοῦ στροβίλου.

Λύση.

Θεωροῦμε ὅτι ἡ κινητική καί δυναμική ἐνέργεια εἶναι ἀμελητέες, ὁπότε:

α) Ἀπό τόν πρῶτο θερμοδυναμικό νόμο:

$$\dot{Q}_{12} + \dot{m}h_1 = \dot{m}h_2 + \dot{W}_{12}$$

$$\dot{m}h_1 - \dot{m}h_2 = \dot{H}_1 - \dot{H}_2 = \dot{m}c_p\,(T_1 - T_2) =$$

$$= 10 \times 1.004 \times (811 - 313) = 5000 \text{ kW}$$

$$\dot{Q}_{12} = \dot{m}c_n\,(T_1 - T_1)$$

ἀλλά $$c_n = \frac{1,004 - (1,8 \times 0,717)}{-0,8} = 0.358 \text{ kJ/kgK}$$

$$\dot{Q}_{12} = 10 \times 0,358 \times (313 - 811) = -1783 \text{ kW}$$

Ἄρα: $\quad W_{12} = -1783 + 5000 = 3217 \text{ kW}$

β) $\quad p_2 = p_1 \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{n/(n-1)} = 150 \times \left(\frac{313}{811}\right)^{1.8/0.8} = 17.6 \text{ bar}$

$$p_1 \upsilon_1 = RT_1 \qquad \upsilon_1 = \frac{RT_1}{p_1} = \frac{287 \times 811}{150 \times 10^5} = 0{,}016 \text{ m}^3/\text{kg}$$

$$p_2 \upsilon_2 = RT_2 \qquad \upsilon_2 = \frac{287 \times 313}{17{,}6 \times 10^5} = 0.051 \text{ m}^3/\text{kg}$$

6.7 Ἀσκήσεις.

1. Ὁ ὄγκος τοῦ ἀέρα μέσα σέ ἕνα κύλινδρο εἶναι 0,12 m^3 καί ἡ πίεσή του 552 kN/m^2. Ὁ ἀέρας ἀρχίζει νά ἐκτονώνεται ἀδιαβατικά μέχρι ὁ ὄγκος του νά γίνει 0.24 m^3. Ζητεῖται νά βρεθεῖ τό ἔργο τοῦ συστήματος.

(*Ἀπ.:* 40 kJ)

2. Μέσα σέ ἕνα κύλινδρο ὑπάρχει ἕνα χιλιόγραμμο ἀζώτου σέ θερμοκρασία 150°C καί ἔχει ὄγκο 0,2 m^3. Τό ἄζωτο ἀρχίζει καί ἐκτονώνεται μέ σταθερή πίεση μέχρι ὁ ὄγκος του νά γίνει 0.36 m^3. Νά προσδιορισθεῖ: α) Ἡ τελική πίεση, β) ἡ τελική θερμοκρασία, γ) τό ἔργο καί δ) ἡ θερμότητα πού δίνεται στό ἄζωτο.

(*Ἀπ.:* α) 628 kN/m^2, β) 489°C, γ) + 100,5 kJ, δ) 351,6 kJ)

3. Ἀέρας συμπιέζεται μέσα σ' ἕνα ἀεροσυμπιεστή ἀπό θερμοκρασία 16°C καί πίεση 100 kN/m^2 μέχρι θερμοκρασία 246°C καί πίεση 600 kN/m^2. Καθώς ὁ ἀέρας περνᾶ μέσα ἀπό τόν ἀεροσυμπιεστή δέν λαμβάνει οὔτε ἀποδίδει θερμότητα. Ζητεῖται τό παραγόμενο ἔργο ἀνά μονάδα μάζας. Δυναμική καί κινητική ἐνέργεια ἀμελητέες.

(*Ἀπ.:* – 230 kJ/kg)

4. Τρία χιλιόγραμμα τοῦ ἀερίου νέον (Ne) βρίσκονται μέσα σ' ἕνα σύστημα πού ἔχει σταθερό ὄγκο. Τό ἀέριο ἔχει ἀρχική πίεση 550 kN/m^2 καί θερμοκρασία 77°C. Ἡ πίεσή του αὐξάνει σέ 2000 kN/m^2. Νά προσδιορισθεῖ: α) Ἡ τελική θερμοκρασία καί β) ἡ ἀλλαγή τῆς ἐσωτερικῆς ἐνέργειας.

(*Ἀπ.:* α) 1000°C, β) 1710 kJ)

5. Ἕνα χιλιόγραμμο ἀέρα σέ πίεση 10^6 N/m^2 καί θερμοκρασία 100°C ἐκτονώνεται πολυτροπικά, $p\upsilon^{1,1}$ = σταθ., μέχρι πιέσεως 200 × 10^6 N/m^2. Ζητεῖται νά βρεθεῖ: α) Ὁ ὄγκος καί ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀέρα στό τέλος τῆς ἐκτονώσεως καί β) τό ἔργο πού παράγεται καί ἡ θερμότητα πού μεταφέρεται.

(*Ἀπ.:* α) 0,462 m^3/kg, 49°C, β) + 146,4 kJ/kg, + 109,8 kJ/kg)

6. Ἕνα χιλιόγραμμο ἀέρα ἐκτονώνεται μέ σταθερή θερμοκρασία ἀπό ἀρχική πίεση 800 kN/m^2 καί ὄγκο 2 m^3 σέ πίεση 200 kN/m^2. Νά προσδιορισθεῖ: α) Τό ἔργο, β) ἡ θερμότητα, γ) ἡ ἀλλαγή τῆς ἐσωτερικῆς ἐνέργειας καί δ) ἡ ἀλλαγή τῆς ἐνθαλπίας τοῦ ἀέρα.

(*Ἀπ.:* α) 2218 kJ, β) – γ) – δ) –)

7. Σέ ἕνα ἰδανικό (χωρίς τριβές) ἀεροσυμπιεστή, ἀέρας μέ παροχή 11.5 kg/min συμπιέζεται μέ σταθερή θερμοκρασία ἀπό ἀρχική πίεση 1 bar καί εἰδικό ὄγκο 1,03 m^3/kg σέ τελική θερμοκρασία 6 bar. Νά βρεθεῖ: α) Ἡ ἰσχύς πού χρειάζεται γιά τή συμπίεση καί β) ἡ θερμότητα πού δίνεται ἤ ἀφαιρεῖται.

(*Ἀπ.:* α) – 35.3 kW, β) –)

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΕΒΔΟΜΟ

Ο ΔΕΥΤΕΡΟΣ ΝΟΜΟΣ ΤΗΣ ΘΕΡΜΟΔΥΝΑΜΙΚΗΣ ΚΑΙ Ο ΚΥΚΛΟΣ CARNOT

7.1 Γενικά.

Μέ τό κεφάλαιο αὐτό ξαναγυρίζομε στό κύριο ἀντικείμενο τῆς Ἐφαρμοσμένης Θερμοδυναμικῆς, τήν παραγωγή ἔργου. Μέ τόν πρῶτο θερμοδυναμικό νόμο εἴδαμε τή μετατροπή πού γίνεται σέ ἕνα σύστημα μεταξύ τῆς θερμότητας καί τοῦ ἔργου, χωρίς ὅμως νά προσδιορίζεται ἡ πορεία πού ἀκολουθεῖ ἡ μετατροπή αὐτή μέσα σέ μία μηχανή. Ἀπό τόν ἴδιο ἐπίσης νόμο μάθαμε ὅτι ὅλη ἡ θερμική ἐνέργεια μετατρέπεται σέ μηχανικό ἔργο καί ἀντίστροφα, πράγμα πού ἀπό τήν ἐμπειρία μας γνωρίζομε ὅτι εἶναι λάθος, γιατί ὑπάρχουν οἱ κάθε λογῆς ἀπώλειες (τριβές κλπ.).

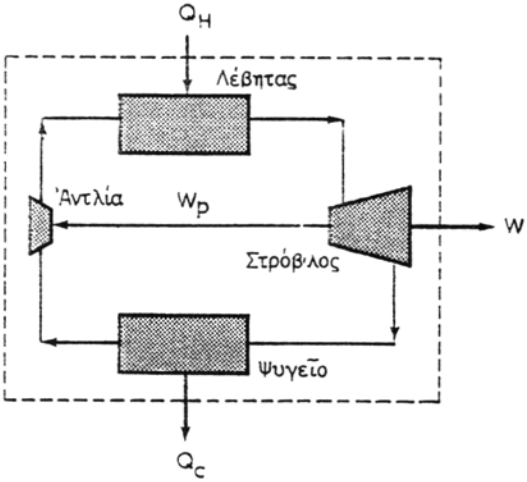
Τίς ἐλλείψεις αὐτές τοῦ πρώτου νόμου ἔρχεται νά συμπληρώσει ὁ δεύτερος θερμοδυναμικός νόμος, τόν ὁποῖο θά ἐξετάσομε ἀμέσως πιό κάτω.

7.2 Ὁ δεύτερος θερμοδυναμικός νόμος σέ ἕνα κύκλο.

Ὅπως ὁ πρῶτος ἔτσι καί ὁ δεύτερος θερμοδυναμικός νόμος εἶναι τό ἀποτέλεσμα παρατηρήσεων πού ἔκαναν κατά καιρούς πολλοί ἐρευνητές σέ διάφορες μηχανές. Αὐτός εἶναι καί ὁ λόγος πού ἔχομε διάφορους, ἄν καί στήν οὐσία τούς ἴδιους, ὁρισμούς γιά τό νόμο αὐτό.

Πρῶτος ὁ S. Carnot παρατήρησε ὅτι, γιά νά παράγει ἔργο μία ἀτμομηχανή, θά πρέπει νά ὑπάρχει ροή θερμότητας ἀπό μία «πηγή θερμότητας» μέ ὑψηλή θερμοκρασία ἤ ***θερμή πηγή*** σέ μία ἄλλη «πηγή θερμότητας» μέ χαμηλή θερμοκρασία ἤ ***ψυχρή πηγή***. Ἐπίσης παρατήρησε ὅτι ὅσο ἡ διαφορά τῆς θερμοκρασίας τῶν δύο αὐτῶν πηγῶν ἦταν μεγαλύτερη, τόσο μεγαλύτερο ἦταν τό παραγόμενο ἔργο.

Γιά νά ἀντιληφθοῦμε ὅμως καλύτερα τί σημαίνουν οἱ παρατηρήσεις αὐτές τοῦ Carnot, ἄς δοῦμε μία ἁπλή θερμική μηχανή, ἡ ὁποία θά μποροῦσε στήν πράξη νά ἦταν ἡ προωστήρια ἐγκατάσταση ἑνός πλοίου (σχ. 7.2). Ὅπως φαίνεται στό σχῆμα, ἡ μηχανή ἀποτελεῖται ἀπό τέσσερις μονάδες, τό λέβητα, τό στρόβιλο, τό ψυγεῖο καί τήν ἀντλία. Στό λέβητα καίγεται τό καύσιμο (πετρέλαιο) πού μᾶς δίνει τή θερμική ἐνέργεια γιά τή μετατροπή τοῦ νεροῦ τοῦ λέβη-



Σχ. 7.2.
Μία ἁπλή θερμική μηχανή.

τα σέ ἀτμό. Ὁ λέβητας εἶναι ἡ «πηγή» τῆς θερμότητας μέ τήν ὑψηλή θερμοκρασία, ἡ ὁποία, σέ λέβητες ναυτικῶν ἐγκαταστάσεων μπορεῖ νά φθάσει τούς 650°C. Ὁ ἀτμός στή συνέχεια ἐκτονώνεται στό στρόβιλο ὁ ὁποῖος παράγει τό μηχανικό ἔργο καί καταλήγει στό ψυγεῖο ὅπου συμπυκνώνεται σέ χαμηλή θερμοκρασία. Τό ψυγεῖο αὐτό εἶναι ἡ ἄλλη «πηγή θερμότητας» μέ χαμηλή θερμοκρασία. Τό συμπύκνωμα, δηλαδή τό νερό πού βγαίνει ἀπό τό ψυγεῖο, μέ τή βοήθεια τῆς ἀντλίας, πηγαίνει ξανά στό λέβητα, ὁλοκληρώνοντας ἔτσι τόν κύκλο λειτουργίας τῆς θερμικῆς μηχανῆς. Ἡ μηχανή αὐτή εἶναι μία ἀπό τίς πιό ἁπλές μορφές προωστήριας ἐγκαταστάσεως ἀτμοῦ πού συναντοῦμε στά πλοῖα.

Ἄς δοῦμε τώρα ἕναν ἀπό τούς ὁρισμούς τοῦ δεύτερου νόμου, πού ἔδωσαν οἱ Kelvin-Planck:

Δέν ὑπάρχει καμιά κυκλική διεργασία, ὅπου, μοναδικό ἀποτέλεσμα εἶναι ἡ ἀπορρόφηση θερμότητας ἀπό μία «πηγή θερμότητας» καί ἡ μετατροπή της σέ μηχανικό ἔργο.

Σέ σχέση μέ τή θερμική μηχανή (σχ. 7.2), ὁ ὁρισμός αὐτός λέει ὅτι, ἐάν ἀφαιρέσομε τό ψυγεῖο, δέν θά εἶναι δυνατό νά ἔχομε τόν κύκλο λειτουργίας πού περιγράψαμε. Πραγματικά, ἐάν δέν ὑπῆρχε τό ψυγεῖο, δέν θά μπορούσαμε νά συμπυκνώσομε τόν ἀτμό καί στή συνέχεια νά στείλομε τό συμπύκνωμα στό λέβητα. Ἐπίσης, ἐάν διατηρούσαμε τό ψυγεῖο, ἀλλά στήν ἴδια θερμοκρασία μέ τό λέβητα, δέν θά μποροῦσε νά λειτουργήσει ἡ θερμική μηχανή, γιατί δέν θά εἴχαμε τήν ἀπαραίτητη θερμοκρασιακή διαφορά ὥστε νά ὑπάρξει ροή θερμότητας ἀπό τή θερμή πηγή (λέβητας) πρός τήν ψυχρή (ψυγεῖο). Ἑπομένως δέν θά ὑπῆρχε ροή τοῦ ἀτμοῦ μέσα ἀπό τό στρόβιλο γιά τήν παραγωγή μηχανικοῦ ἔργου. Γιά τή λειτουργία λοιπόν τῆς μηχανῆς αὐτῆς χρειάζεται τόσο ὁ λέβητας ὅσο καί τό ψυγεῖο. Μέ ἄλλα λόγια, γιά νά ἔχομε μία κυκλική διεργασία πρέπει νά ὑπάρχουν δύο «πηγές θερμότητας».

Ἐδῶ θά πρέπει νά παρατηρήσομε ὅτι, ἀπό τή σκοπιά τῆς θερμοδυναμικῆς, τό ψυγεῖο εἶναι ἐπιζήμιο γιατί, ὅπως βλέπομε ἀπό τό σχῆμα 7.2, ἕνα μέρος μόνο τῆς θερμότητας Q_H πού δώσαμε στό λέβητα μετατρέπεται σέ ὠφέλιμο ἔργο W, ἐνῶ τό ὑπόλοιπο διαφεύγει ἀπό τό ψυγεῖο. Μέ σύμβολα αὐτό γράφεται:

$$Q_H = W + Q_C \qquad (7.1)$$

Ἐπομένως $Q_H > W$.

Γιά νά εἶναι $Q_H = W$ θά πρέπει $Q_C = 0$, δηλαδή νά μήν ὑπάρχει ψυγεῖο. Αὐτό ὅμως εἶναι ἀδύνατο νά γίνει στήν πράξη, γιά τούς λόγους πού εἴπαμε πιό πάνω.

Ἔτσι ἡ πιό σημαντική, γιά ἕνα μηχανικό, συνέπεια πού προκύπτει ἀπό τήν πιό πάνω διατύπωση τοῦ δεύτερου νόμου εἶναι ὅτι:

Καμιά μηχανή, θεωρητική ἤ πραγματική, δέν μπορεῖ νά μετατρέψει σέ μηχανικό ἔργο ὅλη τή θερμική ἐνέργεια πού τῆς προσδίνεται.

Αὐτό θά τό ἐξετάσομε στίς ἑπόμενες παραγράφους.

7.3 Ἡ ἀρχή τῆς ἀναστρεψιμότητας.

Τοποθετώντας ἕνα δοχεῖο νεροῦ ἐπάνω σέ μία ἀναμμένη θερμάστρα, περιμένομε νά ἀτμοποιηθεῖ τό νερό, ὄχι νά παγώσει. Ἀναμιγνύοντας ἐπίσης ζεστό καί κρύο νερό, δέν περιμένομε νά διαχωριστεῖ μόνο του τό μίγμα αὐτό σέ δύο μέρη νεροῦ μέ διαφορετικές θερμοκρασίες. Ἀνοίγοντας τή βαλβίδα μιᾶς φιάλης μέ πεπιεσμένο ἀέρα, ἀναμένομε ὅτι ὁ ἀέρας θά ἐξέλθει ἀπό αὐτήν καί δέν θά εἰσχωρήσει ἀτμοσφαιρικός ἀέρας μέσα σ' αὐτή. Μέ τά παραδείγματα αὐτά θέλομε νά δείξομε ὅτι ἀπό τήν ἐμπειρία μας γνωρίζομε ὅτι οἱ διάφορες διεργασίες πού ἐμφανίζονται στήν πράξη ἀκολουθοῦν μία συγκεκριμένη κατεύθυνση.

Ἐπειδή ὁ πρῶτος νόμος τῆς θερμοδυναμικῆς λέει ὅτι ἡ μηχανική καί ἡ θερμική ἐνέργεια μποροῦν νά μετατραποῦν ἡ μία στήν ἄλλη, χωρίς ὅμως νά καθορίζει καί τήν κατεύθυνση πού ἀκολουθεῖ ἡ μετατροπή αὐτή, θά μπορούσαμε νά ποῦμε, ἐξετάζοντας μόνο τόν πρῶτο νόμο, ὅτι τά πιό πάνω φαινόμενα μποροῦν νά γίνουν στήν πράξη. Ἐπομένως μποροῦμε νά θεωρήσομε ὅτι ὅλες οἱ διεργασίες ἀντιστρέφονται. Αὐτό ὅμως εἶναι ἀντίθετο μέ τήν ἐμπειρία, ἀπό τήν ὁποία γνωρίζομε ὅτι καμιά διεργασία δέν εἶναι ἀπόλυτα ἀναστρέψιμη. Καταλήγομε λοιπόν στό συμπέρασμα ὅτι τά φαινόμενα αὐτά δέν γίνονται στήν πράξη.

Ἡ ἀρχή ὅμως τῆς ἀναστρεψιμότητας εἶναι πάρα πολύ χρήσιμη στήν ἀξιολόγηση ὄχι μόνο τῶν θεωρητικῶν, ἀλλά καί τῶν πραγματικῶν θερμοδυναμικῶν κύκλων λειτουργίας τῶν μηχανῶν. Γι' αὐτό θά ὁρίσομε ***τήν ἀναστρέψιμη θερμοδυναμική διεργασία*** ὡς μία διεργασία μέ τά ἑξῆς χαρακτηριστικά:

1) Ἡ διεργασία θά μποροῦσε νά ἐκτελεσθεῖ μέ ἀντίστροφη φορά, ἔτσι ὥστε ἡ ἐνέργεια τοῦ συστήματος νά ἐπιστρέψει ἀπό τήν τελική κατάσταση στήν κατάσταση πού βρισκόταν πρίν ἀπό τήν ἐκτέλεση τῆς διεργασίας, χωρίς ν' ἀλλά-

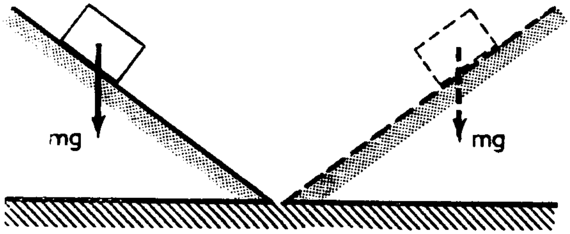
ξει τίποτε ἐξωτερικά τοῦ συστήματος.

2) Ὅλη ἡ ἐνέργεια ἡ ὁποία μετατράπηκε στή διάρκεια τῆς διεργασίας θά μποροῦσε νά ἐπιστρέψει ἀπό τήν τελική στήν ἀρχική κατάσταση ποιοτικά καί ποσοτικά.

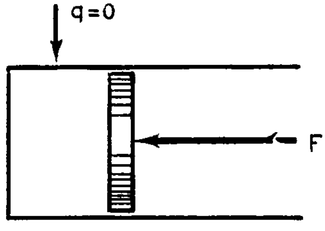
Ἄς δοῦμε ὅμως μερικές χρήσιμες σέ ἕνα μηχανικό διεργασίες τίς ὁποῖες μποροῦμε νά θεωρήσομε ὡς ἀναστρέψιμες, χωρίς νά ὑποπέσομε σέ σοβαρό σφάλμα σέ σχέση μέ τίς πραγματικές ἐφαρμογές τους.

7.3.1 *Κίνηση ἑνός σώματος χωρίς τριβή.*

Ἕνα σῶμα, ἐπάνω σέ ἕνα κεκλιμένο ἐπίπεδο χωρίς τριβή (σχ. 7.3α) ἐπιταχύνεται πρός τά κάτω ὑπό τήν ἐπίδραση τῆς βαρύτητας. Ἡ διεργασία αὐτή εἶναι ἀναστρέψιμη, γιατί, ἐάν στό κάτω ἄκρο τοῦ ἐπιπέδου τοποθετήσομε συμμετρικά ἕνα ἄλλο ὅμοιο κεκλιμένο ἐπίπεδο, ὅπως φαίνεται μέ τή διακεκομμένη γραμμή στό σχῆμα 7.3α, τότε τό σῶμα θά ἀνέλθει στήν ἴδια θέση πού εἶχε στό πρῶτο ἐπίπεδο πρίν ἀρχίσει ἡ διεργασία. Ἀπό τή μηχανική γνωρίζομε ὅτι οἱ ἐνέργειες τῶν δύο θέσεων τῶν σωμάτων εἶναι οἱ ἴδιες.



Σχ. 7.3α.
Κίνηση σώματος χωρίς τριβή.



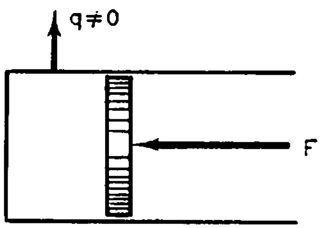
Σχ. 7.3β.
Ἀδιαβατική ἐκτόνωση.

7.3.2 *Ἀδιαβατική ἐκτόνωση ἀερίου.*

Τό ἀέριο μέσα σέ ἕνα κύλινδρο ἐκτονώνεται ἐπάνω σ' ἕνα ἔμβολο πού δέν ἔχει τριβές, ἐνῶ ἐφαρμόζεται μία δύναμη F (σχ. 7.3β). Ἐπίσης ἡ μεταφορά τῆς θερμότητας εἶναι μηδέν. Ἡ διεργασία αὐτή τῆς ἐκτονώσεως εἶναι ἀναστρέψιμη, γιατί μέ μιά πολύ μικρή αὔξηση τῆς δυνάμεως F εἶναι δυνατό νά ἀκολουθήσομε τήν ἴδια διεργασία μέ ἀντίστροφη διεύθυνση. Φυσικά, μέ τήν ἀντιστροφή τῆς διευθύνσεως, ἔχομε τή διεργασία τῆς ἀδιαβατικῆς συμπιέσεως.

7.3.3 *Ἰσοθερμοκρασιακή συμπίεση ἀτμοῦ.*

Ἡ δύναμη F κινεῖ πολύ ἀργά τό ἔμβολο ἑνός κυλίνδρου μέσα στόν ὁποῖο ὑπάρχει ἀτμός (σχ. 7.3γ). Μεταξύ κυλίνδρου καί ἐμβόλου δέν ὑπάρχουν τριβές. Μέ τή συμπίεση ὁ ἀτμός συμπυκνώνεται καί θερμότητα μεταφέρεται στά τοιχώματα τοῦ κυλίνδρου. Ἡ διεργασία εἶναι ἀναστρέψιμη, γιατί, ὅταν ἡ δύναμη F μειωθεῖ, ἡ διεύθυνση τῆς κινήσεως τοῦ ἐμβόλου ἀντιστρέφεται καί ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀτμοῦ πέφτει. Ἔχομε τότε ροή θερμότητας ἀπό τά τοιχώματα τοῦ κυλίνδρου στόν ἀτμό καί τό συμπύκνωμα γίνεται ξανά ἀτμός. Γιά νά θεωρηθεῖ



Σχ. 7.3γ.
Ἰσοθερμοκρασιακή συμπίεση.

αὐτή ἡ διεργασία ἀναστρέψιμη, θά πρέπει ἡ κίνηση τοῦ ἐμβόλου καί ἡ μεταβολή τῆς δυνάμεως νά γίνουν πάρα πολύ ἀργά.

Ὡς μή ἀναστρέψιμες διεργασίες θεωροῦνται μεταξύ τῶν ἄλλων:

– Ἡ κίνηση ἑνός σώματος ἐπάνω σέ κεκλιμένο ἐπίπεδο τό ὁποῖο ἔχει τριβές.
– Ἡ ροή ἑνός ὑγροῦ μέσα σέ ἕνα σωλήνα μέ τριβές.
– Οἱ θερμοδυναμικές διεργασίες μέ σταθερή πίεση, σταθερό ὄγκο καί πολυτροπική. Οἱ διεργασίες αὐτές μποροῦν νά θεωρηθοῦν ἀναστρέψιμες, ἐάν δέν ὑπάρχουν τριβές καί ἡ διαφορά τῆς θερμοκρασίας μεταξύ τῆς θερμῆς πηγῆς καί τοῦ θερμαινόμενου μέσου εἶναι ὅσο τό δυνατό μικρότερη.

Εἶναι λοιπόν φανερό ὅτι ἡ ἀναστρέψιμη διεργασία εἶναι μία ἰδανική κατάσταση, γιατί προϋποθέτει τήν ἔλλειψη κάθε εἴδους τριβῶν σέ ἕνα σύστημα καί τήν ὕπαρξη ὁρισμένων ἀκραίων καταστάσεων, ὅπως ἡ πολύ ἀργή κίνηση τῶν ἐξαρτημάτων τοῦ συστήματος, οἱ ὁποῖες, ὅπως γνωρίζομε, εἶναι σχεδόν ἀδύνατο νά συμβοῦν στήν πράξη.

7.4 Βαθμός ἀποδόσεως μηχανῆς.

Ἀπό ὅσα εἴπαμε μέχρι τώρα, προκύπτει ὅτι ὅλες οἱ μηχανές ἔχουν ἀπώλειες, πράγμα γνωστό καί ἀπό τήν καθημερινή ἐμπειρία. Αὐτό ὅμως πού δέν μποροῦμε νά ἀποκτήσομε μέ τήν ἐμπειρία, καί πού εἶναι ἕνα ἀπό τά πιό βασικά καί χρήσιμα στοιχεῖα μιᾶς μηχανῆς, εἶναι ἡ γνώση τοῦ ***βαθμοῦ ἀποδόσεώς*** της. Μέ ἁπλά λόγια τό τί δίνομε καί τό τί παίρνομε ἀπό αὐτή. Γνωρίζομε βέβαια ὅτι δίνομε στή μηχανή θερμική ἐνέργεια (θερμότητα) καί παίρνομε μηχανικό ἔργο. Ἔτσι ὁ βαθμός ἀποδόσεως ὁρίζεται ὡς ὁ λόγος τῶν δύο αὐτῶν ποσοτήτων, δηλαδή:

$$\eta = \frac{W}{Q} \tag{7.2}$$

ὅπου: η ὁ βαθμός ἀποδόσεως μηχανῆς (ἀδιάστατος ἀριθμός),
W τό παραγόμενο καθαρό ἔργο σέ J καί
Q ἡ προσδιδόμενη θερμότητα σέ J.

Ὁ βαθμός ἀποδόσεως λοιπόν εἶναι ἕνα μέτρο τῆς ποιότητας τῆς μηχανῆς σέ σχέση μέ τό ἔργο W πού παίρνομε καί μέ τή θερμότητα Q πού ἀπαιτεῖται νά δώσομε γιά νά ἐπιτευχθεῖ αὐτό τό ἔργο. Ἐφαρμόζοντας τόν πρῶτο θερμοδυναμικό νόμο, σέ μιά μηχανή, ἔχομε ὅτι:

$$W = Q_H - Q_C \tag{7.3}$$

ὅπου: Q_H ἡ θερμότητα πού προσδίνεται σέ ὑψηλή θερμοκρασία καί
Q_C ἡ θερμότητα πού ἀφαιρεῖται στή χαμηλή θερμοκρασία σέ μία μηχανή.

Εἶναι φανερό ὅτι ἡ ἐξίσωση (7.3) εἶναι ἴδια μέ τήν (7.1) πού ἐμπειρικά γράψαμε στήν παράγραφο 7.2, μέ ἁπλή ἐποπτεία στήν ἁπλή θερμική μηχανή τοῦ σχήματος 7.2. Ἔτσι, στή μηχανική ἐγκατάσταση τοῦ σχήματος 7.2 ἡ θερμότητα Q_C ἀφαιρεῖται ἀπό τό ψυγεῖο νεροῦ. Ὁπότε ἡ ἐξίσωση (7.2) γράφεται ὡς:

$$\eta = \frac{Q_H - Q_C}{Q_H} = 1 - \frac{Q_C}{Q_H} \tag{7.4}$$

Ἡ ἐξίσωση (7.4), ὅπως μπορεῖ νά ἀποδειχθεῖ, γράφεται καί ὡς:

$$\eta = 1 - \frac{T_C}{T_H} \tag{7.5}$$

Οἱ θερμοκρασίες T_C καί T_H τῆς ἐξισώσεως (7.5) εἶναι οἱ ἀπόλυτες θερμοκρασίες τῶν δύο πηγῶν θερμότητας. Στήν ἐγκατάσταση τοῦ σχήματος 7.2 οἱ θερμοκρασίες αὐτές εἶναι τοῦ ψυγείου καί τοῦ λέβητα ἀντίστοιχα. Ὅπως ὅμως εἴπαμε προηγουμένως, γιά νά ἔχομε παραγωγή μηχανικοῦ ἔργου, θά πρέπει ἡ θερμοκρασία T_C νά εἶναι μικρότερη ἀπό τήν T_H, δηλαδή ὁ λόγος T_C / T_H εἶναι μικρότερος ἀπό τή μονάδα. Συνεπῶς καί ὁ βαθμός ἀποδόσεως η εἶναι πάντα μικρότερος ἀπό τή μονάδα. Αὐτό σημαίνει ὅτι ἕνα μόνο μέρος τῆς θερμικῆς ἐνέργειας Q πού προσδίνομε στή μηχανή μετατρέπεται σέ μηχανική ἐνέργεια (ἔργο). Στήν πράξη, τό ἔργο πού πετυχαίνομε ἀπό ἕνα ὁρισμένο ποσό θερμότητας ἐξαρτᾶται ὄχι μόνο ἀπό τό εἶδος τῆς μηχανῆς (ἄν εἶναι π.χ. ἀτμοστρόβιλος ἤ μηχανή Diesel), ἀλλά καί ἀπό αὐτήν τήν ἴδια τή μηχανή (ὁ βαθμός ἀποδόσεως διαφέρει μεταξύ τῶν διαφόρων τύπων τῶν μηχανῶν Diesel). Πραγματικές τιμές τοῦ βαθμοῦ ἀποδόσεως τῶν μηχανῶν θά δώσομε στά ἀντίστοιχα κεφάλαια περί μηχανῶν.

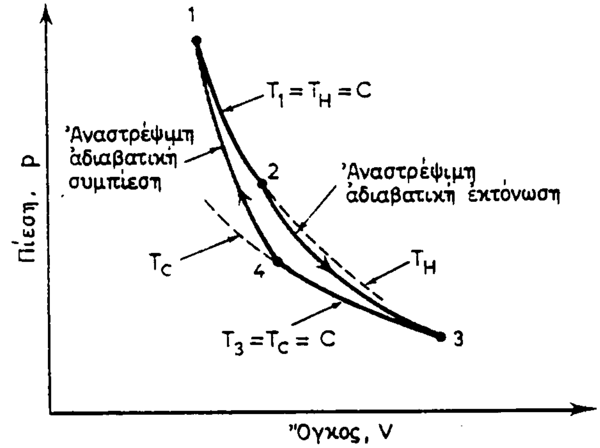
Τά μεγέθη Q καί W ἐκφράζονται στίς ἴδιες μονάδες καί γι' αὐτό ὁ βαθμός ἀποδόσεως, εἶναι ἀδιάστατος ἀριθμός. Πολλές φορές ὁ πιό πάνω βαθμός ὀνομάζεται ***θερμικός βαθμός ἀποδόσεως*** γιά νά τόν διακρίνομε ἀπό ἄλλους βαθμούς ἀποδόσεως, ὅπως βαθμός ἀποδόσεως καύσεως, μηχανικός βαθμός ἀποδόσεως κ.ἄ., ὁπότε τόν συμβολίζομε μέ τό δείκτη θ, η_θ.

7.5 Ὁ κύκλος καί ἡ μηχανή Carnot.

Ὅταν ἕνα σύστημα ἐκτελεῖ δύο ἤ περισσότερες διεργασίες καί ἐπανέρχεται στήν ἀρχική του κατάσταση, τότε λέμε ὅτι ἔχομε ἕνα θερμοδυναμικό κύκλο. Ὅλες οἱ θερμικές μηχανές λειτουργοῦν ἐπάνω σ' ἕνα θερμοδυναμικό κύκλο, γι' αὐτό καί ἡ ἀνάλυσή τους ἀπό τή θερμοδυναμική πλευρά γίνεται μέ τή διερεύνηση τοῦ ἀντίστοιχου κύκλου.

Ὁ πρῶτος πού ἀναγνώρισε τίς διεργασίες πού γίνονται στίς μηχανές γιά τή μεταφορά τῆς θερμότητας ἦταν ὁ S. Carnot, ὁ ὁποῖος ἔθεσε τίς βάσεις γιά τό δεύτερο θερμοδυναμικό νόμο εἰσάγοντας τήν ἔννοια τῆς «ἀναστρέψιμης διεργασίας» καί τοῦ «κύκλου» πού ἤδη ἀναφέραμε. Ἔτσι ἄνοιξε τό δρόμο στούς ἑπόμενους ἐρευνητές, ὅπως οἱ Kelvin, Clausius, Planck, γιά τήν ἀνάπτυξη τῶν ἀρχῶν τῆς μοντέρνας θερμοδυναμικῆς.

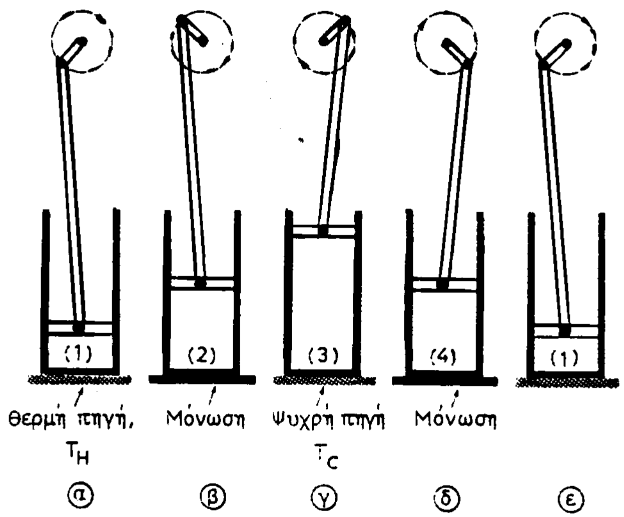
Ὁ Carnot ἐπινόησε μία θεωρητική μηχανή (μηχανή Carnot) πού μποροῦσε νά λειτουργεῖ σ' ἕνα κύκλο μέ ἐργαζόμενο μέσο ἕνα ἀέριο. Χωρίς νά ὑποπέσομε σέ σφάλμα, θεωροῦμε ὅτι τό ἀέριο εἶναι ἀτμός. Στή μηχανή αὐτή ἡ συμπύκνωση τοῦ ἀτμοῦ καί ἡ ἀτμοποίηση τοῦ νεροῦ γίνονται μέ σταθερή θερμοκρασία, ἐνῶ τό ἔργο τῆς μηχανῆς παράγεται μέ ἀναστρέψιμη ἀδιαβατική ἐκτόνωση τοῦ ἀτμοῦ. Ὁ κύκλος ὁλοκληρώνεται μέ μία ἀδιαβατική ἀναστρέψιμη συμπίεση. Στό σχῆμα 7.5α φαίνεται ὁ κύκλος Carnot στό διάγραμμα p-V.



Σχ. 7.5α.
Τό διάγραμμα p - V γιά τόν κύκλο Carnot.

Γιά νά ἀντιληφθοῦμε ὅμως καλύτερα τή φυσική ἔννοια τῆς μηχανῆς Carnot, θεωροῦμε ὅτι ἡ μηχανή πού φαίνεται στό σχῆμα 7.5β εἶναι μία θερμική μηχανή Carnot, ἡ ὁποία ἀποτελεῖται ἀπό ἕναν κύλινδρο καί ἕνα ἔμβολο πού στρέφει ἕναν ἄξονα, ὅπως π.χ. μία μηχανή Diesel στρέφει τό στροφαλοφόρο ἄξονα.

Ἄς παρακολουθήσομε τή μηχανή σέ ἕναν πλήρη κύκλο συγκρίνοντας τίς κινήσεις τοῦ ἐμβόλου μέ τά σημεῖα τοῦ κύκλου στό σχῆμα 7.5α. Ἡ λειτουργία τοῦ κυλίνδρου ἀρχίζει μέ τό ὑγρό μέσα στόν κύλινδρο στήν κατάσταση 1. Ἕνα θερμό σῶμα θερμοκρασίας $T_1 = T_H$ ἔρχεται σέ ἐπαφή μέ τόν κύλινδρο ὅπου ἔχομε ροή θερμότητας ἀπό τό σῶμα στό ὑγρό μέ σταθερή θερμοκρασία T_1, μέχρι τό ὑγρό νά φθάσει στήν κατάσταση 2. Μονώνεται τότε ὁ κύλινδρος ὥστε νά μήν ἔχομε ἀπώλεια θερμότητας καί τό ὑγρό ἐκτονώνεται ἀδιαβατικά μέχρι τήν κατάσταση 3. Γιά νά ἐπαναφέρομε τό σύστημα στήν ἀρχική του κα-



Σχ. 7.5β.
Σχηματική παράσταση μηχανῆς Carnot.

τάσταση τοποθετοῦμε στόν κύλινδρο ἕνα ψυχρό σῶμα θερμοκρασίας $T_3 = T_C$. Ἔχομε τότε ροή θερμότητας ἀπό τό ὑγρό στό ψυχρό σῶμα μέ σταθερή θερμοκρασία T_3, μέχρι τό ὑγρό νά ἔλθει στήν κατάσταση 4.

Γιά νά φθάσει τό ὑγρό στήν κατάσταση 1, μονώνομε καί πάλι τόν κύλινδρο καί συμπιέζομε ἀδιαβατικά τό ὑγρό χρησιμοποιώντας ἕνα μέρος τοῦ ἔργου πού μᾶς ἔδωσε ὁ κύκλος στήν ἀδιαβατική ἐκτόνωση. Ἔτσι ὁ κύκλος ὁλοκληρώθηκε, ἀφοῦ ἐπέστρεψε στήν ἀρχική κατάσταση 1.

Ἡ μηχανή Carnot εἶναι σημαντική γιατί μετατρέπει τή θερμική ἐνέργεια (θερμότητα) στή μέγιστη δυνατή μηχανική ἐνέργεια (ἔργο). Καμιά ἄλλη μηχανή μέχρι σήμερα δέν ἐπινοήθηκε πού νά ἐργάζεται τόσο ἀποδοτικά μεταξύ δύο σωμάτων διαφορετικῶν θερμοκρασιῶν (θερμό καί ψυχρό).

7.6 Βαθμός ἀποδόσεως κύκλου Carnot.

Ἀπό τήν ἀνάλυση τοῦ κύκλου Carnot ἀποδεικνύεται ὅτι τό καθαρό ἔργο πού παράγεται δίνεται ἀπό τή σχέση*:

$$W = mRT_H \ln\frac{V_2}{V_1} + mRT_C \ln\frac{V_4}{V_3} \qquad (7.6)$$

ὅπου T_H, T_C ἡ θερμοκρασία τοῦ θερμοῦ καί τοῦ ψυχροῦ σώματος πού ἔρχεται σέ ἐπαφή μέ τόν κύλινδρο, ἀντίστοιχα.

Ἡ θερμότητα πού δίνεται μέ σταθερή θερμοκρασία στόν κύλινδρο ἀπό τήν

* Ἡ ἀπόδειξη τῆς ἐξισώσεως (7.6) δίνεται στό Παράρτημα «Α»

κατάσταση 1 στήν κατάσταση 2 καί αὐτή πού ἀφαιρεῖται ἀπό τήν κατάσταση 3 στήν κατάσταση 4, δίνονται ἀπό τίς σχέσεις:

$$Q_{12} = mRT_H \ \ln\frac{V_2}{V_1} \tag{7.7}$$

$$Q_{34} = mRT_C \ \ln\frac{V_4}{V_3} \tag{7.8}$$

Ἀπό τήν ἐξίσωση (7.4) ὁ βαθμός ἀποδόσεως τοῦ κύκλου εἶναι:

$$\eta_\theta = \frac{Q_{12} - Q_{34}}{Q_{12}} \tag{7.9}$$

ὁπότε, ἄν ἀντικαταστήσομε τίς ἐκφράσεις τῶν Q_{12} καί Q_{34}, μετά ἀπό μερικές πράξεις ἔχομε τήν ἐξίσωση (7.5), δηλαδή:

$$\eta_\theta = \frac{T_H - T_C}{T_H} = 1 - \frac{T_C}{T_H} \tag{7.10}$$

Ἄν χρησιμοποιήσομε τίς σχέσεις τῶν τελείων ἀερίων (βλ. κεφάλαιο ἕκτο), τότε ὁ βαθμός ἀποδόσεως η_θ παίρνει τή μορφή:

$$\eta_\theta = 1 - \left(\frac{p_4}{p_1}\right)^{(k-1)/k} = 1 - \left(\frac{\upsilon_1}{\upsilon_4}\right)^{k-1} = 1 - \frac{T_3}{T_1} = 1 - \frac{T_4}{T_3} \tag{7.11}$$

Οἱ πιό πάνω σχέσεις ἐφαρμόζονται γιά κάθε καθαρή οὐσία καί ὄχι μόνο γιά τέλεια ἀέρια.

Ἐξετάζοντας τόν κύκλο Carnot, μποροῦμε νά παρατηρήσομε ὅτι:

1) Ὁ κύκλος αὐτός ἀποτελεῖται ἀπό δύο ἀναστρέψιμες διεργασίες (ἐκτόνωση καί συμπίεση) καί δύο ἰσοθερμοκρασιακές ἀλλαγές καταστάσεως, πού, ὅπως εἴπαμε προηγουμένως, εἶναι ἐπίσης ἀναστρέψιμες. Συνεπῶς μπορεῖ νά λειτουργήσει καί κατά τήν ἀντίθετη διεύθυνση, εἶναι δηλαδή ***ἀναστρέψιμος.***

2) Ἀπό τήν ἐξίσωση (7.10) βλέπομε ὅτι ὁ βαθμός ἀποδόσεως αὐξάνει ὅσο ὁ λόγος T_C/T_H μειώνεται. Αὐτό μποροῦμε νά τό ἐπιτύχομε αὐξάνοντας τή θερμοκρασία T_H καί μειώνοντας συγχρόνως τή θερμοκρασία T_C ὅσο εἶναι δυνατό. Οἱ δυνατότητες ὅμως τοῦ ἀνθρώπου νά ἐπεμβαίνει στή φύση εἶναι ἀρκετά περιορισμένες. Ἔτσι ἡ ἀφαίρεση τῆς θερμότητας Q_{34} ἀπό τόν κύλινδρο, φάση 3-4, στήν πράξη γίνεται μέσα σέ ἕνα ψυγεῖο ὅπου ἡ θερμοκρασία συνήθως εἶναι τῆς τάξεως τῶν 20°C, δηλαδή $t = 20°C$ ἤ $T_C = 293$ K. Ἀντίστοιχα, τό ἀνώτερο ὅριο τῆς θερμοκρασίας T_H στήν ὁποία δίνομε τή θερμότητα Q_{12} στόν κύλινδρο, μπορεῖ νά φθάσει μέχρι καί 1650°C. Ἡ θερμοκρασία αὐτή στήν πράξη εἶναι ἀρκετά μικρότερη γιά λόγους ἀντοχῆς τῶν ὑλικῶν.

Γιά παράδειγμα ἀναφέρομε ὅτι σέ ἕνα σύστημα ἀπό ὑλικά ὑψηλῆς ἀντοχῆς ὅπου μποροῦμε νά πετύχομε θερμοκρασία $t_H = 800°C$, καί θερμοκρασία $t_C = 20°C$, ὁ βαθμός ἀποδόσεως μιᾶς μηχανῆς Carnot, σύμφωνα μέ τήν ἐξίσωση (7.10), θά εἶναι:

$$\eta_\theta = 1 - \frac{273 + 20}{273 + 800} = 0.727$$

Βλέπομε λοιπόν ὅτι, ἀκόμη καί μέ αὐτές τίς ἀκραῖες συνθῆκες λειτουργίας (θερμοκρασίας), ὁ πιό ἰδανικός κύκλος πού ἐπινοήθηκε μέχρι σήμερα μπορεῖ νά μετατρέψει σέ ὠφέλιμο ἔργο μόνο τό 72,7% τῆς θερμότητας πού προσλαμβάνει. Ὅπως θά δοῦμε δέ σέ ἑπόμενα κεφάλαια ὁ βαθμός ἀποδόσεως τῶν πραγματικῶν μηχανῶν δύσκολα μπορεῖ νά ξεπεράσει τό 45%.

3) Ἀπό τήν ἐξίσωση (7.10) βλέπομε ὅτι γιά νά ἐπιτύχομε μία μηχανή μέ ἀπόδοση 100%, θά πρέπει ἡ θερμοκρασία T_C νά φθάσει τό ἀπόλυτο μηδέν, πράγμα φυσικά ἀδύνατο. Γι' αὐτό τέτοια μηχανή εἶναι ἀδύνατο νά κατασκευασθεῖ.

4) Ἡ πρακτική ἐφαρμογή τῆς μηχανῆς Carnot ἐξαρτᾶται ἀπό τήν ἀργή κίνηση τῶν ἐξαρτημάτων, ἔτσι ὥστε τό ἐργαζόμενο μέσο νά ἔχει σέ κάθε στιγμή τῆς λειτουργίας ὁμοιόμορφη πίεση καί θερμοκρασία. Αὐτό μπορεῖ νά γίνει στήν πράξη, ἀλλά τότε θά ἔχομε μία πολύ μεγάλη μηχανή πού θά μᾶς δίνει πολύ μικρή ἰσχύ· κι αὐτό γιατί ἡ ἰσχύς μιᾶς μηχανῆς δέν ἐξαρτᾶται μόνο ἀπό τό ἔργο ἀνά διαδρομή, ἀλλά ἐπίσης καί ἀπό τίς διαδρομές στή μονάδα τοῦ χρόνου. Τέτοια ὅμως μηχανή εἶναι οἰκονομικά ἀσύμφορη στήν κατασκευή της.

5) Οἱ τριβές πού ἀναπόφευκτα ὑπάρχουν στίς πραγματικές μηχανές ἔχουν ὡς ἀποτέλεσμα τή μή ἀναστρεψιμότητα τῶν διεργασιῶν, ὁπότε ὑπάρχει ἀπώλεια ἑνός μέρους τοῦ ἔργου πού παράγεται.

Μποροῦμε λοιπόν νά ποῦμε ὅτι ἡ μηχανή Carnot δέν μπορεῖ νά κατασκευασθεῖ. Ἀνεξάρτητα ὅμως ἀπό αὐτό, πολλά χρήσιμα συμπεράσματα ἔχουν προκύψει ἀπό τή μελέτη τοῦ κύκλου Carnot, τά ὁποῖα βοήθησαν στήν κατασκευή καί βελτίωση τῶν σημερινῶν μηχανῶν πού θά δοῦμε σέ ἑπόμενα κεφάλαια.

Παράδειγμα 1.

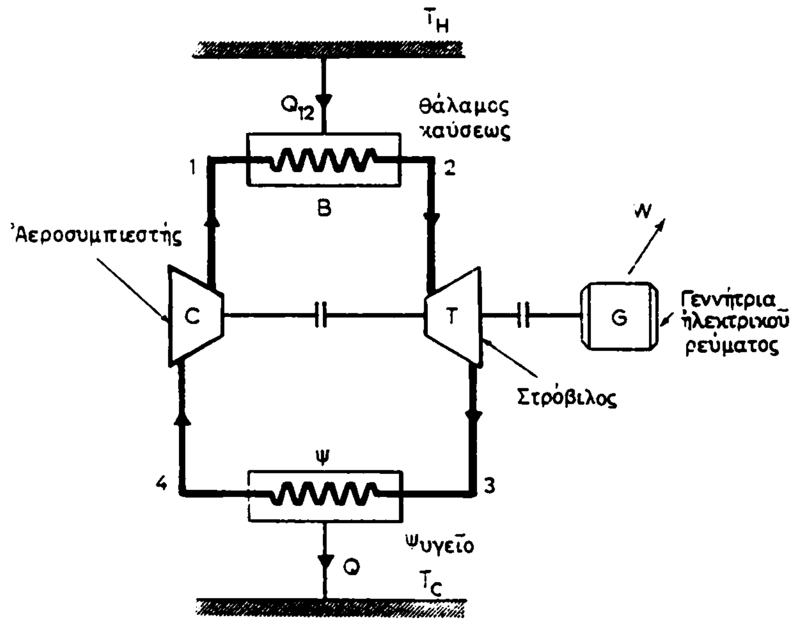
Μία ἄλλη σχηματική παράσταση τοῦ κύκλου Carnot εἶναι τοῦ σχήματος 7.6α. Ἀποτελεῖται ἀπό ἰδανικές (χωρίς τριβές) μονάδες οἱ ὁποῖες εἶναι ὁ ἀεροσυμπιεστής C, ὁ στρόβιλος T, ὁ θάλαμος καύσεως B, τό ψυγεῖο Ψ καί ἡ γεννήτρια ἠλεκτρικοῦ ρεύματος G. Τό ἐργαζόμενο μέσο εἶναι ἀέρας πού ἔχει στό σημεῖο 2 πίεση 4 bar καί θερμοκρασία 540°C. Στό ψυγεῖο ὁ ἀέρας εἰσέρχεται μέ πίεση 1 bar καί στό θάλαμο καύσεως δίνομε θερμότητα 310 kJ/kg. Ζητεῖται: α) Ὁ βαθμός ἀποδόσεως τοῦ κύκλου, β) τό ποσό τῆς θερμότητας πού ἀφαιρεῖται στό ψυγεῖο καί γ) ἡ θερμοκρασία στό ψυγεῖο.

Λύση.

Τό ἐργαζόμενο μέσο εἶναι ἀέρας ὁπότε ἐφαρμόζομε τίς σχέσεις τοῦ τέλειου ἀερίου. Ἀπό τόν Πίνακα Γ6 ἔχομε k = 1,4.

α) Ἀπό τήν ἐξίσωση (7.11) ὁ βαθμός ἀποδόσεως εἶναι:

$$\eta_\theta = 1 - \left(\frac{p_4}{p_1}\right)^{(k-1)/k} = 1 - \left(\frac{1}{4}\right)^{0.286} = 0{,}327$$



Σχ. 7.6α.
Σχηματική παράσταση μηχανῆς Carnot.

β) ὁπότε ἀπό τήν ἐξίσωση (7.9) ἔχομε ὅτι:

$$Q_{34} = (1 - \eta_\theta)\, Q_{12} = (1 - 0{,}327) \times 310 = 208 \text{ kJ/kg}$$

γ) καί $T_C = (1 - \eta_\theta)\, T_H = (1 - 0.327) \times 813 = 547 \text{ K}$ ἤ $274°C$

Παράδειγμα 2.

Τό ἐργαζόμενο μέσο σέ μία μηχανή Carnot εἶναι ἀέρας μάζας 0,05 kg. Ἡ μέγιστη θερμοκρασία τοῦ κύκλου εἶναι 940 K καί ἡ μέγιστη πίεση $8{,}4 \times 10^3$ kPa. Ἡ θερμότητα πού δίνεται στόν κύκλο εἶναι 4,2 kJ. Νά προσδιορισθεῖ ὁ μέγιστος ὄγκος τοῦ κυλίνδρου, ἐάν ἡ ἐλάχιστη θερμοκρασία στή διάρκεια τοῦ κύκλου εἶναι 300 K.

Λύση.

Ἀπό τό σχῆμα 7.5α βλέπομε ὅτι ἡ μέγιστη θερμοκρασία καί πίεση παρατηρεῖται στήν κατάσταση 1 καί ὁ μέγιστος ὄγκος στήν κατάσταση 3. Γιά νά βροῦμε τό V_3 θά πρέπει νά ἀκολουθήσομε τή διεργασία 1-2-3.

Ἐφόσον τό ἐργαζόμενο μέσο εἶναι ὁ ἀέρας, ἐφαρμόζομε τίς ἐξισώσεις τελείων ἀερίων. Ἔτσι ἀπό τήν ἐξίσωση (6.6) ἔχομε ὅτι:

$$V_1 = \frac{mRT_1}{p_1} = \frac{0{,}05 \times 0{,}287 \times 940}{8{,}4 \times 10^3} = 1{,}606 \times 10^{-3} \text{ m}^3$$

Ἀπό τήν ἐξίσωση (7.7), λύνοντας ὡς πρός V_2 παίρνομε:

$$\ln\frac{V_2}{V_1} = \frac{Q_{12}}{p_1V_1} = \frac{4{,}2}{8{,}4 \times 10^3 \times 1{,}606 \times 10^{-3}} = 0{,}311$$

$$V_2 = e^{0{,}311}V_1 = 1{,}365 \times 1{,}606 \times 10^{-3} = 2{,}192 \times 10^{-3}\ m^3$$

$$V_2 = 2{,}192 \times 10^{-3}\ m^3 \quad \text{καί} \quad T_2 = T_1 = 940\ K$$

ὁπότε
$$p_2 = \frac{mRT_2}{V_2} = \frac{0{,}05 \times 0{,}287 \times 940}{2{,}192 \times 10^{-3}}$$

$$p_2 = 6{,}15 \times 10^3\ kPa$$

Γιά τήν ἀναστρέψιμη ἀδιαβατική ἐκτόνωση 2 - 3, ἀπό τήν ἐξίσωση (6.20) ἔχομε ὅτι:

$$\frac{V_3}{V_2} = \left(\frac{T_2}{T_3}\right)^{1/(k-1)}$$

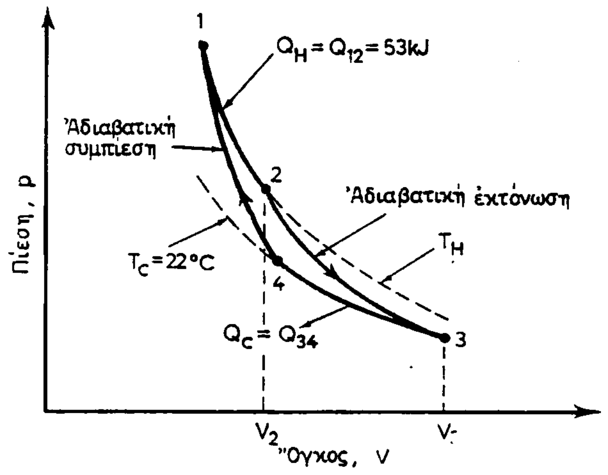
καί
$$V_3 = 2{,}192 \times 10^{-3} \times \left(\frac{940}{300}\right)^{2{,}5} = 38{,}1 \times 10^{-3}\ m^3$$

Παράδειγμα 3.

Τό ἐργαζόμενο μέσο σέ μία μηχανή Carnot εἶναι ἄζωτο. Ἡ θερμότητα πού δίνεται στή μηχανή εἶναι 53 kJ ἐνῶ ὁ λόγος ἀδιαβατικῆς ἐκτονώσεως V_3/V_2 16:1. Ἡ χαμηλή θερμοκρασία τοῦ κύκλου, ὅπου ἀφαιρεῖται ἕνα ποσό θερμότητας, εἶναι 22°C. Νά προσδιορισθεῖ: α) Ὁ βαθμός ἀποδόσεως, β) ἡ θερμότητα πού ἀφαιρεῖται καί γ) τό ἔργο πού παράγεται ἀπό τή μηχανή.

Λύση.

Σχηματίζομε ἀρχικά τόν κύκλο λειτουργίας τῆς μηχανῆς καί σημειώνομε τά στοιχεῖα πού γνωρίζομε, ὅπως φαίνεται στό σχῆμα 7.6β.



Σχ. 7.6β.
Διάγραμμα κύκλου μηχανῆς παραδείγματος 3.

Ὁ λόγος τῆς ἀδιαβατικῆς ἐκτονώσεως εἶναι ὁ λόγος τῶν ὄγκων V_2 καί V_3, πού ἔχει ἡ μηχανή πρίν καί μετά τήν ἀδιαβατική ἐκτόνωση.

Τό ἐργαζόμενο ἀέριο τό θεωροῦμε ὡς τέλειο ἀέριο.

α) Ἀπό τήν ἐξίσωση (7.10) ἔχομε ὅτι:

$$\eta_\theta = 1 - \frac{T_C}{T_H} \tag{1}$$

Γιά νά ὑπολογίσομε τό η_θ θά πρέπει νά βροῦμε τήν ὑψηλή θερμοκρασία T_H τοῦ κύκλου.

Ἀπό τήν ἐξίσωση (6.20) γιά ἀδιαβατική ἐκτόνωση τέλειου ἀερίου ἔχομε:

$$\frac{T_2}{T_3} = \frac{T_H}{T_C} = \left(\frac{V_3}{V_2}\right)^{k-1}$$

ὅπου $k = 1{,}399$ ἀπό τόν Πίνακα Γ6 καί $\dfrac{V_3}{V_2} = 16$ ἀπό τήν ἐκφώνηση τοῦ προβλήματος, ὁπότε:

$$\frac{T_H}{T_C} = 16^{1.399-1} = 3{,}02 \quad \text{ἤ} \quad \frac{T_C}{T_H} = \frac{1}{3{,}02} = 0{,}331$$

Ἀντικαθιστοῦμε στήν ἐξίσωση (1) καί παίρνομε:

$\eta_\theta = 1 - 0{,}331 = 0{,}669$ ἤ θερμικός βαθμός ἀποδόσεως 66,9%

β) Ἀπό τήν ἐξίσωση (7.9), ἡ θερμότητα Q_C πού ἀφαιρεῖται ἰσοῦται μέ:

$$Q_C = Q_{34} = (1 - \eta_\theta)\, Q_{12} = (1 - \eta_\theta)\, Q_H = (1 - 0{,}669) \times 53 = 17{,}54 \text{ kJ}$$

γ) Τό καθαρό ἔργο πού παράγεται ἀπό τόν κύκλο βρίσκεται ἀπό τήν ἐξίσωση (7.2):

$$W = \eta_\theta\, Q_{12} = 0{,}669 \times 53 = 35{,}46 \text{ kJ}$$

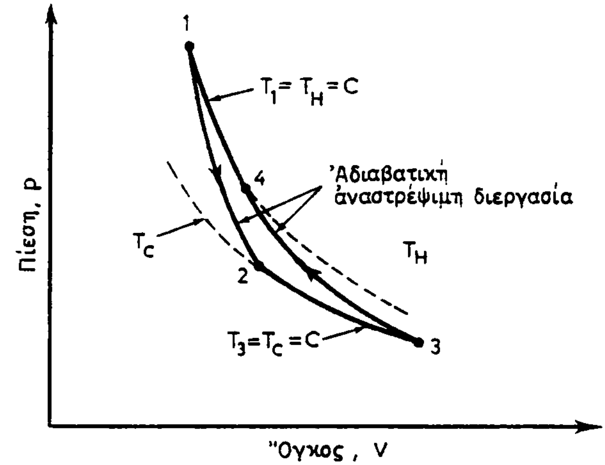
Γιά νά ἐλέγξομε ἄν τό ἀποτέλεσμα πού βρήκαμε γιά τήν ἐρώτηση (γ) εἶναι σωστό χρησιμοποιοῦμε τήν ἐξίσωση (7.3), ἡ ὁποία θά πρέπει νά μᾶς δώσει τό ἴδιο ἀποτέλεσμα. Πραγματικά:

$$W = Q_H - Q_C = 53 - 17{,}54 = 35{,}46 \text{ kJ}$$

7.7 Ὁ ἀντίστροφος κύκλος Carnot.

Ἡ μηχανή Carnot πού ἐξετάσαμε προηγουμένως εἶναι μία μηχανή ἡ ὁποία ἐργάζεται στόν κύκλο τοῦ σχήματος 7.5α καί ἡ ὁποία προσλαμβάνει θερμότητα καί ἀποδίδει ἔργο· εἶναι δηλαδή μία κινητήρια μηχανή. Ὅταν τόν κύκλο αὐτόν τόν ἀντιστρέψομε σημαίνει ὅτι θά πρέπει νά δώσομε κάποιο ἔργο γιά νά ἀφαιρέσομε ἕνα ποσό θερμότητας. Ἐπάνω σ' αὐτό τόν κύκλο λειτουργοῦν οἱ ψυκτικές ἐγκαταστάσεις, ὅπως π.χ. τό οἰκιακό ψυγεῖο. Πραγματικά, σ' ἕνα ψυγεῖο προσδίνομε ἐνέργεια μέ ἕνα ἠλεκτρικό κινητήρα, ὁ ὁποῖος στρέφει ἕνα συμπιεστή, καί τό ψυκτικό ὑγρό (ἐργαζόμενο μέσο) ἀφαιρεῖ τή θερμότητα ἀπό τό ἐσωτερικό τοῦ ψυγείου πού βρίσκεται σέ χαμηλή θερμοκρασία καί τήν ἀποβάλλει σ' ἕνα συμπυκνωτή πού βρίσκεται ἔξω ἀπό τό ψυγεῖο καί σέ ὑψηλότερη θερμοκρασία. Μέ ἄλλα λόγια δίνομε ἔργο μέ τή μορφή τῆς ἠλεκτρικῆς ἐνέργειας καί παίρνομε θερμότητα μέσα ἀπό τό ψυγεῖο, δηλαδή ἀπό τά τρόφιμα. Σέ ἄλλο κεφάλαιο θά ἐξετάσομε μέ λεπτομέρειες τίς ψυκτικές ἐγκαταστάσεις. Πρός τό παρόν θά περιορισθοῦμε μόνο στήν ἐξέταση τοῦ ἀντίστροφου κύκλου Carnot.

Ὁ κύκλος αὐτός ἀποτελεῖται ἀπό τίς ἴδιες διεργασίες πού συναντήσαμε στόν κύκλο Carnot ὁ ὁποῖος παράγει ἔργο (σχ. 7.5α), μέ τή διαφορά ὅτι λειτουργεῖ μέ ἀντίστροφη φορά, ὅπως φαίνεται στό διάγραμμα p-V τοῦ σχήματος 7.7.



Σχ. 7.7.
Διάγραμμα p - V ἀναστρέψιμου κύκλου Carnot.

Ἡ μηχανή πού ἐργάζεται στόν ἀντίστροφο κύκλο Carnot ὀνομάζεται ***ἀναστρέψιμη μηχανή Carnot*** καί ἔχει ὡς σκοπό τήν ἀφαίρεση μιᾶς ποσότητας θερμότητας σέ χαμηλή θερμοκρασία προσδίνοντας σ' αὐτή μηχανικό ἔργο. Αὐτό ἔχει ὡς ἀποτέλεσμα τήν ἀπόρριψη τῆς θερμότητας σέ ὑψηλότερη θερμοκρασία. Τήν ἀπόδοση μιᾶς τέτοιας μηχανῆς τήν προσδιορίζομε μέ τό συντελεστή λειτουργίας σ_λ πού εἶναι τό ἀντίστροφο τοῦ βαθμοῦ ἀποδόσεως πού χρησιμοποιήσαμε γιά τίς μηχανές παραγωγῆς ἔργου. Ἡ ἔννοια τοῦ συντελεστῆ λειτουργίας εἶναι ἡ ἴδια μέ τοῦ βαθμοῦ ἀποδόσεως πού ἀναφέραμε προηγουμένως, δηλαδή τό τί ἀπαιτοῦμε ἀπό τήν ἐγκατάσταση μέ τό τί θά πρέπει νά δώσομε γι' αὐτό. Σέ μία ψυκτική ἐγκατάσταση, τό τί ἀπαιτοῦμε εἶναι τό ποσό τῆς θερμότητας πού ἀφαιρεῖται ἀπό τή χαμηλή θερμοκρασία καί τό τί πρέπει νά δώσομε εἶναι τό ἔργο πού δίνεται. Ἐάν τό ἐργαζόμενο μέσο στήν ἀναστρέψιμη μηχανή εἶναι τέλειο ἀέριο, τότε ὁ συντελεστής λειτουργίας ἀποδεικνύεται ὅτι εἶναι:

$$\sigma_\lambda = \frac{Q_{23}}{W} = \frac{p_3V_3 \ln(V_2/V_3)}{p_1V_1 \ln(V_2/V_3) - p_3V_3 \ln(V_2/V_3)} \quad (7.12)$$

Μετά ἀπό ὁρισμένες ἁπλοποιήσεις τό σ_λ δίνεται ὡς:

$$\sigma_\lambda = \frac{T_3}{T_1 - T_3} = \frac{T_C}{T_H - T_C} \quad (7.13)$$

Ἀπό τήν προηγούμενη ἐξίσωση παρατηροῦμε ὅτι ὁ συντελεστής λειτουργίας ἐξαρτᾶται μόνο ἀπό τίς ἀπόλυτες θερμοκρασίες τῶν πηγῶν θερμότητας. Ὁ συντελεστής λειτουργίας στούς περισσότερους ἀναστρέψιμους κύκλους εἶναι μεγαλύτερος ἀπό τή μονάδα.

Στόν ἴδιο κύκλο λειτουργίας βασίζονται καί οἱ μονάδες κλιματισμοῦ πού τελευταῖα τίς ὀνομάζομε καί ἀντλίες θερμότητας, γιατί ἀντλοῦν θερμότητα γιά τή θέρμανση ἤ ψύξη χώρων ἐνδιαιτήσεων ἤ ἄλλων διαμερισμάτων τῶν πλοίων. Ὁ συντελεστής λειτουργίας αὐτῶν τῶν μονάδων ὁρίζεται ὡς:

$$\sigma_{\lambda\alpha} = \frac{T_H}{T_H - T_C} \quad (7.14)$$

γιατί ἐδῶ μᾶς ἐνδιαφέρει ἡ μεταφορά τῆς θερμότητας στήν ὑψηλή θερμοκρασία T_H, καί ὄχι ἀπό τή χαμηλή θερμοκρασία T_C, ὅπως συμβαίνει στίς ψυκτικές ἐγκαταστάσεις. Περισσότερες ὅμως λεπτομέρειες καί τιμές τῶν συντελεστῶν λειτουργίας θά δώσομε στό κεφάλαιο περί ψυκτικῶν ἐγκαταστάσεων.

Παράδειγμα 1.

Μία ἀναστρέψιμη μηχανή Carnot ἀφαιρεῖ ἀπό μία θερμή πηγή 40 kW. Ἡ θερμοκρασία τῆς θερμῆς πηγῆς εἶναι 260 K. Ἡ θερμότητα πού ἀφαιρεῖται ἀπό τή θερμή πηγή ἀποβάλλεται σέ θερμοκρασία 320 K. Νά προσδιορισθεῖ ἡ ἰσχύς τῆς μηχανῆς πού ἀπαιτεῖται γιά τήν ἀφαίρεση τῆς θερμότητας αὐτῆς.

Λύση.

Ἀπό τήν ἐξίσωση (7.13) ἔχομε ὅτι ὁ συντελεστής λειτουργίας εἶναι:

$$\sigma_\lambda = \frac{T_C}{T_H - T_C} = \frac{260}{320 - 260} = 4{,}33$$

ὁπότε ἡ ἰσχύς τῆς μηχανῆς εἶναι:

$$\dot{W} = \frac{\dot{Q}_{23}}{\sigma_\lambda} = \frac{40}{4{,}33} = 9{,}23 \text{ kW}$$

Παράδειγμα 2.

Γιά τή θέρμανση ἑνός σπιτιοῦ τούς χειμερινούς μῆνες χρησιμοποιεῖται μία ἀντλία θερμότητας. Ὅταν ἡ μέση ἐξωτερική θερμοκρασία εἶναι 0°C καί ἡ ἐσωτερική τοῦ σπιτιοῦ 23°C, ἡ ἀπώλεια τῆς θερμότητας ἀπό τό σπίτι εἶναι 20 kW. Νά προσδιορισθεῖ ἡ ἐλάχιστη ἰσχύς πού ἀπαιτεῖται γιά τή λειτουργία τῆς ἀντλίας.

Λύση.

Γιά μία ἀντλία θερμότητας ὁ συντελεστής εἶναι, ἐξίσωση (7.14):

$$\sigma_{\lambda\alpha} = \frac{T_H}{T_H - T_C} = \frac{296}{296 - 273} = 12{,}87$$

Ἄρα:

$$\dot{W} = \frac{20}{12{,}87} = 1{,}55 \text{ kW}$$

7.8 Ἀσκήσεις.

1. Μία μηχανή Carnot παράγει 25 kW ἐνῶ λειτουργεῖ μεταξύ δύο θερμοκρασιῶν 1000 K καί 300 K. Νά προσδιορισθεῖ: α) Ἡ θερμότητα πού προσδίνεται ἀνά δευτερόλεπτο καί β) ἡ θερμότητα πού ἀπορρίπτεται ἀνά δευτερόλεπτο.

(*Ἀπ.:* α) 35,7 kJ/s, β) 10,7 kJ/s)

2. Μία μηχανή παράγει ἔργο $21{,}5 \times 10^3$ Nm καί λαμβάνει θερμότητα 90 kJ. Νά προσδιορισθεῖ: α) Ὁ βαθμός ἀποδόσεως τῆς μηχανῆς καί β) τό ποσό τῆς θερμότητας πού ἀφαιρεῖται ἀπό τό ἐργαζόμενο μέσο.

(*Ἀπ.:* α) 23,9%, β) 68,5 kJ)

3. Ἡ ἰσχύς μιᾶς μηχανῆς εἶναι 100 kW καί ὁ βαθμός ἀποδόσεώς της 20%. Νά βρεθεῖ τό ποσό τῆς θερμότητας πού μεταφέρεται στό καί ἀπό τό ἐργαζόμενο μέσο σέ kW.

(*Ἀπ.:* 500 kW, 400 kW)

4. Σέ μία ἀναστρέψιμη μηχανή δίνεται ἔργο 75 kNm, ἐνῶ ἀπό τήν περιοχή τῆς χαμηλῆς θερμοκρασίας μεταφέρεται θερμότητα 220 kJ. Νά βρεθεῖ: α) Ἡ θερμότητα πού μεταφέρεται στήν περιοχή τῆς ὑψηλῆς θερμοκρασίας καί β) ὁ συντελεστής λειτουργίας τῆς μηχανῆς ὡς ψυκτικῆς μονάδας καί ὡς ἀντλίας θερμότητας.

(*Ἀπ.:* α) 295 kJ, β) 2,93 καί 3,93)

5. Σέ μία μηχανή Carnot τό ἐργαζόμενο μέσο εἶναι ἀέρας. Τό παραγόμενο ἔργο εἶναι 60 kJ καί ὁ λόγος $V_3/V_4 = 14$. Ἡ χαμηλή θερμοκρασία τοῦ κύκλου εἶναι 300 K. Νά προσδιορισθεῖ: α) Ὁ βαθμός ἀποδόσεως καί β) ἡ θερμότητα πού δίνεται καί ἡ θερμότητα πού ἀφαιρεῖται ἀπό τή μηχανή.

(*Ἀπ.:* α) 0,65, β) 92 kJ καί 32 kJ)

6. Σέ μιά μηχανή Carnot γνωρίζομε ὅτι $V_1 = 0{,}3565$ καί $V_4 = 5{,}57$ m³. Νά προσδιορισθεῖ ὁ βαθμός ἀποδόσεως τῆς μηχανῆς, ἐάν τό ἐργαζόμενο μέσο εἶναι ἀέριο Ἥλιον.

(*Ἀπ.:* 84%)

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΟΓΔΟΟ

ΕΝΤΡΟΠΙΑ

8.1 Ἡ ἔννοια τῆς ἐντροπίας.

Πρίν προχωρήσομε στή διατύπωση τοῦ μαθηματικοῦ ὁρισμοῦ τῆς ἐντροπίας καί στόν τρόπο χρησιμοποιήσεώς της στή μελέτη τῶν διαφόρων διεργασιῶν καί κύκλων λειτουργίας, εἶναι σκόπιμο νά ποῦμε μερικά λόγια γιά νά ἀντιληφθοῦμε πρῶτα τή φυσική ἔννοια τῆς ἐντροπίας. Ἄς ὑποθέσομε, λοιπον, ὅτι ἔχομε ἕνα μεγάλο δίσκο πού περιέχει ἕνα μεγάλο ἀριθμό «ἐκπαιδευμένων σφαιρῶν» πού μποροῦν νά μετακινοῦνται, οἱ μισές ἀπό τίς ὁποῖες εἶναι κόκκινες καί οἱ ὑπόλοιπες ἄσπρες. Ἄς δεχθοῦμε ὅτι ἐκπαιδεύσαμε τίς σφαῖρες νά μετακινοῦνται σέ ζευγάρια καί ὅτι στήν ἀρχή τίς ἔχομε τακτοποιήσει ἔτσι ὥστε οἱ ἄσπρες νά εἶναι στή μία πλευρά τοῦ δίσκου καί οἱ κόκκινες στήν ἄλλη. Ἕνας παρατηρητής πού βρίσκεται σέ μεγάλη ἀπόσταση ἀπό τό δίσκο δέν μπορεῖ νά δεῖ τίς σφαῖρες· μπορεῖ μόνο νά πεῖ ὅτι «τό ἀντικείμενο», δηλαδή ὁ δίσκος καί οἱ σφαῖρες μαζί, εἶναι ἄσπρο στή μία πλευρά καί κόκκινο στήν ἄλλη. Ἄν ἀφήσομε τίς σφαῖρες νά ἀρχίσουν νά μετακινοῦνται, ὁ παρατηρητής θά πεῖ ὅτι τό κόκκινο τμῆμα σκορπίζεται μέσα στό ἄσπρο καί τό ἀντικείμενο ἀρχίζει νά παίρνει χρῶμα ρόζ. Μετά ἀπό λίγο ὁ δίσκος θά ἀποκτήσει ὁμοιόμορφο χρῶμα ρόζ καί ὁ παρατηρητής θά νομίσει ὅτι οἱ μετακινήσεις τῶν σφαιρῶν σταμάτησαν. Ἄν πλησιάσει στό δίσκο θά δεῖ ὅτι οἱ σφαῖρες ἐξακολουθοῦν νά μετακινοῦνται κατά τή θέλησή τους καί ὅτι πολλές κόκκινες σφαῖρες εἶναι συγκεντρωμένες σέ ὁρισμένα σημεῖα, ἄσπρες σέ ἄλλα σημεῖα κλπ. Κάθε φορά πού ἐπαναλαμβάνομε τό πείραμα, ὁ παρατηρητής θά διαπιστώνει ὅτι τό κόκκινο χρῶμα διασκορπίζεται μέσα στό ἄσπρο καί μετά ἀπό λίγο, ὅταν τό σύστημα ἀποκτᾶ χρῶμα ρόζ, ὅτι τό σύστημα ἀποκτᾶ μία ἰσορροπία. Κάθε φορά μετά τήν ἰσορροπία οἱ σφαῖρες βρίσκονται σέ διαφορετικές θέσεις ἔτσι πού ὁ παρατηρητής δέν μπορεῖ νά μᾶς πεῖ μέ ***βεβαιότητα*** τίς τελικές τους θέσεις. Ἀντίθετα, στήν ἀρχή τοῦ πειράματος μπορεῖ μέ βεβαιότητα νά πεῖ ὅτι τό μισό ἀντικείμενο ἦταν κόκκινο καί τό ἄλλο μισό ἄσπρο. Παρατηροῦμε λοιπόν ὅτι ἡ ***ἀβεβαιότητα*** τοῦ παρατηρητῆ γιά τήν κατάσταση τοῦ δίσκου μέ τίς σφαῖρες ***αὐξάνει*** καθώς οἱ σφαῖρες ἀρχίζουν νά μετακινοῦνται τυχαῖα μέσα σ' αὐτόν. Ἄς ἀντικαταστήσομε τώρα τίς σφαῖρες μέ ἄτομα δύο ἀερίων, π.χ. τοῦ ἀργοῦ καί τοῦ ἡλίου καί τό δίσκο μέ ἕνα μονωμένο ἀδιαβατικά τοῖχο. Παρατηρητής εἴμαστε ἐμεῖς. Θά παρατηρηθεῖ ἡ ἴδια διεργασία τοῦ διασκορπισμοῦ. ***Τό μέτρο τῆς ἀβε-***

βαιότητάς μας γιά τή μικροσκοπική (ἐσωτερική) κατάσταση τοῦ συστήματος, ὅταν γνωρίζομε μόνο τή μακροσκοπική (ἐξωτερική) κατάσταση, εἶναι αὐτό πού ὀνομάσαμε προηγουμένως ***ἐντροπία.*** Καί εἴδαμε ὅτι ἡ ἀβεβαιότητα αὐτή συνεχῶς αὐξάνει στή διάρκεια μιᾶς πραγματικῆς διεργασίας. Συμπερασματικά, μποροῦμε λοιπόν νά ποῦμε ὅτι ἡ ἐντροπία εἶναι τό μέτρο τῆς «ἀταξίας» τοῦ συστήματος ἤ τό μέτρο τῆς ἀβεβαιότητας πού ἔχομε γιά τή μικροσκοπική κατάσταση ἑνός συστήματος.

8.2 Ἡ ἐντροπία συστήματος.

Ἐνῶ ἡ μικροσκοπική ἐξέταση ἑνός συστήματος εἶναι πολύ σημαντική γιά τήν κατανόηση τῆς ἔννοιας τῆς ἐντροπίας, ἡ γνώση της μᾶς βοηθάει ποιοτικά στήν ἐξέταση τῆς ***ἀρχῆς τῆς μή διαθεσιμότητας*** τῆς ἐνέργειας καί τῆς ***ἀναστρεψιμότητας*** τῶν διεργασιῶν.

Ἀπό τό δεύτερο θερμοδυναμικό νόμο γνωρίζομε ὅτι ἡ μετατροπή τῆς θερμικῆς ἐνέργειας σέ μηχανικό ἔργο ἐξαρτᾶται ἀπό τή ροή θερμότητας ἀπό μία περιοχή μέ ὑψηλή θερμοκρασία σέ μία ἄλλη μέ χαμηλή. Ἡ ἀρχή τῆς μή διαθεσιμότητας ἑνός μέρους τῆς ἐνέργειας, πού δίνεται μέ τή μορφή τῆς θερμότητας σέ ἕνα θερμοδυναμικό σύστημα, περιέχεται μέ ἔμμεσο, ἀλλά σαφή τρόπο, στό δεύτερο νόμο, γιατί ἡ παραγωγή ἔργου προϋποθέτει τήν ἀπόρριψη στήν περιοχή τῆς χαμηλῆς θερμοκρασίας ἑνός μέρους τῆς θερμικῆς ἐνέργειας. Τό μέρος αὐτό τῆς ἐνέργειας πού ἀποβάλλεται ἀπό τό σύστημα εἶναι ***μή διαθέσιμο*** γιά μετατροπή σέ μηχανικό ἔργο.

Ἡ ἐντροπία εἶναι ἕνας δείκτης αὐτῆς τῆς μή διαθεσιμότητας τῆς ἐνέργειας. Δεδομένου ὅτι δέν εἶναι δυνατή ἡ μετατροπή ὅλης τῆς θερμότητας σέ μηχανικό ἔργο, μποροῦμε νά θεωρήσομε τήν ἐντροπία ὡς ἕνα μέτρο ἤ ἔνδειξη τοῦ ποσοῦ τῆς θερμότητας πού ἀποβάλλεται στήν περιοχή τῆς χαμηλῆς θερμοκρασίας, ὅταν πρόκειται νά χρησιμοποιήσομε τήν ὑπόλοιπη θερμότητα γιά τήν παραγωγή χρήσιμου ἔργου.

Τήν ἐντροπία μποροῦμε ἐπίσης νά τή θεωρήσομε ὡς ἕνα μέτρο ἤ ἔνδειξη τῆς ἀναστρεψιμότητας μιᾶς διεργασίας. Ὅλες οἱ πραγματικές διεργασίες εἶναι σέ κάποιο μέτρο μή ἀναστρέψιμες· καί σέ ὅλες τίς πραγματικές διεργασίες ὑπάρχει μία ***αὔξηση*** τῆς ἐντροπίας. Ἔτσι ἡ ἐντροπία καί ἡ μή ἀναστρεψιμότητα τῶν διεργασιῶν εἶναι στενά συνδεμένες· κάθε διεργασία στήν ὁποία παρατηροῦμε αὔξηση τῆς ἐντροπίας, εἶναι μή ἀναστρέψιμη διεργασία. Ἐδῶ μποροῦμε νά παραλληλίσομε τή διεργασία μέ τό πείραμα τῆς προηγούμενης παραγράφου καί τήν ἐντροπία μέ τήν ἀβεβαιότητα τοῦ παρατηρητῆ στή διάρκεια τοῦ πειράματος αὐτοῦ. Τό ***πείραμα*** εἶναι μία ***πραγματική διεργασία.*** Γι' αὐτό, ἡ ***ἀβεβαιότητα*** τοῦ παρατηρητῆ γιά τήν κατάσταση τοῦ συστήματος, ἤ ἡ ***ἐντροπία*** τοῦ συστήματος, αὐξάνουν συνεχῶς. Ἔτσι ὁ δεύτερος νόμος μπορεῖ νά διατυπωθεῖ καί ὡς ἑξῆς:

Δέν ὑπάρχει διεργασία στήν ὁποία ἡ ***ὁλική*** ἐντροπία ἑνός μονωμένου (ἀδιαβατικά) συστήματος νά ἐλαττώνεται: ἡ ὁλική ἐντροπία ἑνός τέτοιου συστήματος μπορεῖ θεωρητικά νά παραμείνει σταθερή σέ ὁρισμένες ἀναστρέψιμες (ἰδανικές) διεργασίες, ἀλλά σέ ὅλες τίς μή ἀναστρέψιμες (πραγματικές) διεργασίες ἡ ***ὁλική*** ἐντροπία ἑνός μονωμένου συστήματος πρέπει νά αὐξηθεῖ.

Σέ σχέση τώρα μέ τό φυσικό περιβάλλον ὅπου ζοῦμε, γενικά στό σύμπαν, εἶναι ἐνδιαφέρον νά παρατηρήσομε ὅτι κάθε αὔξηση τῆς ἐντροπίας τοῦ σύμπαντος εἶναι ***μόνιμη***. Αὐτό σημαίνει ὅτι οὔτε μποροῦμε ν' ἀπαλλαγοῦμε ἀπ' αὐτήν οὔτε καί νά τήν καταστρέψομε. Κάθε φυσική διεργασία πού συντελεῖται στό σύμπαν ἔχει ὡς ἀποτέλεσμα τήν αὔξηση τῆς ὁλικῆς ἐντροπίας τοῦ σύμπαντος· καί αὐτή ἡ αὔξηση τῆς ἐντροπίας εἶναι μή ἀναστρέψιμη. Γι' αὐτό λέμε ὅτι ἡ ἐντροπία τοῦ σύμπαντος αὐξάνει συνεχῶς καί σταθερά. Αὐτό ὅμως ἔχει ὡς συνέπεια τήν ἐλάττωση τῆς θερμικῆς ἐνέργειας τοῦ σύμπαντος πού μπορεῖ νά μετατραπεῖ σέ χρήσιμο μηχανικό ἔργο· αὐτή εἶναι ἡ τάση τῆς φύσεως, ἡ ὁποία συχνά ὀνομάζεται ***νόμος τῆς ὑποβαθμίσεως τῆς ἐνέργειας***. Βέβαια αὐτό δέν σημαίνει ὅτι ἡ συνολική ἐνέργεια τοῦ σύμπαντος χάνεται, ἀλλά ἁπλά δέν εἶναι διαθέσιμη γιά παραγωγή ἔργου. Ἀρκεῖ νά φαντασθεῖ κανείς ὅτι γιά τή λειτουργία τῶν μηχανῶν τῶν αὐτοκινήτων, τῶν ἐργοστασίων, τῶν πλοίων κλπ., ἀφαιροῦμε ἀπό τό σύμπαν θερμική ἐνέργεια σέ ὑψηλή θερμοκρασία καί τήν ἐπιστρέφομε μέ τή μορφή ἔργου, τριβῶν κλπ. πάλι στή φύση, ἀλλά σέ χαμηλή θερμοκρασία (περιβάλλον), μέ ἀποτέλεσμα τή μείωση τῆς διαθέσιμης ἐνέργειας τῆς φύσεως, ἀφοῦ ἡ ἐνέργεια σέ χαμηλή θερμοκρασία δέν εἶναι πιά ἐκμεταλλεύσιμη.

8.3 Ἡ ἐντροπία σέ κλειστό καί σέ ἀνοικτό σύστημα.

Στίς περισσότερες πρακτικές ἐφαρμογές ἐνδιαφερόμαστε γιά τήν ἀλλαγή τῆς ἐντροπίας ἑνός συστήματος παρά γιά τίς ἀπόλυτες τιμές της. Ἡ ἀλλαγή τῆς ἐντροπίας ἐξαρτᾶται ἀπό τό ποσό τῆς θερμότητας πού μεταφέρεται ἀπό ἤ πρός τό ἐργαζόμενο μέσο τοῦ συστήματος, ἀπό τήν ἀπόλυτη θερμοκρασία τῆς πηγῆς θερμότητας καί ἀπό τήν ἀπόλυτη θερμοκρασία τῆς περιοχῆς ὅπου ἀποβάλλεται ἕνα μέρος τῆς θερμότητας. Ὁ μαθηματικός ὁρισμός τῆς ἐντροπίας ὀφείλεται στόν Clausius, ὁ ὁποῖος ὅρισε ὅτι σέ μία ἀναστρέψιμη διεργασία ἡ μεταβολή τῆς ἐντροπίας τοῦ ἐργαζόμενου μέσου σέ ἕνα σύστημα εἶναι:

$$s_2 - s_1 = \int_1^2 \frac{dq}{T} \tag{8.1}$$

ὅπου s_1, s_2 ἡ εἰδική ἐντροπία τοῦ ἐργαζόμενου μέσου στήν κατάσταση 1 καί κατάσταση 2 ἀντίστοιχα σέ J/kgK.

Ἡ εἰδική καί ἡ ὁλική ἐντροπία ἑνός μέσου συνδέονται μέ τή σχέση:

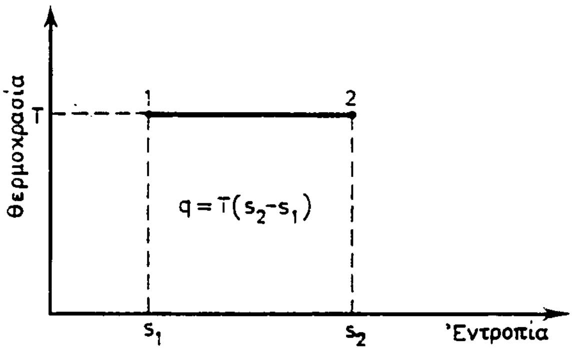
$$s = \frac{S}{m}$$

ὅπου S ἡ ὁλική ἐντροπία τοῦ ἐργαζόμενου μέσου σέ J/K.

Γιά μιά ἰσοθερμοκρασιακή ἀναστρέψιμη διεργασία (σχ. 8.3) ἀπό τήν κατάσταση 1 στήν κατάσταση 2, ὅπου $T_1 = T_2 = T$, ἡ ἐξίσωση (8.1) γίνεται:

$$s_2 - s_1 = \frac{q}{T} \tag{8.1α}$$

ὅπου: q ἡ θερμότητα πού προσδίνεται στή διεργασία σέ J/kg καί
T ἡ ἀπόλυτη θερμοκρασία τῆς διεργασίας σέ K.



Σχ. 8.3.
Ἰσοθερμοκρασιακή διεργασία.

Ἡ ἐντροπία εἶναι μία ἰδιότητα τοῦ ἐργαζόμενου μέσου καί ἡ τιμή τοῦ ὁλοκληρώματος πού τήν δίνει, ἐξίσωση (8.1), ἐξαρτᾶται μόνο ἀπό τίς τελικές καταστάσεις 1 καί 2. Σ' ἕνα κλειστό σύστημα ἡ ἀλλαγή τῆς ἐντροπίας συνοψίζεται στά ἑξῆς:

1) Ἡ ἐντροπία θά μειωθεῖ ὅταν ἀπό τό σύστημα ἀφαιρέσομε θερμότητα, μέ τήν προϋπόθεση ὅτι ὅλες οἱ διεργασίες εἶναι ἀναστρέψιμες.

2) Ἡ ἐντροπία θά παραμείνει σταθερή ὅταν ἔχομε ***ἀναστρέψιμη ἀδιαβατική*** διεργασία. Μία τέτοια διεργασία ὀνομάζεται καί ***ἰσοεντροπική.***

3) Ἡ ἐντροπία θά αὐξηθεῖ ὅταν στό σύστημα προσθέσομε θερμότητα, εἴτε ἡ διεργασία εἶναι ἀναστρέψιμη εἴτε ὄχι.

4) Ἡ ἐντροπία ἑνός μονωμένου συστήματος θά αὐξηθεῖ ὅταν ἔχομε μή ἀναστρέψιμες διεργασίες.

Τό ὅτι ἡ ἐντροπία ἑνός ἀδιαβατικά μονωμένου συστήματος πρέπει πάντα νά αὐξάνει, δέν σημαίνει ὅτι πρέπει νά αὐξάνει καί ἡ ἐντροπία ***ὅλων τῶν τμημάτων*** του. Κι αὐτό γιατί σέ πολλές πραγματικές διεργασίες βρίσκομε σέ ἄλλα μέν τμήματα αὔξηση τῆς ἐντροπίας καί σέ ἄλλα μείωσή της. Αὐτό ὅμως πού συμβαίνει εἶναι ὅτι ἡ αὔξηση τῆς ἐντροπίας εἶναι μεγαλύτερη ἀπό τή μείωση καί ἑπομένως ἡ ὁλική ἐντροπία ἑνός μονωμένου συστήματος πρέπει πάντα νά μεγαλώνει.

Σέ ἕνα ἀνοικτό σύστημα ὅπου ἔχομε μία σταθερή ροή μάζας $\dot{m}$, ἡ ἀλλαγή τῆς ἐντροπίας εἶναι:

$$\dot{m}\,(s_0 - s_i) \geqslant \frac{\delta\dot{Q}}{T} \tag{8.2}$$

ὅπου: s_i, s_0 ἡ εἰδική ἐντροπία τοῦ ἐργαζόμενου μέσου στήν εἴσοδο καί ἔξοδο τοῦ συστήματος ἀντίστοιχα σέ J/kgK.
$\delta\dot{Q}$ ἡ μεταβολή τῆς θερμότητας σέ W,
T ἡ ἀπόλυτη θερμοκρασία τῆς διεργασίας σέ K καί
$\dot{m}$ ἡ ροή μάζας σέ kg/s.

Ἐάν δέν ἔχομε μεταφορά θερμότητας, τότε ἡ ἐξίσωση (8.2) γίνεται:

$$s_0 \geqslant s_i \tag{8.3}$$

Ἑπομένως γιά σταθερή ἀδιαβατική ροή μάζας ἡ ἐντροπία αὐξάνεται ἤ παραμένει σταθερή· ποτέ δέν ἐλαττώνεται.

Ἀσχοληθήκαμε ὥς τώρα μέ τίς διάφορες ἔννοιες πού δίνομε στήν ἐντροπία καί δώσαμε τό μαθηματικό ὁρισμό της· στοιχεῖα ἀπαραίτητα γιά νά ἀποκτήσομε μία γενική ἰδέα τῆς νέας αὐτῆς ἰδιότητας τῶν διαφόρων οὐσιῶν πού ὀνομάσαμε ἐντροπία. Ἀμέσως πιό κάτω θά προχωρήσομε στήν ἐξέταση τοῦ τρόπου μέ τόν ὁποῖο μποροῦμε νά χρησιμοποιήσομε τήν ἐντροπία στήν ἐπίλυση πρακτικῶν προβλημάτων.

8.4 Ὑπολογισμός τῆς ἐντροπίας γιά τέλεια ἀέρια.

Γιά νά μπορέσομε νά χρησιμοποιήσομε τήν ἐντροπία, θά πρέπει νά γνωρίζομε τίς τιμές πού παίρνει γιά τίς διάφορες καταστάσεις τοῦ ἐργαζόμενου μέσου στή λειτουργία ἑνός συστήματος. Θά ὑπολογίσομε πρῶτα τήν ἐντροπία τῶν ἀερίων σέ ἕνα κλειστό σύστημα μέ τή χρήση τῶν νόμων τοῦ τέλειου ἀερίου καί μετά τήν ἐντροπία τῶν καθαρῶν οὐσιῶν.

Γιά μία ἀναστρέψιμη διεργασία, στήν ὁποία θεωροῦμε ὅτι οἱ εἰδικές θερμότητες, c_p, c_υ καί c_n εἶναι σταθερές, ἡ μεταβολή τῆς ἐντροπίας τοῦ ἀερίου μεταξύ δύο καταστάσεων 1 καί 2 ὑπολογίζεται ἀπό τίς σχέσεις*:

$$S_2 - S_1 = mc_n \ln\frac{T_2}{T_1} \tag{8.4}$$

$$S_2 - S_1 = mc_\upsilon \ln\frac{T_2}{T_1} + mR\ln\frac{V_2}{V_1} \tag{8.5}$$

* Ἡ ἀπόδειξη τῶν ἐξισώσεων (8.4), (8.5) καί (8.6) δίνεται στό Παράρτημα «Α».

$$S_2 - S_1 = mc_p \ln \frac{T_2}{T_1} - mR \ln \frac{p_2}{p_1} \tag{8.6}$$

Ἔτσι ὑπάρχουν τρεῖς ἐξισώσεις πού περιγράφουν τή μεταβολή τῆς ἐντροπίας γιά ἕνα τέλειο ἀέριο μέσα σέ ἕνα κλειστό σύστημα. Ἡ χρησιμοποίηση μιᾶς ἀπό τίς τρεῖς ἐξισώσεις ἐξαρτᾶται ἀπό τά στοιχεῖα τοῦ προβλήματος καί φυσικά θά προτιμηθεῖ αὐτή πού δίνει τήν εὐκολότερη λύση.

Παράδειγμα 1.

Τρία χιλιόγραμμα ἀέρα θερμαίνονται ἀπό 27°C σέ 527°C, ἐνῶ ἡ πίεση αὐξάνει ἀπό 100 kPa σέ 500 kPa. Νά προσδιορισθεῖ ἡ μεταβολή τῆς ἐντροπίας τοῦ ἀέρα μέ τή βοήθεια μιᾶς τῶν παραπάνω ἐξισώσεων.

Λύση.

Ἀπό τά δεδομένα τοῦ προβλήματος φαίνεται ὅτι ἡ ἐξίσωση (8.6) μᾶς δίνει ἀμέσως τή λύση. Ἔτσι ἔχομε ὅτι:

Γιά $T_1 = 273 + 27 = 300$ K $\quad T_2 = 273+527 = 800$ K

$p_1 = 100$ kPa $\quad p_2 = 500$ kPa

καί ἀπό τόν Πίνακα Γ6 $c_p = 1{,}005$ kJ/kgK καί $R = 0{,}287$ kJ/kgK,

ὁπότε $\quad S_2 - S_1 = 3 \times (1{,}005 \times \ln \dfrac{800}{300} - 0{,}287 \times \ln \dfrac{500}{100}) = 1{,}57$ kJ/K

Γιά νά ὑπολογίσομε τήν ἀλλαγή τῆς ἐντροπίας ἀπό τίς ἐξισώσεις (8.4) καί (8.5) θά πρέπει πρῶτα νά βροῦμε τούς ἄγνωστους πού εἶναι c_n, V_2 καί V_1. Ἀπό τήν ἐξίσωση τοῦ τέλειου ἀερίου ἔχομε:

$$V_1 = \frac{mRT_1}{p_1} = \frac{3 \times 0{,}287 \times 300}{100} = 2{,}583 \text{ m}^3$$

$$V_2 = \frac{mRT_2}{p_2} = \frac{3 \times 0{,}287 \times 800}{500} = 1{,}378 \text{ m}^3$$

Ἀπό τά δεδομένα τῆς ἀσκήσεως μποροῦμε νά ποῦμε ὅτι ἡ διεργασία εἶναι πολυτροπική γιατί ἔχομε μεταβολή τῆς πιέσεως, τῆς θερμοκρασίας καί τοῦ ὄγκου καί, ἐπίσης, στήν ἐκφώνηση δέν ἀναφέρεται ὅτι τό σύστημα εἶναι μονωμένο, δηλαδή $Q \neq 0$. Ἔχομε λοιπόν, ἐξίσωση (6.25):

$$p_1 V_1^n = p_2 V_2^n \qquad \text{ἤ} \qquad \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^n = \frac{p_2}{p_1}$$

καί λύνοντας ὡς πρός n παίρνομε:

$$n = \frac{\ln (p_2/p_1)}{\ln (V_1/V_2)} = \frac{\ln (500/100)}{\ln (2{,}583/1{,}378)} = 2{,}56$$

Ἀπό τήν ἐξίσωση (6.30α) βρίσκομε τό c_n.

$$c_n = \frac{c_p - nc_v}{1 - n} = 0.534 \text{ kJ/kg K}$$

Ὁπότε, ἀντικαθιστώντας στήν ἐξίσωση (8.4) ἔχομε:

$$S_2 - S_1 = mc_n \ln\frac{T_2}{T_1} = 3 \times 0.534 \times \ln\frac{800}{300} = 1.57 \text{ kJ/K}$$

Ἐπίσης ἀπό τήν ἐξίσωση (8.5) παίρνομε:

$$S_2 - S_1 = (3 \times 0.717 \times \ln\frac{800}{300}) + (3 \times 0.287 \times \ln\frac{1{,}378}{2{,}583})$$

$$\text{ἤ} \qquad S_2 - S_1 = 1{,}57 \text{ kJ/K}$$

Ἑπομένως οἱ ἐξισώσεις (8.4), (8.5) καί (8.6) δίνουν τό ἴδιο ἀποτέλεσμα.

Παράδειγμα 2.

Ἀέρας ἐκτονώνεται ἰσοεντροπικά μέσα σ' ἕναν κύλινδρο ἀπό θερμοκρασία 838°C καί πίεση 4 bar σέ πίεση 1 bar. Νά ὑπολογισθεῖ τό ἔργο ἀνά μονάδα μάζας πού ἔδωσε ὁ ἀέρας κατά τήν ἐκτόνωση.

Λύση.

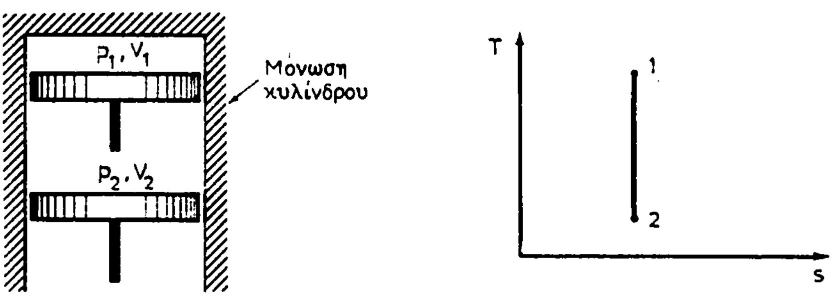
Ἐδῶ ἔχομε ἕνα κλειστό σύστημα (σχ. 8.4). Ἐφόσον ἔχομε ἰσοεντροπική ἐκτόνωση, ἔχομε ὅτι $Q = 0$ καί s = σταθερή· γιατί, ὅπως εἴπαμε, ἡ ἰσοεντροπική ἐκτόνωση εἶναι διεργασία ἀναστρέψιμη *καί* ἀδιαβατική ($Q = 0$).

Ὁ πρῶτος νόμος εἶναι, ἐξίσωση (4.10):

$$q = \Delta u + w \qquad (1)$$

ἀλλά $q = 0$ ὁπότε:

$$w = u_1 - u_2$$



Σχ. 8.4.
Ἐκτόνωση ἀερίου σέ κύλινδρο.

Ἀπό τήν ἐξίσωση (6.9) ἔχομε ὅτι:

$$W = u_1 - u_2 = c_\upsilon (T_1 - T_2) \tag{2}$$

Ἐπειδή ἡ διεργασία εἶναι ἀδιαβατική, ἀπό τήν ἐξίσωση (6.21) ἔχομε:

$$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{k/(k-1)}$$

ὅπου γιά ἀέρα k = 1,4 (Πίνακας Γ6).

Λύνομε ὡς πρός T_2 καί παίρνομε:

$$T_2 = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(k-1)/k} = 1111 \times \left(\frac{1}{4}\right)^{0,4/1,4} = 1111 \times 0,67 = 748 \text{ K}$$

$$\text{ἤ} \qquad t_2 = 475°C$$

Ἀντικαθιστοῦμε στήν ἐξίσωση (2), (c_υ = 0,717 kJ/kg K) καί ἔχομε:

$$W = 0,717 \times (1111 - 748) = 260 \text{ kJ/kg}$$

8.5 Ἡ ἐντροπία καθαρῆς οὐσίας.

Ἄς δοῦμε τώρα πῶς μποροῦμε νά ὑπολογίσομε τήν ἐντροπία μιᾶς καθαρῆς οὐσίας. Πιό συγκεκριμένα, θά ἐξετάσομε τήν ἐντροπία τῆς πιό ἀντιπροσωπευτικῆς καθαρῆς οὐσίας, τοῦ νεροῦ. Ἡ ἐντροπία τοῦ νεροῦ περιλαμβάνεται στούς πίνακες ἀτμοῦ πού ἀναφέραμε στό πέμπτο κεφάλαιο (Πίνακες Γ1, Γ2 καί Γ3). Ἐξ ἄλλου ὡς ἰδιότητα τοῦ ἐργαζόμενου μέσου, μπορεῖ νά ὑπολογισθεῖ ὅπως οἱ ἄλλες ἰδιότητες, δηλαδή ἡ ἐνθαλπία h, ἡ εἰδική ἐσωτερική ἐνέργεια u κλπ. Ἔτσι τήν ἐντροπία ἑνός ὑγροῦ ἀτμοῦ μέ βαθμό ξηρότητας x τήν ὑπολογίζομε μέ βάση τήν ἐξίσωση (5.2), ὅπου ἀντί γιά τήν ἐνθαλπία h, θεωροῦμε τήν ἐντροπία s. Δηλαδή:

$$s = s_f + x s_{fg} \tag{8.7}$$

ὅπου: s_f ἡ ἐντροπία τοῦ κεκορεσμένου νεροῦ σέ J/kgK καί
s_{fg} ἡ ἐντροπία ἀτμοποιήσεως σέ J/kgK.

Τήν ἐντροπία τή χρησιμοποιοῦμε ἐπίσης ὡς μία ἀπό τίς συντεταγμένες τῶν διαγραμμάτων τοῦ ἀτμοῦ. Δύο εἶναι τά πιό χρήσιμα διαγράμματα στά ὁποῖα, ἐκτός ἀπό τήν ἐντροπία, ἡ ἄλλη συντεταγμένη εἶναι ἡ ἀπόλυτη θερμοκρασία ἤ ἡ ἐνθαλπία. Τά διαγράμματα αὐτά θά μᾶς εἶναι πολύ χρήσιμα στήν ἐπίλυση τῶν προβλημάτων γιά ἐγκαταστάσεις ἀτμοῦ.

8.5.1 Διάγραμμα θερμοκρασίας - ἐντροπίας (T-s).

Στό σχῆμα 8.5α φαίνεται τό διάγραμμα θερμοκρασίας - ἐντροπίας (T-s) τοῦ ἀτμοῦ, ὅπου περιλαμβάνονται οἱ περιοχές τοῦ κεκορεσμένου νεροῦ, ὑγροῦ ἀτμοῦ καί ὑπέρθερμου ἀτμοῦ. Εἶναι πολύ χρήσιμο γιατί περιέχει τά ἑξῆς βασικά στοιχεῖα:

1) Οἱ ἐπιφάνειες ἐπάνω στό διάγραμμα ἔχουν τίς μονάδες τοῦ ἔργου (kJ).

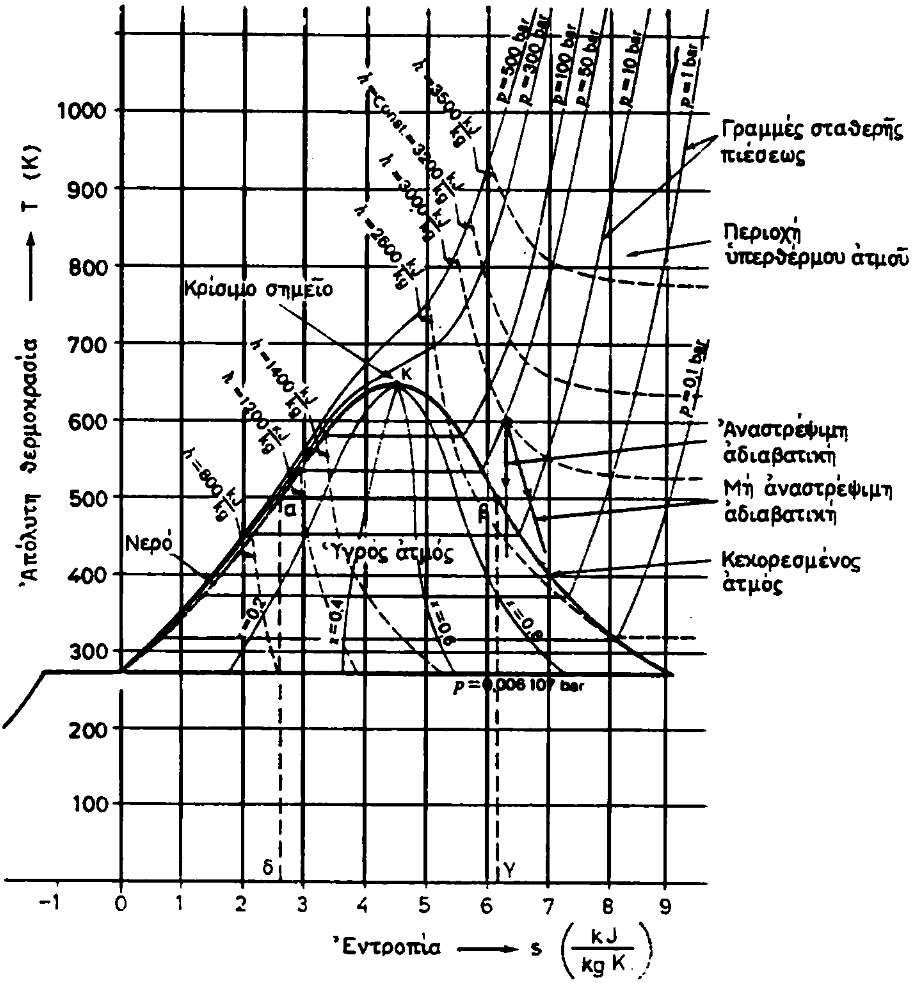
2) Στήν περιοχή τοῦ ὑγροῦ ἀτμοῦ οἱ γραμμές σταθερῆς πιέσεως εἶναι οριζόντιες.

3) Σέ μία ἀναστρέψιμη διεργασία, ἡ ἐπιφάνεια κάτω ἀπό τήν καμπύλη εἶναι ἴση μέ τή μεταφορά τῆς θερμότητας κατά τή διάρκεια τῆς διεργασίας αὐτῆς.

Στή διάρκεια τῆς ἀναστρέψιμης ἰσοθερμοκρασιακῆς διεργασίας αβ (σχ. 8.5α) τό ποσό τῆς θερμότητας q πού μεταφέρεται ἰσοῦται μέ:

$$q = T\,(s_\beta - s_\alpha) \tag{8.8}$$

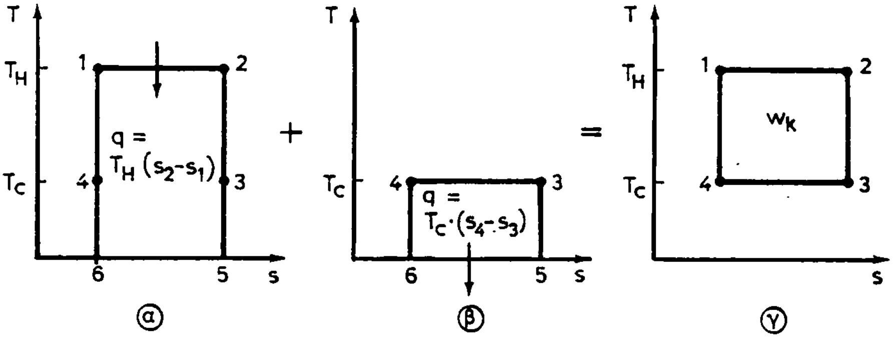
Στό διάγραμμα T-s (σχ. 8.5α) ἡ ποσότητα $T(s_\beta - s_\alpha)$ εἶναι φυσικά ἡ ἐπιφάνεια αβγδ κάτω ἀπό τή γραμμή αβ.



Σχ. 8.5α.
Διάγραμμα ἀτμοῦ T - s.

4) Ἡ ἰσοεντροπική ἤ ἀναστρέψιμη ἀδιαβατική διεργασία εἶναι κατακόρυφη εὐθεία γραμμή.

5) Σέ ἕνα κύκλο πού ἀποτελεῖται ἀπό ἀναστρέψιμες διεργασίες, δηλαδή σέ ἕνα ἀναστρέψιμο κύκλο, ἡ ἐπιφάνεια πού περικλείεται ἀπό τίς γραμμές οἱ ὁποῖες παριστάνουν τίς διεργασίες αὐτές εἶναι ἴση μέ τό καθαρό ἤ ὠφέλιμο ἔργο πού παράγεται καί συνεπῶς ἴση καί μέ τή θερμότητα (ὠφέλιμη) πού χρειάζεται γιά νά παραχθεῖ τό ἔργο αὐτό. Στό ἴδιο διάγραμμα T-s στό σχῆμα 8.5β (α) π.χ. ἡ ἐπιφάνεια 1-2-5-6-1 μᾶς δίνει τή θερμότητα πού προσδίνεται στό σύστημα στήν ἰσοθερμοκρασιακή διεργασία 1-2, $T_1 = T_H =$ σταθ. Ἡ ἐπιφάνεια 4-3-5-6-4 μᾶς δίνει τή θερμότητα πού ἀπορρίπτεται στήν ἰσοθερμοκρασιακή διεργασία 3-4, $T_C = T_4 =$ σταθ. [σχ. 8.5β (β)]. Ἡ διαφορά αὐτῶν τῶν δύο ἐπιφανειῶν εἶναι ἡ ἐπιφάνεια 1-2-3-4-1 [σχ. 8.5β (γ)], πού παριστάνει τήν καθαρή θερμότητα q_K, ἡ ὁποία δόθηκε στό σύστημα καί εἶναι ἴση μέ τό καθαρό ἔργο w_K.



Σχ. 8.5β.
Γραφική παρουσίαση τοῦ καθαροῦ ἔργου.

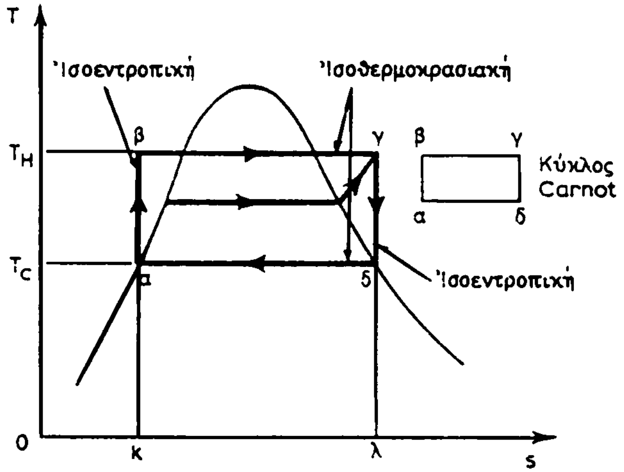
6) Ἀπό τό διάγραμμα βρίσκομε τό θερμικό βαθμό ἀποδόσεως ἑνός ἀναστρέψιμου κύκλου. Ἐάν ὁ κύκλος ἔχει τή διεύθυνση τῶν δεικτῶν τοῦ ρολογιοῦ, τότε ἔχομε ἕνα κύκλο παραγωγῆς μηχανικοῦ ἔργου. Ὅπως εἴπαμε προηγουμένως, τό καθαρό ἔργο εἶναι ἡ ἐπιφάνεια πού περικλείεται ἀπό τόν κύκλο καί ἡ θερμότητα πού προσδίνεται στόν κύκλο εἶναι ἡ ἐπιφάνεια κάτω ἀπό τήν ὑψηλότερη ὁριζόντια γραμμή. Ὁ θερμικός βαθμός ἀποδόσεως τοῦ κύκλου, ὅπως τόν ὁρίσαμε μέ τήν ἐξίσωση (7.2), εἶναι ὁ λόγος αὐτῶν τῶν δύο ἐπιφανειῶν.

7) Ἐάν τό ἐργαζόμενο μέσο ἐκτελεῖ ἕνα κύκλο Carnot, ἡ διαδρομή του στό διάγραμμα T-s θά εἶναι ἕνα ὀρθογώνιο. Στό σχῆμα 8.5γ φαίνεται ὁ κύκλος Carnot αβγδα μέ ἐργαζόμενο μέσο τόν ἀτμό. Ὅπως εἴπαμε καί στό προηγούμενο κεφάλαιο, ὁ κύκλος ἀποτελεῖται ἀπό δύο διεργασίες σταθερῆς θερμοκρασίας (ἰσοθερμοκρασιακές, ὁριζόντιες γραμμές βγ, δα) καί δύο ἰσοεντροπικές διεργασίες (κατακόρυφες γραμμές αβ, γδ). Στήν περίπτωση αὐτή, ὅπου ὅλες οἱ διεργασίες εἶναι ἀναστρέψιμες, ὁ θερμικός βαθμός ἀποδόσεως τοῦ κύκλου Carnot εἶναι:

$$\eta_\theta = \frac{\text{ἐπιφάνεια αβγδα}}{\text{ἐπιφάνεια κβγλκ}} \tag{8.9}$$

Ἀπό τή γεωμετρία, ὁ λόγος τῶν ἐπιφανειῶν στήν ἐξίσωση (8.9) εἶναι ἴσος μέ τό λόγο τῶν ὑψῶν τῶν δύο ὀρθογωνίων, δηλαδή μέ $(T_H - T_C)/T_H$. Ὅπως ἀκριβῶς ὁρίσαμε τό θερμικό βαθμό ἀποδόσεως στήν ἐξίσωση (7.5).

8) Μία ἀδιαβατική μή ἀναστρέψιμη διεργασία παριστάνεται ἀπό μία γραμμή πού ἔχει κλίση πρός τά δεξιά (σχ. 8.5α)· καί αὐτό γιατί ἡ ἐντροπία πάντα μεγαλώνει σέ μή ἀναστρέψιμες διεργασίες.



Σχ. 8.5γ.
Ὁ κύκλος Carnot στό διάγραμμα T - s.

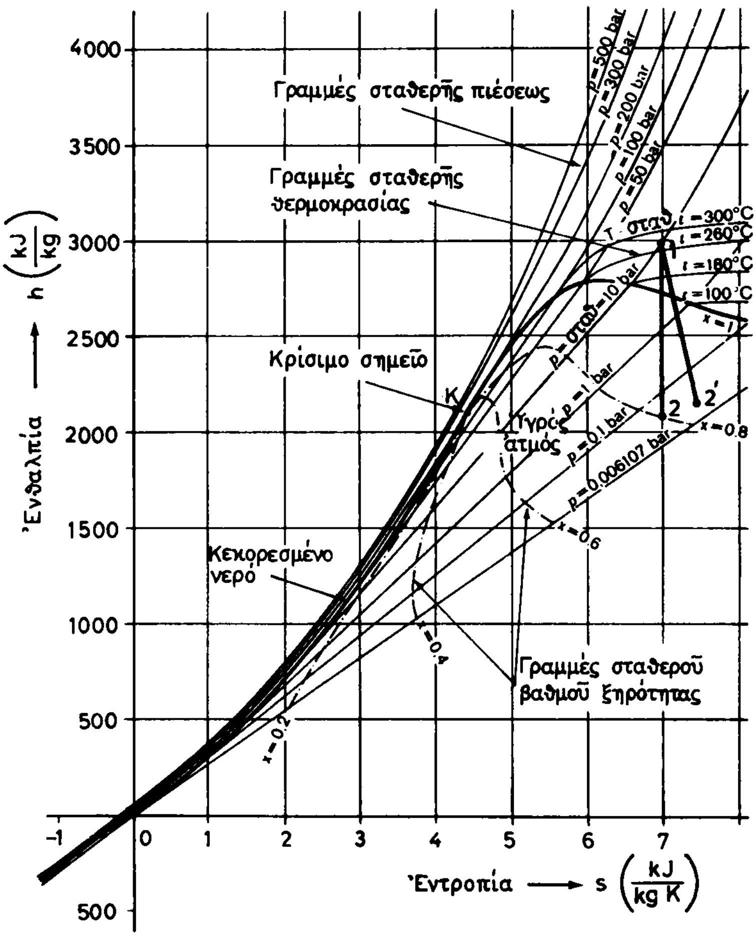
8.5.2 *Διάγραμμα Mollier ἐνθαλπίας - ἐντροπίας (h-s).*

Τό σχῆμα 8.5δ δείχνει σέ κλίμακα ἕνα διάγραμμα μέ τίς ἰδιότητες τοῦ ἀτμοῦ, ὅπου ἡ τεταγμένη εἶναι ἡ ἐνθαλπία (h) καί ἡ τετμημένη ἡ ἐντροπία (s). Τό διάγραμμα αὐτό εἶναι γνωστό ὡς διάγραμμα Mollier* γιά ἀτμό. Διαγράμματα σέ μεγάλη κλίμακα χρησιμοποιοῦνται πάρα πολύ σέ ὑπολογισμούς ἀνοικτῶν συστημάτων μέ σταθερή ροή. Ἐπίσης στά διαγράμματα αὐτά γίνεται σύγκριση τῶν πραγματικῶν (μή ἀναστρεψίμων) καί τῶν θεωρητικῶν (ἀναστρεψίμων) ἀδιαβατικῶν ἐκτονώσεων καί συμπιέσεων.

Στό σχῆμα 8.5δ δίνομε μερικές γραμμές σταθερῆς πιέσεως καί θερμοκρασίας μαζί μέ γραμμές πού ἔχουν σταθερό βαθμό ξηρότητας (σταθερῆς ποιότητας). Στήν περιοχή τοῦ ὑγροῦ ἀτμοῦ οἱ γραμμές σταθερῆς πιέσεως καί θερμοκρασίας συμπίπτουν ὅπως φαίνεται καί στό σχῆμα 5.4β.

---

*R. Mollier (1863-1935). Γερμανός ἐπιστήμονας στόν ὁποῖο ὀφείλονται τόσο αὐτό ὅσο καί ἄλλα διαγράμματα γιά τήν παρουσίαση τῶν θερμοδυναμικῶν ἰδιοτήτων καί διεργασιῶν.



Σχ. 8.5δ.
Διάγραμμα ἐνθαλπίας - ἐντροπίας γιά ἀτμό (Mollier).

Τό διάγραμμα Mollier εἶναι ἰδιαίτερα χρήσιμο στούς μηχανικούς πού ἀσχολοῦνται μέ ἐγκαταστάσεις ἀτμοῦ, γιατί μποροῦν μέ βάση αὐτό νά προσδιορίσουν γραφικά τήν κατάσταση τοῦ ἀτμοῦ πρίν καί μετά τήν ἐκτόνωση στό στρόβιλο μέ ἀρκετή ἀκρίβεια, χωρίς νά χρησιμοποιήσουν τούς πίνακες ἀτμοῦ. Στό σχῆμα 8.5δ μία ἰσοεντροπική ἐκτόνωση μέσα σ' ἕνα στρόβιλο ἀπό τήν κατάσταση 1 (εἰσαγωγή τοῦ ἀτμοῦ στό στρόβιλο), μέχρι τό σημεῖο 2 (ἐξαγωγή ἀπό τό στρόβιλο), παριστάνεται μέ μία κατακόρυφη γραμμή. Ἡ τομή τῆς γραμμῆς αὐτῆς μέ τή γραμμή τῆς πιέσεως ἐξαγωγῆς τοῦ στροβίλου μᾶς δίνει τό σημεῖο 2· ἔτσι προσδιορίζομε ἀμέσως τήν κατάσταση τῆς ἐκτονώσεως (σημεῖο 2) χωρίς νά χρησιμοποιήσομε τούς πίνακες ἀτμοῦ. Πιό συγκεκριμένα, τό σημεῖο 1 ἔχει ἐνθαλπία $h_1 \simeq 3000$ kJ/kg καί ἐντροπία $s_1 \simeq 7$ kJ/kgK καί τό σημεῖο 2 ἐνθαλπία $h_2 \simeq 2100$ kJ/kg καί φυσικά τήν ἴδια ἐντροπία $s_2 = s_1$. Σύμφωνα δέ μέ τήν ἐξίσωση (4.15) καί δεδομένου ὅτι $\dot{Q} = 0$, τό ἔργο εἶναι ἴσο μέ $h_1 - h_2 \simeq 900$ kJ/kg.

Στό σχῆμα 8.5δ φαίνεται ἐπίσης ἡ πραγματική ἐκτόνωση 1-2΄ στό στρόβιλο. Παρατηροῦμε ἐδῶ ὅτι ἡ ἐντροπία αὐξήθηκε σέ σχέση μέ τήν ἰσοεντροπική ἐκτόνωση. Ἦταν κάτι πού περιμέναμε, γιατί, ὅπως εἴπαμε καί προηγουμένως ἡ ἐντροπία πάντα αὐξάνει σέ μία πραγματική ἐκτόνωση, ἀφοῦ, λόγω τριβῶν καί ἄλλων ἀπωλειῶν, ἡ ἐκτόνωση δέν μπορεῖ νά εἶναι ἀναστρέψιμη διεργασία.

Παράδειγμα 1.

Ξηρός κεκορεσμένος ἀτμός σέ πίεση 600×10^3 N/m^2 εἰσέρχεται μέ σταθερή παροχή μέσα σέ ἕνα στρόβιλο ὅπου ἐκτονώνεται ἰσοεντροπικά. Ἡ ἐξαγωγή τοῦ στροβίλου πραγματοποιεῖται μέσα σέ ἕνα ψυγεῖο πού ἔχει πίεση 30×10^3 N/m^2 (σχ. 8.5ε). Νά βρεθεῖ τό ἔργο πού παράγει ὁ στρόβιλος στήν ἐκτόνωση τοῦ ἀτμοῦ, ἐάν ἡ κινητική ἐνέργεια στήν εἴσοδο καί ἔξοδο τοῦ στροβίλου εἶναι ἀμελητέα.

Λύση.

Στό σχῆμα 8.5ε ἔχομε τά στοιχεῖα τοῦ ἀτμοῦ στήν εἴσοδο καί ἔξοδο τοῦ στροβίλου τά ὁποῖα πήραμε ἀπό τούς πίνακες ἀτμοῦ. Ἐπίσης, στό σχῆμα σημειώνομε καί τίς ἄγνωστες ποσότητες. Πιό συγκεκριμένα, ἀπό τούς πίνακες ἀτμοῦ παίρνομε γιά ξηρό κεκορεσμένο ἀτμό καί $p_1 = 600 \times 10^3$ N/m^2, ἤ $p_1 = 6$ bar (Πίνακας Γ2):

$$h_1 = 2755{,}5 \text{ kJ/kg} \quad \text{καί} \quad s_1 = 6{,}7575 \text{ kJ/kgK}$$

γιά πίεση $p_2 = 30 \times 10^3$ N/m^2, μᾶς εἶναι ἄγνωστη ἡ ἐνθαλπία h_2 γιατί δέν γνωρίζομε τήν ποιότητα τοῦ ἀτμοῦ, δηλαδή τό βαθμό ξηρότητας, μετά τήν ἐκτόνωση. Ἡ ἐντροπία εἶναι ἡ ἴδια, $s_2 = s_1 = 6{,}7575$ kJ/kgK, ἀφοῦ ἡ ἐκτόνωση εἶναι ἰσοεντροπική. Ἄρα θά πρέπει νά βροῦμε ὁπωσδήποτε τό βαθμό ξηρότητας τοῦ ἀτμοῦ. Μέ βάση τήν ἐξίσωση (8.7), γιά τήν κατάσταση 2 μποροῦμε νά γράψομε ὅτι:

$$s_2 = s_f + x s_{fg} \tag{1}$$

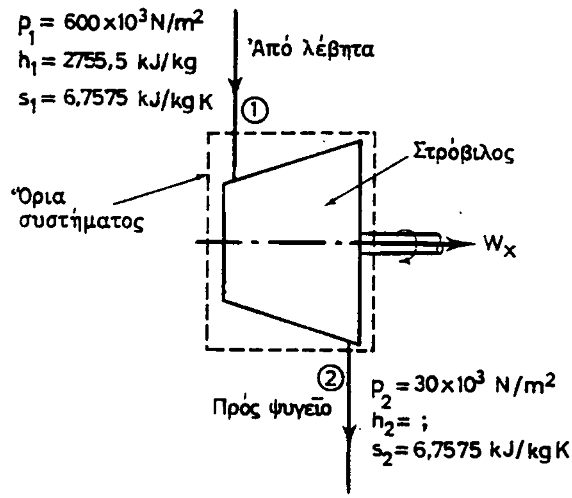
Ἀπό τόν Πίνακα Γ2 γιά $p_2 = 30 \times 10^3$ N/m^2 = 0,3 bar παίρνομε:

$$s_f = 0{,}9441 \text{ kJ/kgK} \quad \text{καί} \quad s_{fg} = 6{,}8254 \text{ kJ/kgK}$$

ὁπότε, ἀντικαθιστώντας τίς τιμές στήν ἐξίσωση (1) καί λύνοντας ὡς πρός x ἔχομε:

$$x = \frac{6{,}7575 - 0{,}9441}{6{,}8254} = 0{,}852$$

Τήν ἐξίσωση (1) τή γράψαμε ***μέ τήν παραδοχή*** ὅτι ὁ ἀτμός μετά τήν ἐκτόνωση εἶναι ὑγρός, ὅπως ἄλλωστε δείχνει ἡ ἐξίσωση (1). Αὐτό σημαίνει ὅτι ὅταν



Σχ. 8.5ε.
Ἐκτόνωση ἀτμοῦ σέ ἀτμοστρόβιλο.

βροῦμε τό βαθμό ξηρότητας θά πρέπει νά βεβαιωθοῦμε ὅτι ἡ παραδοχή μας εἶναι σωστή,ὅπως συμβαίνει στήν περίπτωσή μας, ὅπου βρήκαμε ὅτι $x = 0{,}852$, πού σημαίνει ὅτι ὁ ἀτμός εἶναι ὑγρός. Ἐάν εἴχαμε βρεῖ τήν τιμή τοῦ x μεγαλύτερη τοῦ 1, θά ἔπρεπε νά ἀρχίζαμε τή λύση ἀπό τήν ἀρχή, ξέροντας ὅτι ὁ ἀτμός εἶναι ὑπέρθερμος. Ἔτσι θά βρίσκαμε μέ παρεμβολή, ὅπως εἴπαμε σέ ἄλλο κεφάλαιο, τήν ἐνθαλπία τοῦ ἀτμοῦ πού ὁρίζεται ἀπό $p_2 = 0{,}3$ bar καί $s_2 = 6{,}7575$ kJ/kgK. Ἐάν ὅμως εἴχαμε βρεῖ τό x μικρότερο τοῦ μηδενός, σημαίνει ὅτι ἔχομε κάνει ἀριθμητικό λάθος στίς πράξεις!

Ἀπομένει τώρα νά βροῦμε τό h_2. Ἀφοῦ ὁ ἀτμός εἶναι ὑγρός, γιά τόν ὑπολογισμό τοῦ h_2 χρησιμοποιοῦμε τήν ἐξίσωση (5.2).

$$h_2 = h_f + xh_{fg} \tag{2}$$

Ἀπό τόν Πίνακα Γ2 γιά $p_2 = 0{,}3$ bar παίρνομε:

$$h_f = 289{,}3 \text{ kJ/kg} \qquad h_{fg} = 2336{,}1 \text{ kJ/kg}$$

ὁπότε ἀπό τήν ἐξίσωση (2) ἔχομε ὅτι:

$$h_2 = 289.3 + (0{,}852 \times 2336{,}1) = 2279{,}7 \text{ kJ/kg}$$

Τό ἔργο πού παράγει ὁ στρόβιλος, ἀπό τήν ἐξίσωση (4.15), εἶναι:

$$w_{12} = h_1 - h_2 = 2755{,}5 - 2279{,}7 = 475{,}8 \text{ kJ/kg}$$

Ἡ διαδικασία τοῦ ὑπολογισμοῦ τοῦ ἔργου ἑνός στροβίλου, πού ἀναπτύξαμε πιό πάνω, εἶναι πολύ συνηθισμένη σέ ἐγκαταστάσεις ἀτμοῦ.

Παράδειγμα 2.

Νά βρεθεῖ τό ἔργο τοῦ στροβίλου τοῦ παραδείγματος 1 μέ τή βοήθεια τοῦ διαγράμματος Mollier.

Λύση.

Ὅπως εἴπαμε προηγουμένως, τό διάγραμμα Mollier εἶναι πολύ χρήσιμο γιατί μᾶς δίνει ἀπαντήσεις μέ ἁπλή γραφική μέθοδο. Στό παράδειγμά μας ἡ λύση εἶναι μία ἁπλή κάθετος γραμμή (ἡ γραμμή ἐκτονώσεως) στόν ἄξονα τῆς ἐντροπίας τοῦ διαγράμματος. Ἡ ἀρχή τῆς γραμμῆς (σημεῖο 1) εἶναι τό σημεῖο πού ὁρίζεται ἀπό τήν τομή τῆς γραμμῆς $p_1 = 6$ bar καί τῆς καμπύλης τοῦ ξηροῦ κεκορεσμένου ἀτμοῦ. Στήν κλίμακα τῆς ἐνθαλπίας διαβάζομε $h_1 = 2755$ kJ/kg. Τό τέλος τῆς ἐκτονώσεως (σημεῖο 2) ὁρίζεται ἀπό τήν τομή τῆς γραμμῆς ἐκτονώσεως καί τῆς γραμμῆς $p_2 = 0{,}3$ bar. Γιά τό σημεῖο 2 διαβάζομε ὅτι $h_2 =$ 2280 kJ/kg, ὁπότε τό ἔργο τῆς ἐκτονώσεως τοῦ ἀτμοῦ βρίσκεται ὡς:

$$w_{12} = h_1 - h_2 = 2755 - 2280 = 475 \text{ kJ/kg}$$

Παράδειγμα 3.

Ἀτμός σέ θερμοκρασία 200°C καί βαθμό ξηρότητας 0,9 ἐκτελεῖ μία ἀναστρέψιμη ἰσοθερμοκρασιακή διεργασία μέχρι τήν πίεση 2 bar. Μέ τή βοήθεια τῶν πινάκων τοῦ ἀτμοῦ νά ὑπολογισθεῖ: α) Ἡ αὔξηση τῆς ἐντροπίας καί β) ἡ θερμότητα πού ἔλαβε ὁ ἀτμός στή διάρκεια τῆς διεργασίας μέ βάση τόν ὁρισμό τῆς ἐντροπίας.

Λύση.

α) Ὁ ἀτμός στήν ἀρχή τῆς διεργασίας εἶναι ὑγρός (x = 0.9), ὁπότε ἡ ἐντροπία ἀπό τήν ἐξίσωση (8.7) εἶναι:

$$s_1 = s_f + x s_{fg} \tag{1}$$

Ἀπό τόν Πίνακα ἀτμοῦ Γ1 γιά t = 200°C ἔχομε:

$$s_f = 2.3307 \text{ kJ/kgK} \quad \text{καί} \quad s_{fg} = 4{,}0971 \text{ kJ/kgK}$$

καί ἀπό τήν ἐξίσωση (1) παίρνομε:

$$s_1 = 2.3307 + (0.9 \times 4.0971) = 6{,}0181 \text{ kJ/kgK}$$

Στήν πίεση 200×10^3 N/m² ἤ 2 bar ἡ θερμοκρασία τοῦ κεκορεσμένου ἀτμοῦ εἶναι 120.23°C (βλ. Πίνακα Γ2). Ἡ θερμοκρασία ὅμως παραμένει 200°C. Αὐτό σημαίνει ὅτι ὁ ἀτμός ἔγινε ὑπέρθερμος, ὁπότε γιά p = 2 bar καί t = 200°C ἀπό τόν Πίνακα Γ3 ἔχομε ὅτι:

$$s_2 = 7.5072 \text{ kJ/kgK}$$

Ἄρα ἡ αὔξηση τῆς ἐντροπίας εἶναι:

$$s_2 - s_1 = 7{,}5072 - 6{,}0181 = 1{,}4891 \text{ kJ/kgK}$$

β) Ἀπό τό ὁρισμό τῆς ἐντροπίας, ἐξίσωση (8.1α), ἔχομε ὅτι ἡ θερμότητα πού δόθηκε εἶναι:

$$q = T\,(s_2 - s_1) = 473 \times 1{,}4891 = 704{,}3 \text{ kJ/kg}$$

8.6 Ἀσκήσεις.

1. Τό ἐργαζόμενο μέσο ἑνός συστήματος εἶναι ὑγρό καί ἐκτελεῖ μιά ἀναστρέψιμη ἰσοθερμοκρασιακή διεργασία. Ἡ ἀρχική πίεση εἶναι 90 kN/m^2 καί ἡ θερμοκρασία 60°C. Στή διάρκεια τῆς διεργασίας μεταφέρεται στό ὑγρό θερμότητα 120 kJ. Νά ὑπολογισθεῖ: α) Ἡ αὔξηση τῆς εἰδικῆς ἐντροπίας καί β) ἐάν ἡ μάζα τοῦ ὑγροῦ εἶναι 2,31 kg, νά βρεθεῖ ἐπίσης ἡ αὔξηση τῆς ἐντροπίας.

(*Ἀπ.:* α) 0,360 kJ/kgK, β) 0,832 kJ/K)

2. Μέ τή βοήθεια τῶν πινάκων ἀτμοῦ τοῦ Παραρτήματος «Γ» νά βρεθεῖ ἡ εἰδική ἐντροπία σέ kJ/kgK στίς πιό κάτω περιπτώσεις:

α) Κεκορεσμένος ξηρός ἀτμός σέ θερμοκρασία 150°C.
β) Κεκορεσμένο νερό σέ πίεση 7 × 10^3 N/m^2.
γ) Ἀτμός μέ βαθμό ξηρότητας 0,9 σέ πίεση 700 kN/m^2.
δ) Ἀτμός σέ πίεση 400 × 10^3 N/m^2 καί θερμοκρασία 600°C.

(*Ἀπ.:* α) 6,836, β) 0,559, γ) 6,234, δ) 8,456 kJ/kgK)

3. Ἕνα σύστημα ἀποτελεῖται ἀπό μίγμα νεροῦ καί ἀτμοῦ πού ἔχει 0,1 kg νεροῦ καί 0,7 kg ἀτμοῦ. Τά δύο μέρη τοῦ μίγματος βρίσκονται σέ ἰσορροπία σέ πίεση 300 × 10^3 N/m^2. Νά βρεθεῖ ὁ βαθμός ξηρότητας, ἡ θερμοκρασία καί ἡ εἰδική ἐντροπία τοῦ μίγματος.

(*Ἀπ.:* 0,875, 133,6°C, 6,326 kJ/kgK)

4. Μέσα σέ ἕνα κύλινδρο χωρίς τριβές ὑπάρχει κεκορεσμένο νερό σέ πίεση 8 bar. Τό νερό ἐκτελεῖ μιά ἀναστρέψιμη διεργασία μέ σταθερή πίεση, καθώς τό ἔμβολο κινεῖται ἀργά πρός τά ἐπάνω, προκαλώντας ἔτσι τή μετατροπή τοῦ νεροῦ σέ ξηρό κεκορεσμένο ἀτμό. Ἡ θερμότητα πού μεταφέρεται στή διάρκεια τῆς διεργασίας εἶναι 2046,5 kJ. Ὁ ἀρχικός καί τελικός ὄγκος τοῦ ἐργαζόμενου μέσου στόν κύλινδρο εἶναι 1115 cm^3 καί 0,2403 m^3 ἀντίστοιχα. Νά προσδιορισθεῖ ἡ αὔξηση: α) Τῆς ὁλικῆς ἐντροπίας καί β) τῆς ὁλικῆς ἐσωτερικῆς ἐνέργειας τοῦ μέσου.

(*Ἀπ.:* α) 4,614 kJ/K, β) 1855,2 kJ)

5. Σέ ἕνα στρόβιλο, ἐκτονώνεται ἀδιαβατικά μέ σταθερή παροχή ἀτμός ἀπό πίεση 6 × 10^6 N/m^2 καί θερμοκρασία 400°C σέ πίεση 800 × 10^3 N/m^2 καί θερμοκρασία 200°C. Νά προσδιορισθεῖ τό ἔργο πού παράγει ὁ στρόβιλος στή μονάδα τῆς μάζας.

(*Ἀπ.:* 341,5 kJ/kg)

6. Ἀτμός βαθμοῦ ξηρότητας 0,9 συμπιέζεται ἀναστρέψιμα καί ἀδιαβατικά ἀπό πίεση 200 × 10^3 N/m^2, σέ πίεση 2 × 10^6 N/m^2. Νά προσδιορισθεῖ: α) Ἡ τελική θερμοκρασία, β) ἡ αὔξηση τῆς εἰδικῆς ἐσωτερικῆς ἐνέργειας καί γ) ἡ αὔξηση τῆς εἰδικῆς ἐνθαλπίας.

(*Ἀπ.:* α) 254,8°C, β) 362 kJ/kg, γ) 428,2 kJ/kg)

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΕΝΑΤΟ

ΚΥΚΛΟΙ ΙΣΧΥΟΣ ΑΤΜΟΥ

9.1 Γενικά.

Μέ τό κεφάλαιο αὐτό εἰσερχόμαστε οὐσιαστικά στήν Ἐφαρμοσμένη Θερμοδυναμική ὅπου θά ἐξετάσομε ἀναλυτικά τούς θεωρητικούς κύκλους λειτουργίας τῶν θερμικῶν μηχανῶν μαζί μέ στοιχεῖα ἀπό τούς ἀντίστοιχους πραγματικούς κύκλους. Ἡ συνοπτική παρουσίαση τῶν πραγματικῶν κύκλων κρίθηκε ἀπαραίτητη γιά λόγους ἐποπτείας παρ' ὅλο ὅτι ἀποτελεῖ ἀντικείμενο ἄλλων μαθημάτων (ἀτμοστρόβιλοι, ΜΕΚ κλπ.).

Ὅπως εἴπαμε στήν παράγραφο 2.5, ὁ θερμοδυναμικός κύκλος ἤ κύκλος λειτουργίας μιᾶς θερμικῆς μηχανῆς δέν εἶναι τίποτε ἄλλο παρά μία προκαθορισμένη σειρά διεργασιῶν, ὅπου ἡ ἀρχική καί ἡ τελική κατάσταση παραμένουν οἱ ἴδιες. Κατά συνέπεια ἡ μελέτη ἑνός κύκλου ἀποτελεῖται ἀπό τήν ἐπί μέρους ἐξέταση κάθε μιᾶς διεργασίας του, ὅπως ἤδη ἔχομε κάνει γιά τόν κύκλο Carnot στό ἕβδομο κεφάλαιο. Ἄς ὑποθέσομε π.χ. ὅτι ἕνας κύκλος λειτουργίας ἀποτελεῖται ἀπό δύο ἰσοθερμοκρασιακές καί δύο ἰσοεντροπικές διεργασίες (κύκλος Carnot)· γιά κάθε μία ἀπ' αὐτές γνωρίζομε ἤδη τίς σχέσεις πού συνδέουν τίς ἰδιότητες τοῦ ἐργαζόμενου μέσου (ἐνθαλπία, ἐντροπία κλπ.), τίς σχέσεις πού δίνουν τό παραγόμενο ἔργο κλπ. Ἄρα ἔχομε ὅλα τά στοιχεῖα πού ἀφοροῦν τόν κύκλο λειτουργίας καί πού μᾶς ἐπιτρέπουν νά προχωρήσομε στή μελέτη του. Μέ ἄλλα λόγια ἡ μελέτη ἑνός κύκλου λειτουργίας γίνεται μέ σύνθεση ὅσων ἔχομε μάθει μέχρι τώρα γιά τίς διεργασίες.

Εἰδικότερα στό κεφάλαιο αὐτό θά ἀσχοληθοῦμε μέ τήν ἐξέταση τοῦ κύκλου παραγωγῆς ἔργου ὁ ὁποῖος ἔχει ὡς ἐργαζόμενο μέσο τό νερό. Ὁ κύκλος αὐτός ὀνομάζεται ***κύκλος ἰσχύος ἀτμοῦ*** καί ἀποτελεῖ τή βάση λειτουργίας ὅλων τῶν ναυτικῶν ἀτμοστροβίλων πού χρησιμοποιοῦνται γιά τήν πρόωση τῶν πλοίων. Στόν ἴδιο κύκλο στηρίζεται ἐπίσης καί ἡ λειτουργία τῶν παλινδρομικῶν μηχανῶν. Ἀπό τούς δύο αὐτούς τύπους ναυτικῶν μηχανῶν θά ἐξετάσομε μόνο τούς ἀτμοστρόβιλους, γιατί οἱ παλινδρομικές μηχανές δέν χρησιμοποιοῦνται πιά στά πλοῖα· ἀντικαταστάθηκαν ἀπό τούς ἀτμοστρόβιλους γιατί αὐτοί ἔχουν καλύτερο βαθμό ἀποδόσεως στίς μεγάλες ἱπποδυνάμεις, ἔχουν μικρότερο ὄγκο καί εἶναι ἐλαφρότεροι. Ὁ κύκλος ἰσχύος ἀτμοῦ εἶναι ἐπίσης γνωστός ὡς κύκλος Rankine.

Στή μελέτη τοῦ κύκλου αὐτοῦ θά προσδιορίσομε τίς διαδοχικές φάσεις λειτουργίας του, τίς ἀλλαγές καταστάσεως τοῦ ἐργαζόμενου μέσου, τόν τρόπο μετατροπῆς τῆς θερμικῆς ἐνέργειας σέ ὠφέλιμο μηχανικό ἔργο, τίς ἀπώλειες καί τό βαθμό ἀποδόσεώς του. Ἐπίσης στή μελέτη αὐτή θά προβοῦμε σέ ὁρισμένες ἁπλοποιητικές παραδοχές, οἱ ὁποῖες, ἐνῶ θά μᾶς διευκολύνουν στήν ἐργασία μας, δέν θά μᾶς ἀπομακρύνουν πολύ ἀπό τήν πράξη. Οἱ παραδοχές αὐτές εἶναι:

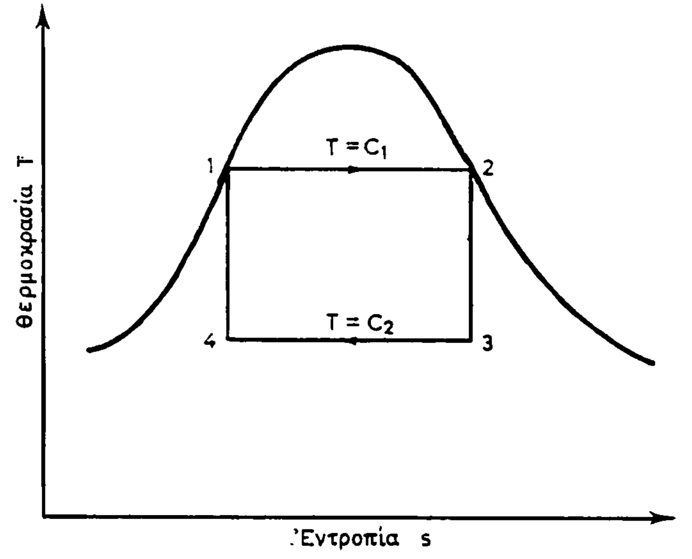
1) ***Ὁ θερμοδυναμικός κύκλος εἶναι ἰδανικός (θεωρητικός).*** Στήν πράξη οἱ διάφορες φάσεις λειτουργίας μιᾶς μηχανῆς δέν ταυτίζονται μέ τίς ἀντίστοιχες τοῦ θεωρητικοῦ κύκλου. Οἱ διαφορές αὐτές ὀφείλονται σέ μηχανικούς λόγους, τούς ὁποίους δέν μποροῦμε νά ἀποφύγομε, ὅπως εἶναι π.χ. οἱ κατασκευαστικές ἀτέλειες, οἱ περιορισμοί στήν κατασκευή κ.ἄ. Πέρα ἀπό τούς λόγους αὐτούς ἔχομε καί θερμοδυναμικούς περιορισμούς (δεύτερος θερμοδυναμικός νόμος) πού ὀφείλονται σ' αὐτή τήν ἴδια τή φύση, ὅπως συμβαίνει π.χ. μέ τήν τριβή μεταξύ τῶν ἐξαρτημάτων, πού εἶναι ἀναπόφευκτη διότι εἶναι φυσικό φαινόμενο.

2) ***Ὁ κύκλος λειτουργίας εἶναι κλειστός,*** δηλαδή ἡ μάζα παραμένει ποσοτικά ἀλλά καί ποιοτικά ἴδια. Στήν πράξη ὅμως ἔχομε πάντα ἀπώλειες ἀπό τίς σωληνώσεις τῶν δικτύων τῆς μηχανικῆς ἐγκαταστάσεως πού μᾶς ἀναγκάζουν νά συμπληρώνομε, π.χ. μέ νερό, ὥστε ἡ ποσότητα τοῦ ἐργαζόμενου μέσου στή διάρκεια τοῦ κύκλου νά εἶναι πάντα ἡ ἴδια. Αὐτό ἔχει σάν συνέπεια νά εἰσάγομε στόν κύκλο μάζα μέ διαφορετικές θερμοδυναμικές ἰδιότητες, ὅπως π.χ. συμβαίνει μέ τό νερό πού συμπληρώνομε, πού εἶναι πιό κρύο ἀπ' αὐτό πού λειτουργεῖ μέσα στό δίκτυο τῆς ἐγκαταστάσεως.

9.2 Ὁ κύκλος Carnot μέ ἀτμό.

Στό ἕβδομο κεφάλαιο μιλήσαμε γιά τόν κύκλο Carnot μέ ἀτμό καί εἴχαμε πεῖ ὅτι ἡ ἀντίστοιχη μηχανή εἶναι ἡ πιό ἀποδοτική μηχανή πού ἔχει μέχρι σήμερα ἐπινοηθεῖ. Μποροῦμε λοιπόν νά τή χρησιμοποιήσομε γιά τήν παραγωγή μηχανικοῦ ἔργου. Ὁ θερμοδυναμικός κύκλος Carnot φαίνεται στό διάγραμμα T-s στό σχῆμα 9.2. Κεκορεσμένο νερό στήν κατάσταση 1 ἀτμοποιεῖται μέ σταθερή πίεση καί θερμοκρασία μέχρι τήν κατάσταση 2 ὅπου μετατρέπεται σέ κεκορεσμένο ἀτμό. Ὁ ἀτμός ἀπό τό σημεῖο 2 εἰσέρχεται στόν ἀτμοστρόβιλο καί ἐκτονώνεται ἰσοεντροπικά μέχρι τοῦ σημείου 3, παράγοντας μηχανικό ἔργο. Στήν ἔξοδο τοῦ στροβίλου, κατάσταση 3, ἔχομε μίγμα ἀπό ἀτμό καί νερό πού συμπυκνώνεται μέσα σέ ἕνα ψυγεῖο μέ σταθερή πίεση καί θερμοκρασία μέχρι τήν κατάσταση 4. Ἕνα μέρος ἀπό τό ἔργο πού ἔδωσε ὁ στρόβιλος χρησιμοποιεῖται γιά τήν ἰσοεντροπική συμπίεση τοῦ μίγματος ἀτμοῦ - νεροῦ τῆς καταστάσεως 4. Μέ τή συμπίεση αὐτή ὁλοκληρώνεται ὁ κύκλος λειτουργίας.

Ἡ πρακτική ἐφαρμογή ὅμως τοῦ κύκλου αὐτοῦ παρουσιάζει δύο σοβαρές δυσκολίες. Ἡ πρώτη εἶναι ὅτι ὁ ἀτμός στήν κατάσταση 3 ἔχει πολύ μικρό βαθμό ξηρότητας, πράγμα πού ἔχει ὡς ἀποτέλεσμα τή διάβρωση τῶν πτερυγίων. Πραγματικά, ἀτμός μέ βαθμό ξηρότητας μικρότερο ἀπό 80% εἶναι πολύ ὑγρός γιά τήν ἀσφαλή λειτουργία ἑνός ἀτμοστροβίλου προώσεως. Ἡ δεύτερη δυσκολία εἶναι ὅτι πρακτικά εἶναι ἀδύνατη ἡ ἰσοεντροπική συμπίεση τοῦ μίγματος ἀ-



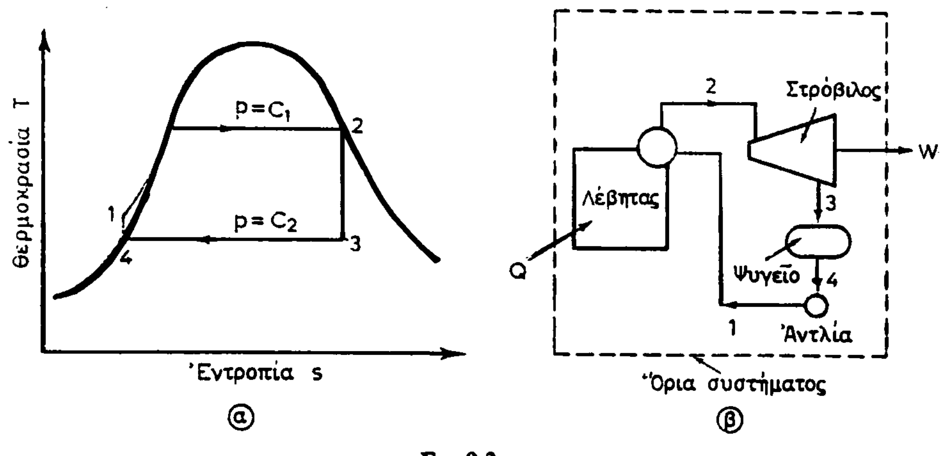
Σχ. 9.2.
Θερμοδυναμικός κύκλος Carnot μέ ἀτμό.

τμοῦ - νεροῦ ἀπό τήν κατάσταση 4 στήν κατάσταση 1 γιά νά μή ἀναφέρομε καί τό ὅτι ἡ διεργασία τῆς συμπυκνώσεως μέ σταθερή θερμοκρασία εἶναι ἐπίσης δύσκολο νά ἐφαρμοσθεῖ στήν πράξη.

9.3 Ὁ κύκλος ἰσχύος ἀτμοῦ ἤ κύκλος Rankine.

Ὁ κύκλος Rankine ὑπερνικᾶ τίς πιό πάνω δυσκολίες τοῦ κύκλου Carnot. Γι' αὐτό καί καθιερώθηκε ὡς ὁ κύκλος ἰσχύος ἀτμοῦ ἐπάνω στό ὁποῖο λειτουργοῦν ὅλοι οἱ ναυτικοί ἀτμοστρόβιλοι. Στό σχῆμα 9.3α(α) φαίνεται ὁ θερμοδυναμικός κύκλος Rankine στό διάγραμμα T-s καί στό σχῆμα 9.3α(β) ἡ σχηματική διάταξη τῶν μονάδων πού ἀποτελοῦν τόν ἀντίστοιχο μηχανικό κύκλο. Ὁ κύκλος ἀποτελεῖται ἀπό δύο ὑπό σταθερή πίεση διεργασίες, τήν 1-2 πού διεξάγεται στό λέβητα καί τήν 3-4 πού γίνεται στό ψυγεῖο, καθώς καί ἀπό δύο ἰσοεντροπικές διεργασίες, τήν 4-1 πού γίνεται στήν ἀντλία καί τήν 2-3 πού διεξάγεται στό στρόβιλο. Ἡ θερμότητα δίνεται στή διεργασία 1-2 καί ἕνα μέρος της ἀφαιρεῖται στή διεργασία 3-4· ἡ παραγωγή τοῦ ἔργου πραγματοποιεῖται στή διεργασία 2-3 ἐνῶ στή διεργασία 4-1 προσδίδομε ἔργο γιά τήν ἀνύψωση τῆς πιέσεως.

Πρίν προχωρήσομε ὅμως στήν ἀνάλυση τοῦ θερμοδυναμικοῦ κύκλου γιά νά προσδιορίσομε τά χαρακτηριστικά του μεγέθη, ὅπως π.χ. ἔργο, βαθμό ἀποδόσεως κλπ. θά δώσομε μία σύντομη περιγραφή τῆς λειτουργίας τῶν μονάδων τοῦ μηχανικοῦ κύκλου [σχ. 9.3α(β)], γιά νά δοῦμε μέ ποιό τρόπο λειτουργοῦν καί ποιό σκοπό ἐξυπηρετεῖ κάθε μία ἀπ' αὐτές, ἀκολουθώντας συγχρόνως τό θερμοδυναμικό κύκλο στό διάγραμμα T-s [σχ. 9.3α(α)].

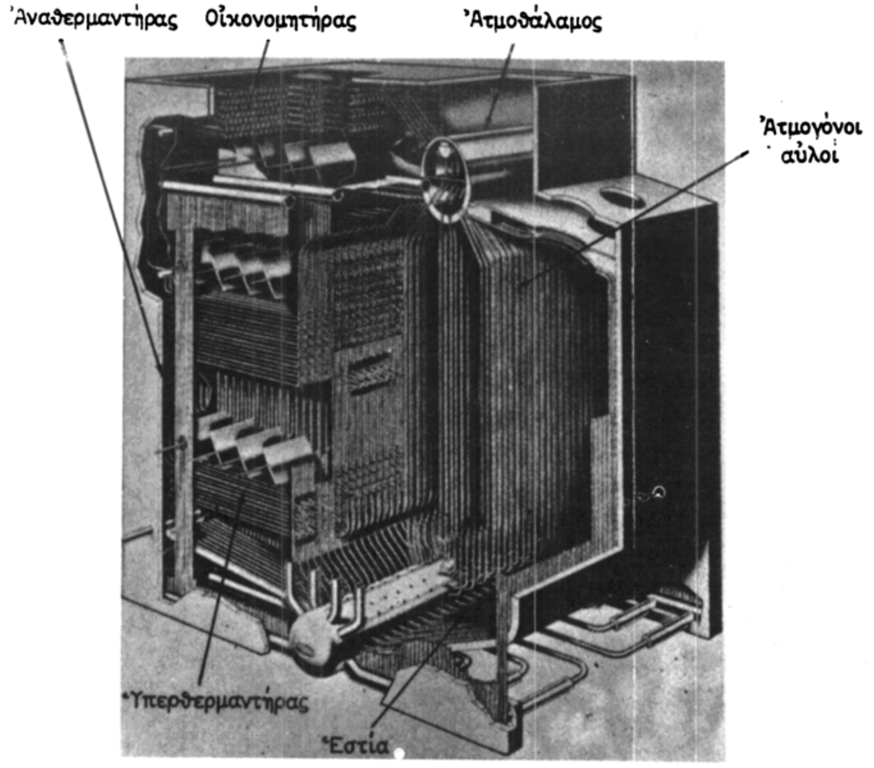


Σχ. 9.3α.
α) Διάγραμμα T-s κύκλου Rankine. β) Σχηματική διάταξη τῶν μονάδων τοῦ κύκλου Rankine.

9.3.1 Περιγραφή μηχανικοῦ κύκλου.

Στό σημεῖο 1 (σχ. 9.3α) τό ἐργαζόμενο μέσο εἶναι νερό σέ πίεση p_1 πού εἰσέρχεται στό λέβητα. Ἡ πρώτη μετατροπή τῆς ἐνέργειας γίνεται ὅταν καίγεται τό καύσιμο (πετρέλαιο) μέσα στήν ἑστία τοῦ λέβητα. Μέ τήν καύση, ἡ χημική ἐνέργεια πού περιέχεται μέσα στό καύσιμο μετατρέπεται σέ θερμική ἐνέργεια, ἡ ὁποία μεταφέρεται μέ τά θερμά καυσαέρια στό νερό τοῦ λέβητα. Ἐνῶ οἱ βαλβίδες τοῦ λέβητα εἶναι ἀκόμη κλειστές, ἀρχίζει νά σχηματίζεται ἀτμός μέσα στό λέβητα· ὁ ὄγκος τοῦ ἀτμοῦ παραμένει σταθερός ἀλλά ἡ πίεση καί ἡ θερμοκρασία μεγαλώνουν, πράγμα πού σημαίνει ὅτι ἡ ἐσωτερική ἐνέργεια τοῦ ἐργαζόμενου μέσου αὐξάνει. Ἔτσι ἀπό τήν κατάσταση 1 ὅπου ἔχομε νερό πηγαίνομε στήν κατάσταση 2 ὅπου τό νερό ἔχει μετατραπεῖ σέ κεκορεσμένο ἀτμό. Ἕνας γνωστός τύπος ναυτικοῦ λέβητα φαίνεται στό σχῆμα 9.3β.

Ἀνοίγοντας τίς βαλβίδες τοῦ λέβητα, ἡ ὑψηλή πίεση τοῦ ἀτμοῦ τόν ὁδηγεῖ στό στρόβιλο, ὅπου ἔχομε τή δεύτερη μετατροπή τῆς ἐνέργειας. Στό στρόβιλο ὁ ἀτμός ἐκτονώνεται καί ἡ θερμική ἐνέργεια μετατρέπεται σέ μηχανική ἐνέργεια ἤ ἔργο. Ἡ ἐκτόνωση γίνεται ἀπό τήν κατάσταση 2 στή κατάσταση 3. Ὁ στρόβιλος, μέ τό ἔργο πού παράγει, στρέφει τόν ἑλικοφόρο ἄξονα καί ἔτσι τό πλοῖο κινεῖται. Μία τυπική μορφή ναυτικοῦ ἀτμοστροβίλου δείχνει τό σχῆμα 9.3γ. Ὅπως φαίνεται καί στό σχῆμα ὁ στρόβιλος ἀποτελεῖται ἀπό προφύσια πού εἶναι στερεωμένα στό κέλυφός του καί ἀπό πτερύγια πού εἶναι στερεωμένα στόν ἄξονά του. Ὁ ἀτμός περνᾶ πρῶτα μέσα ἀπό τά προφύσια ὅπου ἀποκτᾶ ὑψηλή ταχύτητα καί στή συνέχεια μέσα ἀπό τά πτερύγια τά ὁποῖα, λόγω τῆς διαμορφώσεώς τους, στρέφουν, συμπαρασύροντας τόν ἄξονα τοῦ στροβίλου. Αὐτός μέ τή σειρά του συμπαρασύρει τόν ἑλικοφόρο ἄξονα τοῦ πλοίου, μέ τόν ὁποῖο εἶναι σταθερά συνδεμένος. Βλέπομε λοιπόν, ὅτι στήν πραγματικότητα ἡ δεύτερη μετατροπή τῆς ἐνέργειας ἀποτελεῖται ἀπό δύο στάδια. Στό πρῶτο ἔχο-

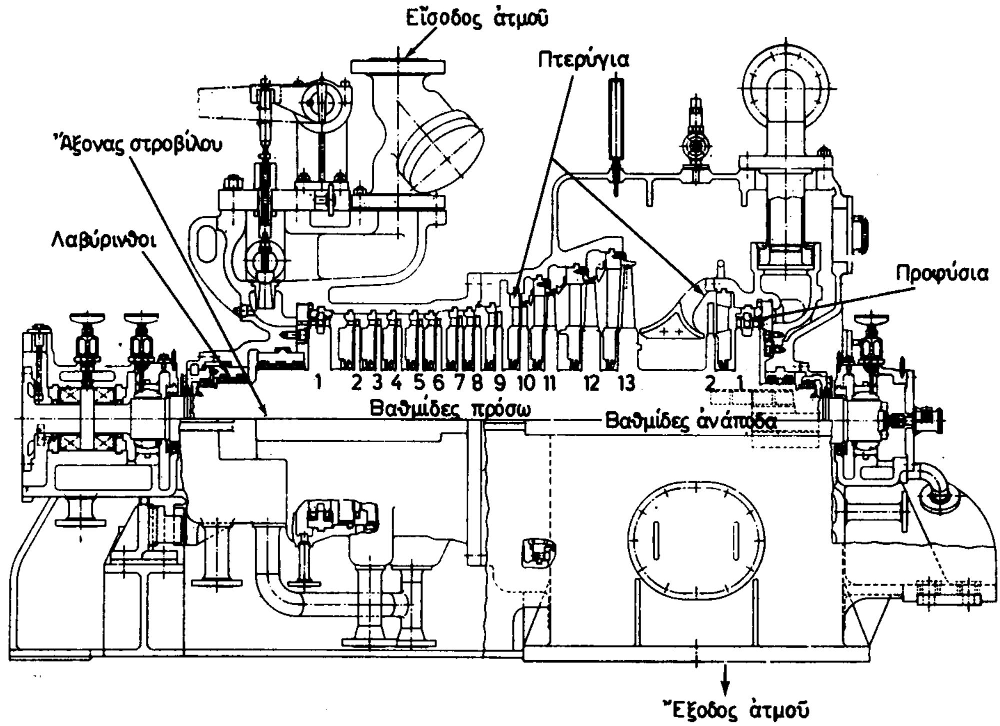


Σχ. 9.3β.
Τομή ἑνός λέβητα.

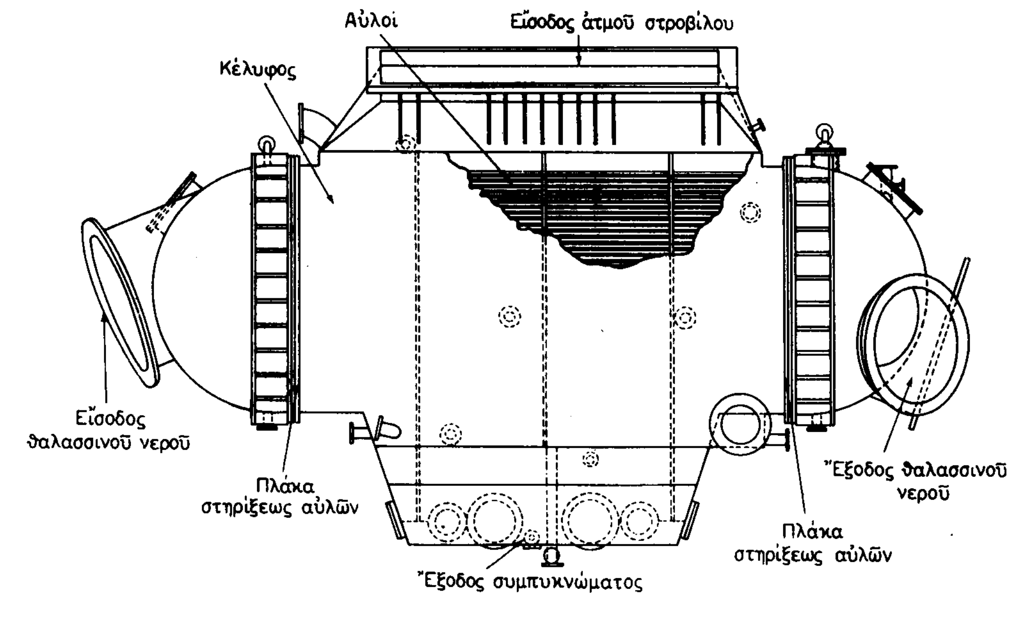
με μετατροπή τῆς δυναμικῆς ἐνέργειας (ὑψηλή πίεση ἀτμοῦ) σέ κινητική ἐνέργεια (ὑψηλή ταχύτητα ἀτμοῦ) μέσα στά προφύσια καί στό δεύτερο ἔχομε μετατροπή τῆς κινητικῆς ἐνέργειας σέ μηχανικό ἔργο μέσα στά πτερύγια τοῦ ἀτμοστροβίλου.

Στό σημεῖο 3 ὁ ἀτμός ἐξέρχεται ἀπό τό στρόβιλο καί εἰσέρχεται μέσα στό ψυγεῖο, ὅπου συμπυκνώνεται, δηλαδή μετατρέπεται σέ νερό, καθώς δίνει ὅλη τή λανθάνουσα θερμότητα συμπυκνώσεως στό θαλασσινό νερό πού κυκλοφορεῖ μέσα στό ψυγεῖο. Ἔτσι, ἀπό τήν κατάσταση 3 τό νερό μεταφέρεται στήν κατάσταση 4. Τό ψυγεῖο αὐτό ἀποτελεῖται ἀπό δύο πλάκες, ἐπάνω στίς ὁποῖες εἶναι ἐκτονωμένοι αὐλοί, ὅπως φαίνεται στό σχῆμα 9.3δ. Μέσα στούς αὐλούς, οἱ ὁποῖοι καλύπτονται ἀπό τό κέλυφος τοῦ ψυγείου, κυκλοφορεῖ τό θαλασσινό νερό ἐνῶ μεταξύ τῶν αὐλῶν καί τοῦ κελύφους ὑπάρχει ὁ ἀτμός πού ἐξέρχεται ἀπό τό στρόβιλο. Τό θαλασσινό νερό ἔχει πολύ χαμηλότερη θερμοκρασία ἀπό τόν ἀτμό καί ἔτσι ἐπιτυγχάνεται ἡ ψύξη καί συμπύκνωσή του. Στό ψυγεῖο, λοιπόν, ἔχομε μεταφορά θερμότητας ἀπό τόν ἀτμό στό θαλασσινό νερό.

Γιά νά ὁλοκληρωθεῖ ὁ κύκλος θά πρέπει τό νερό ἀπό τό ψυγεῖο (κατάσταση 4) νά ἐπιστρέψει πίσω στό λέβητα (κατάσταση 1), ἀπό ὅπου ἄρχισε ἡ λειτουργία τοῦ κύκλου Rankine. Αὐτή ἡ μεταφορά τοῦ νεροῦ μέσα στό λέβητα χρειά-

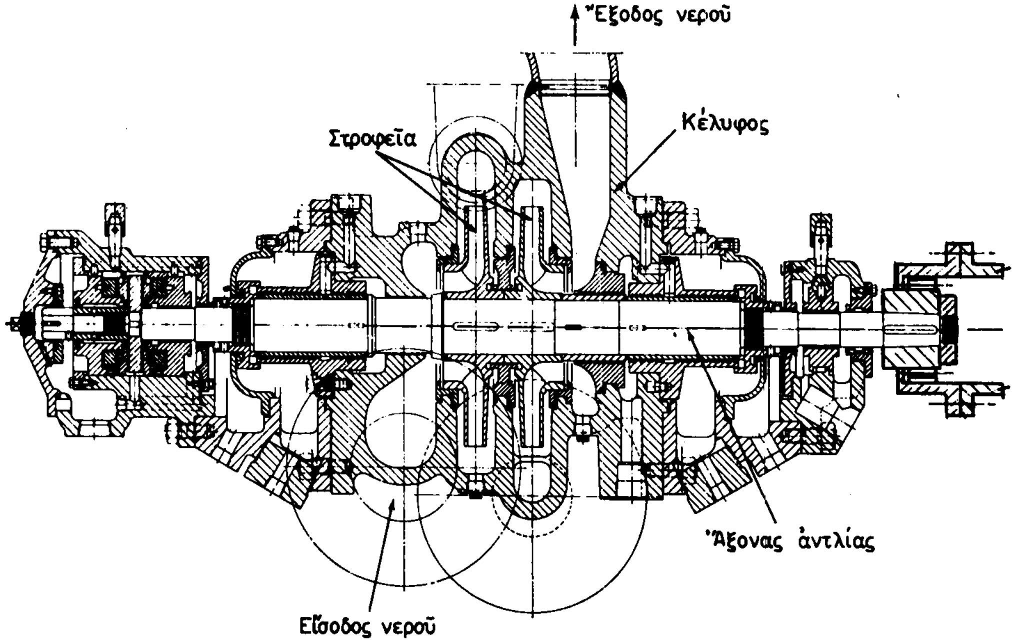


Σχ. 9.3γ.
Ναυτικός ἀτμοστρόβιλος.



Σχ. 9.3δ.
Ψυγεῖο ἐγκαταστάσεως ναυτικοῦ ἀτμοστροβίλου.

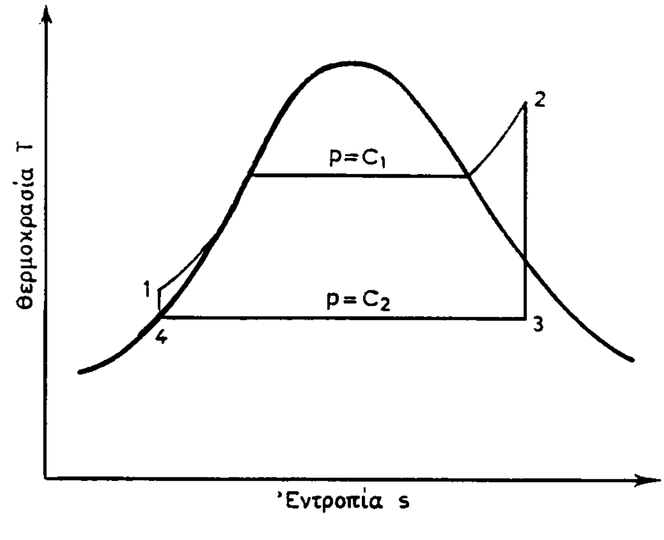
ζεται κάποια μηχανική ἐνέργεια, ἡ ὁποία δίνεται ἀπό μία ἤ περισσότερες ἀντλίες πού εἶναι εἴτε ἠλεκτροκίνητες εἴτε ἀτμοκίνητες. Ἄν εἶναι ἠλεκτροκίνητες ἔχομε μετατροπή ἠλεκτρικῆς ἐνέργειας σέ μηχανική, ἐνῶ ἄν εἶναι ἀτμοκίνητες ἔχομε μετατροπή θερμικῆς ἐνέργειας σέ μηχανική, ὅπως π.χ. στήν περίπτωση τοῦ ἀτμοστροβίλου πού συναντήσαμε προηγουμένως. Οἱ ἀντλίες αὐτές ὀνομάζονται ἀντλίες τροφοδοτήσεως καί ἔχουν τή μορφή πού φαίνεται στό σχῆμα 9.3ε. Ἀποτελοῦνται συνήθως ἀπό δύο στροφεῖα πού εἶναι στερεωμένα ἐπάνω



Σχ. 9.3ε.
Ἀντλία τροφοδοτήσεως λέβητα.

σέ ἕνα ἄξονα. Ὁ ἄξονας στρέφεται μέ τή βοήθεια εἴτε ἑνός ἠλεκτρικοῦ κινητήρα εἴτε ἑνός μικροῦ ἀτμοστροβίλου. Μέ τήν κίνηση αὐτή τά στροφεῖα ἀναρροφοῦν τό νερό τοῦ ψυγείου καί τό καταθλίβουν μέ ὑψηλή πίεση στό λέβητα. Ἔτσι τό νερό ἐπανέρχεται στήν ἀρχική του κατάσταση στό σημεῖο 1.

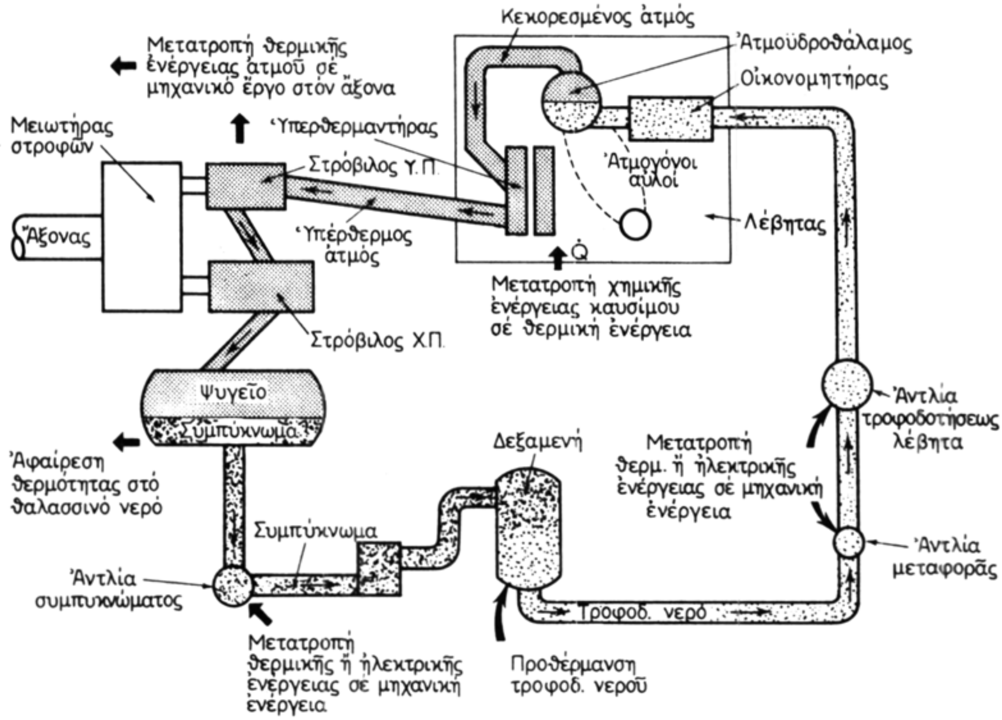
Ὁ μηχανικός κύκλος Rankine πού περιγράψαμε ἐδῶ ἀποτελεῖ τήν πιό ἁπλοποιημένη μορφή ναυτικῆς ἐγκαταστάσεως ἀτμοστροβίλου καί δέν τήν συναντᾶ κανείς στά σημερινά σύγχρονα πλοῖα. Ἡ περιγραφή της συνεπῶς εἶχε καθαρά ἐκπαιδευτικό χαρακτήρα, γιατί περιέχει ὅλα τά βασικά στοιχεῖα πού συνθέτουν τίς πιό ἐξελιγμένες ἐγκαταστάσεις ἀτμοστροβίλου, ὅπως θά δοῦμε πιό κάτω. Ἐνδεικτικά ἀναφέρομε ὅτι ἡ συνήθης πρακτική στίς μέρες μας, ἐκτός τῶν ἄλλων, εἶναι νά κάνομε τόν ἀτμό ὑπέρθερμο ἀντί κεκορεσμένο ὅπως εἴπαμε προηγουμένως. Μ' αὐτό τόν τρόπο ἐπιτυγχάνομε, ἐκτός τῶν ἄλλων, καλύτερο βαθμό ξηρότητας, ἀντιμετωπίζοντας ἔτσι τή δυσκολία τοῦ κύκλου Carnot, σέ ὅ,τι ἀφορᾶ τήν ξηρότητα τοῦ ἀτμοῦ. Μέ τήν ὑπερθέρμανση τοῦ ἀτμοῦ, ὁ ἀτμός πού βγαίνει ἀπό τό στρόβιλο ἔχει μεγαλύτερο βαθμό ξηρότητας ἀπό ὅ,τι εἶχε ὅταν ὁ ἀτμός ἦταν κεκορεσμένος. Ἡ διαδικασία αὐτή τῆς ὑπερθερμάνσεως φαίνεται παραστατικά ἀπό τή σύγκριση τοῦ διαγράμματος T-s τοῦ σχήματος 9.3στ μέ τό διάγραμμα τοῦ σχήματος 9.3α(α). Στό διάγραμμα τοῦ σχήματος 9.3στ ἡ γραμμή τῆς ἰσοεντροπικῆς ἐκτονώσεως 2-3 μεταφέρθηκε πρός τά δεξιά μέ ἀποτέλεσμα τό σημεῖο ἐξαγωγῆς τοῦ ἀτμοῦ ἀπό τό στρόβιλο (σημεῖο 3) νά βρίσκεται στήν περιοχή μέ ὑψηλούς βαθμούς ξηρότητας. Οἱ τιμές τοῦ βαθμοῦ ξηρότητας τῶν ἀτμοστροβίλων κυμαίνονται μεταξύ 80 καί 85%. Οἱ πιό συνηθισμένες θερμοκρασίες ὑπερθερμάνσεως τοῦ ἀτμοῦ στούς σύγχρονους ναυτικούς λέβητες εἶναι ἀπό 490° μέχρι 540°C. Ἀντίστοιχα καί οἱ τιμές τῆς πιέσεως τοῦ ἀτμοῦ μεταβάλλονται, ἄν καί σέ πολύ μεγαλύτερα ὅρια, καί κυμαίνονται μεταξύ 31 καί 100 bar. Αὐτές οἱ θερμοκρασίες καί πιέσεις ἀντιστοιχοῦν στό σημεῖο 2 τοῦ διαγράμματος T-s τοῦ σχήματος 9.3στ.



Σχ. 9.3στ.
Ὁ κύκλος Rankine μέ ὑπέρθερμο ἀτμό.

Ἡ πιό πάνω στοιχειώδης λειτουργική καί θερμοδυναμική περιγραφή τοῦ κύκλου Rankine, μέ ὑπέρθερμο ἀτμό, φαίνεται παραστατικά σέ μιά τυπική διάταξη ἐγκαταστάσεως ἀτμοστροβίλου στό σχῆμα 9.3ζ, ὅπου περιλαμβάνονται ὅλες οἱ μονάδες τῆς ἐγκαταστάσεως καί σημειώνονται τά μέρη ὅπου ἔχομε μετατροπή ἤ μεταφορά ἐνέργειας. Ἐπίσης στή διάταξη αὐτή βλέπομε ὅτι ἡ μεταφορά τοῦ συμπυκνώματος ἀπό τό ψυγεῖο στό λέβητα πραγματοποιεῖται μέ τρεῖς ἀντλίες, τήν ἀντλία συμπυκνώματος, τήν ἀντλία μεταφορᾶς καί τήν ἀντλία τροφοδοτήσεως. Σέ ἄλλες ἐγκαταστάσεις οἱ δύο τελευταῖες ἀντλίες ἀποτελοῦν μία μόνο ἀντλία.

Στήν ἐγκατάσταση τοῦ σχήματος 9.3ζ ἡ δεξαμενή νεροῦ εἶναι καί προθερ-



Σχ. 9.3ζ.
Τυπική διάταξη ἐγκαταστάσεως ναυτικοῦ ἀτμοστροβίλου.

μαντήρας νεροῦ καί ὀνομάζεται ἐξαεριστική δεξαμενή.

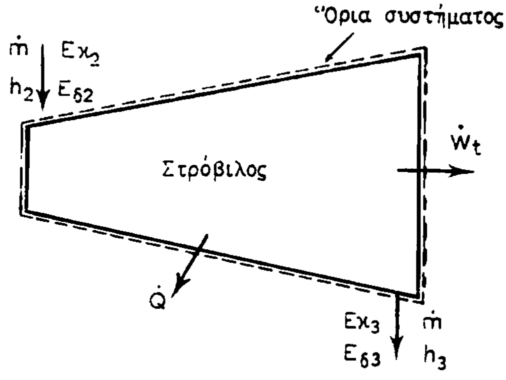
Οἱ πιό μοντέρνες ἐγκαταστάσεις ἀτμοῦ, πού θά δοῦμε σ' αὐτό τό κεφάλαιο, διαθέτουν καί ἄλλες μονάδες καί γενικά εἶναι πιό πολύπλοκες στήν κατασκευή τους· ἔχουν ὅμως πολύ ὑψηλότερο βαθμό ἀποδόσεως καί σέ τελευταία ἀνάλυση εἶναι πιό οἰκονομικές.

9.3.2 Μελέτη τοῦ θερμοδυναμικοῦ κύκλου Rankine.

Ἔχοντας δώσει τήν περιγραφή μιᾶς, ἔστω καί ἁπλοποιημένης ἐγκαταστάσεως ἀτμοῦ, μποροῦμε νά προχωρήσομε στή μελέτη τοῦ ἀντίστοιχου θερμοδυναμικοῦ κύκλου Rankine μέ σκοπό νά προσδιορίσομε τό παραγόμενο ἔργο, τή θερμότητα πού χρειάζεται νά δώσομε γιά νά πάρομε τό ἔργο αὐτό καί τελικά τό θερμικό βαθμό ἀποδόσεως. Ὁ κύκλος θεωροῦμε ὅτι εἶναι κλειστός καί ἡ μάζα σταθερή ὅπως φαίνεται ἀπό τά ὅρια τοῦ συστήματος στό σχῆμα 9.3α(β).

Στρόβιλος.

Ἄς ἀρχίσομε τήν ἐξέταση τοῦ κύκλου ἀπό τόν ἀτμοστρόβιλο. Ἐδῶ τό σύστημα εἶναι ἀνοικτό ἀφοῦ ἔχομε ροή μάζας μέσω τοῦ συστήματος (σχ. 9.3η) καί ἡ διεργασία πού ἀκολουθεῖ τό ἐργαζόμενο μέσο εἶναι μία ἰσοεντροπική (ἀδιαβατική ἀναστρέψιμη) ἐκτόνωση ($s_2 = s_3$), στήν ὁποία ἔχομε παραγωγή ἔρ-



Σχ. 9.3η.
Ὁ ἀτμοστρόβιλος ὡς ἀνοικτό σύστημα.

γου ἀπό τό σύστημα (στρόβιλος). Γιά νά βροῦμε τό ἔργο πού παράγει ὁ στρόβιλος ἐφαρμόζομε τόν πρῶτο θερμοδυναμικό νόμο γιά ἕνα ἀνοικτό σύστημα, ἐξίσωση (4.15), ὅπως ἄλλωστε κάναμε στό παράδειγμα 1 τῆς παραγράφου 4.5.2.

$$\dot{Q} + \dot{m}\,(h + \frac{v^2}{2} + gz)_2 = \dot{m}\,(h + \frac{v^2}{2} + gz)_3 + \dot{W}_t \qquad (9.1)$$

ὅπου $\dot{m}$ ἡ παροχή μάζας τοῦ ἐργαζόμενου μέσου σέ kg/s καί
$\dot{W}_t$ τό ἔργο τοῦ στροβίλου στή μονάδα τοῦ χρόνου (ἰσχύς) σέ J/s ἤ W.

Ἄν θεωρήσομε ὅτι ὁ στρόβιλος εἶναι ἀδιαβατικά μονωμένος ($\dot{Q} = 0$), δέν θά ἔχομε σημαντικό σφάλμα στούς ὑπολογισμούς μας. Ἐπίσης ὁ ὅρος τῆς δυναμικῆς ἐνεργείας ἔχει ἀμελητέα ἐπίδραση. Ἑπομένως ἡ ἐξίσωση (9.1) γράφεται ὡς:

$$\dot{m}\,(h + \frac{v^2}{2})_2 = \dot{m}\,(h + \frac{v^2}{2})_3 + \dot{W}_t \qquad (9.2)$$

Λύνοντας ὡς πρός $\dot{W}_t$ ἔχομε ὅτι:

$$\dot{W}_t = \dot{m}\,[(h_2 - h_3) + (\frac{v_2^2}{2} - \frac{v_3^2}{2})] \qquad (9.2\alpha)$$

Ἀπό τήν ἐξίσωση αὐτή μποροῦμε νά παρατηρήσομε τά ἑξῆς. Ἄς θεωρήσομε γιά λίγο ὅτι ἡ κινητική ἐνέργεια εἶναι ἀμελητέα. Τότε τό ἔργο τοῦ στροβίλου ἐξαρτᾶται ἀπό τή διαφορά τῆς ἐνθαλπίας τῶν σημείων 2 καί 3. Ὅσο μεγαλύτερη εἶναι ἡ διαφορά αὐτή τόσο μεγαλύτερο εἶναι τό ἔργο. Ἐπειδή ὅμως τό σημεῖο 3 ἔχει περίπου σταθερή θέση στό διάγραμμα T-s, γιά νά ἔχομε ἱκανοποιητική ποιότητα ἀτμοῦ ($x \simeq 0{,}85$), γι' αὐτό ἡ διαφορά αὐτή μεγαλώνει ὅσο τό σημεῖο 2 ἀνεβαίνει στήν κλίμακα τῆς θερμοκρασίας γιά δεδομένη πίεση· ὅσο δηλαδή αὐξάνει ἡ θερμοκρασία τῆς ὑπερθερμάνσεως τοῦ ἀτμοῦ. Αὐτό μποροῦμε νά τό δοῦμε ἐπίσης παραστατικά συγκρίνοντας τά διαγράμματα T-s τῶν σχημάτων 9.3α(α) καί 9.3στ. Γίνεται ἔτσι φανερό ὅτι ὁ ὑπέρθερμος ἀτμός, ἐκτός ἀπό τό ὅτι βελτιώνει τό βαθμό ξηρότητας στήν ἔξοδο τοῦ ἀτμοῦ ἀπό τό στρόβιλο, ἔχει καί τή δυνατότητα νά μᾶς δώσει περισσότερο ἔργο. Ἐδῶ ὅμως θά πρέπει νά τονίσομε ὅτι ἡ αὔξηση τῆς θερμοκρασίας, συνοδεύεται συνήθως καί ἀπό αὔξηση τῆς πιέσεως τοῦ ἀτμοῦ, ἡ ὁποία ἔχει ἕνα ἀνώτερο ὅριο πού καθορίζεται ἀπό τήν ἀντοχή τῶν ὑλικῶν.

Τελικά, ὅπως θά δοῦμε στό ἑπόμενο παράδειγμα, ὁ ὅρος τῆς κινητικῆς ἐνέργειας ($v^2/2$) δέν ἐπηρεάζει σημαντικά τό ἔργο πού παράγει ὁ στρόβιλος καί ἔτσι μποροῦμε νά γράψομε ὅτι:

$$\dot{W}_t = \dot{m}\,(h_2 - h_3) \tag{9.3}$$

Παράδειγμα.

Ὁ στρόβιλος μιᾶς ναυτικῆς ἐγκαταστάσεως ἀτμοστροβίλου δέχεται ἀπό τό λέβητα ἀτμό πιέσεως 70 bar καί 500 °C. Ὁ ἀτμός ἐκτονώνεται ἰσοεντροπικά στό στρόβιλο μέχρι τήν πίεση ἐξαγωγῆς 0,020 bar. Ἡ εἴσοδος τοῦ στροβίλου εἶναι 3 m ὑψηλότερα ἀπό τήν ἔξοδο καί ἡ ταχύτητα τοῦ ἀτμοῦ στήν εἴσοδο τοῦ στροβίλου εἶναι 16 m/s καί στήν ἔξοδο 328 m/s. Νά ὑπολογισθεῖ τό ἔργο τοῦ στροβίλου ἀνά μονάδα μάζας ἀτμοῦ.

Λύση.

Γιά τή λύση τοῦ προβλήματος μποροῦμε νά χρησιμοποιήσομε τούς πίνακες ἀτμοῦ ἤ τό διάγραμμα Mollier γιά ἀτμό. Ἐδῶ θά χρησιμοποιήσομε τούς πίνακες ἀτμοῦ. Ἀρχικά ὁ ἀτμός στήν εἴσοδο τοῦ στροβίλου εἶναι ὑπέρθερμος (σχ. 9.3θ). Ἔτσι ἀπό τόν Πίνακα Γ3 τοῦ Παραρτήματος «Γ» ἔχομε:

$$\text{γιά } p_2 = 70 \text{ bar καί } t_2 = 500°\text{C}:$$
$$h_2 = 3410{,}6 \text{ kJ/kg}$$
$$s_2 = 6{,}7993 \text{ kJ/kgK}$$

Στήν ἔξοδο τοῦ στροβίλου ὑποθέτομε ὅτι ὁ ἀτμός εἶναι ὑγρός καί ἔτσι ἀπό τήν ἐξίσωση (8.7) παίρνομε:

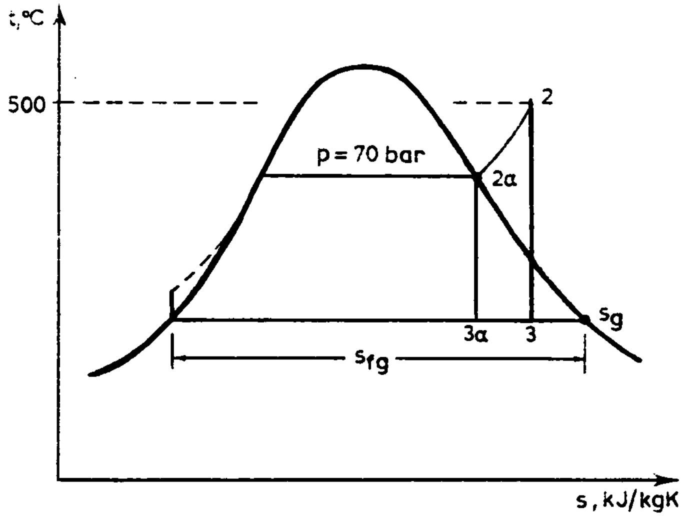
$$s_3 = s_f + x s_{fg} = s_g - (1 - x) s_{fg} \tag{1}$$

Ἀπό τόν Πίνακα Γ1 γιά p = 0,02 bar (κατάσταση 3) ἔχομε:

$$h_g = 2533{,}6 \text{ kJ/kg} \qquad s_g = 8{,}7246 \text{ kJ/kgK}$$
$$h_{fg} = 2460{,}2 \text{ kJ/kg} \qquad s_{fg} = 8{,}4640 \text{ kJ/kgK}$$

Ἐπειδή ἔχομε ἰσοεντροπική ἐκτόνωση $s_3 = s_2$.
Λύνοντας τήν ἐξίσωση (1) ὡς πρός (1 − x) παίρνομε:

$$1 - x = \frac{s_g - s_2}{s_{fg}} = \frac{8{,}7246 - 6{,}7993}{8{,}4640} = 0{,}2275 \tag{2}$$



Σχ. 9.3θ.
Διάγραμμα T-s ἐγκαταστάσεως ἀτμοστροβίλου.

καί $\quad x = 0{,}7725$ ἤ 77%

Ἀπό τήν ἐξίσωση (5.2α) ἔχομε:

$$h_3 = h_g - (1 - x)\,h_{fg} = 2533{,}6 - (0{,}2275 \times 2460{,}2) = 1974 \text{ kJ/kg}$$

Μέ βάση τήν ἐξίσωση (9.1) τό ἔργο ἀνά μονάδα μάζας σέ kJ/kg εἶναι:

$$w_t = (h_2 - h_3) + \frac{1}{2}(v_2^2 - v_3^2) + g(z_2 - z_3) \qquad (3)$$

$$\frac{1}{2}(v_2^2 - v_3^2) = \frac{16^2 - 328^2}{2} = -53.664 \text{ m}^2/\text{s}^2$$

$$g(z_2 - z_3) = 9{,}81 \times 3 = 29{,}43 \text{ m}^2/\text{s}^2$$

Ἀντικαθιστοῦμε στήν ἐξίσωση (3) καί παίρνομε:

$$w_t = (3410{,}6 - 1974) - \frac{53.664}{1000} + \frac{29{,}43}{1000} =$$

$$= 1436{,}6 - 53{,}664 + 0{,}02943 = 1383 \text{ kJ/kg}$$

Ἀπό τίς πιό πάνω ἀριθμητικές τιμές βλέπομε ὅτι ἀπό τή συνολική διαθέσιμη ἐνέργεια 1436,6 + 0,02943 = 1436.629 kJ/kg ἡ δυναμική ἐνέργεια (0,02943 kJ/kg) ἀποτελεῖ ἀσήμαντο ποσοστό. Ἀπό τήν ἐνέργεια αὐτή μετατράπηκε, ἐπί τά ἑκατό:

Σέ ἔργο: $\quad \dfrac{1383}{1436{,}63} \times 100 = 96{,}3\%$

Σέ κινητική ἐνέργεια: $\dfrac{53,664}{1436,63} \times 100 = 3,7\%$

Παρατηροῦμε λοιπόν ὅτι καί ἡ κινητική ἐνέργεια ἔχει μικρή ἐπίδραση καί τή λαμβάνομε ὑπ' ὄψη μας μόνο γιά ἀκριβεῖς ὑπολογισμούς. Γιά μᾶς εἶναι ἀρκετό νά θεωρήσομε ὅτι τό ἔργο τοῦ στροβίλου εἶναι ἴσο μέ τήν ἰσοεντροπική ἐκτόνωση, ἐξίσωση (9.3), δηλαδή ἡ ἰσχύς τοῦ στροβίλου εἶναι:

$$\dot{W}_t = \dot{m}(h_2 - h_3)$$

Γιά νά δοῦμε τήν ἐπίδραση τοῦ ὑπέρθερμου ἀτμοῦ στό ποσό τοῦ ἔργου πού παράγει ὁ στρόβιλος, ἄς ὑποθέσομε ὅτι ὁ ἀτμός τοῦ λέβητα ἦταν κεκορεσμένος, πιέσεως 70 bar καί ὅτι ἡ πίεση ἐξαγωγῆς παραμένει ἡ ἴδια. Τότε:

$$h_{2a} = 2773,4 \text{ kJ/kg} \qquad s_{2a} = 5,8161 \text{ kJ/kgK}$$

Κατ' ἀναλογία πρός τήν ἐξίσωση (2), ἔχομε:

$$1 - x = \frac{s_g - s_{2a}}{s_{fg}} = \frac{8,7246 - 5,8161}{8,4640} = 0,3436 \quad \text{καί} \quad x = 0,6564$$

ὁπότε $$h_{3\alpha} = h_g - (1 - x)\, h_{fg} = 2533,6 - (0,3436 \times 2460,2)$$

$$h_{3\alpha} = 1688,2 \text{ kJ/kg}$$

Θεωροῦμε τήν κινητική καί δυναμική ἐνέργεια ὡς ἀμελητέες, ὁπότε:

$$w_t = (h_{2\alpha} - h_{3\alpha}) = 2773,4 - 1688,2 = 1085,2 \text{ kJ/kg}$$

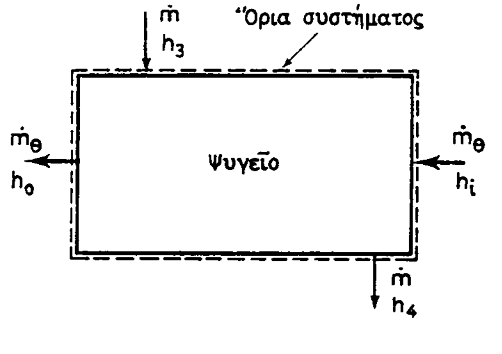
Βλέπομε λοιπόν ὅτι μέ τήν ἴδια πίεση ἀτμοῦ στό λέβητα καί πίεση ἐξαγωγῆς τοῦ στροβίλου ὁ κεκορεσμένος ἀτμός μᾶς δίνει ἔργο μόνο 1085,2 kJ/kg, ἀντί 1383 kJ/kg μέ ὑπέρθερμο. Ἐπίσης ὁ βαθμός ξηρότητας x χειροτέρεψε καί ἔγινε 65,6%, ἀντί 87% μέ ὑπέρθερμο ἀτμό.

Ψυγεῖο.

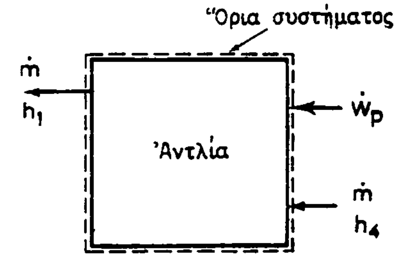
Στό ψυγεῖο ἀφαιρεῖται μέ σταθερή πίεση ἡ λανθάνουσα θερμότητα τοῦ ἀτμοῦ (ἐργαζόμενο μέσο), πού ἐξέρχεται ἀπό τό στρόβιλο, καί ἔτσι ὁ ἀτμός μετατρέπεται σέ κεκορεσμένο ὑγρό πού ὀνομάζεται ***συμπύκνωμα.*** Ἡ διεργασία τῆς συμπυκνώσεως γίνεται ἀπό τήν κατάσταση 3 στήν κατάσταση 4, ὅπως φαίνεται στό σχῆμα 9.3α. Ἡ μεταφορά τῆς θερμότητας γίνεται καθώς ὁ ἀτμός ἔρχεται σέ ἐπαφή μέ τούς αὐλούς τοῦ ψυγείου μέσα στούς ὁποίους κυκλοφορεῖ τό θαλασσινό νερό. Τό σχῆμα 9.3ι παριστάνει τό ψυγεῖο τοῦ κύκλου Rankine, τό ὁποῖο θεωροῦμε ὡς ἕνα ἀδιαβατικό σύστημα καί ἀπό τό ὁποῖο δέν ἔχομε ἀπώλεια θερμότητας πρός τό περιβάλλον. Τή δυναμική καί κινητική ἐνέργεια τοῦ ἐργαζόμενου μέσου τίς θεωροῦμε ἐπίσης ἀμελητέες. Ἔτσι, ἡ ἐνεργειακή ἐξίσωση γιά τό ψυγεῖο εἶναι:

$$\dot{m}(h_3 - h_4) = \dot{m}_\theta\ (h_0 - h_i) \tag{9.4}$$

ὅπου: $\dot{m}_\theta$ ἡ παροχή μάζας τοῦ θαλασσινοῦ νεροῦ, σέ kg/s καί
h_i, h_0 ἡ ἐνθαλπία τοῦ θαλασσινοῦ νεροῦ στήν εἴσοδο καί ἔξοδο τοῦ ψυγείου ἀντίστοιχα, σέ J/kg.



Σχ. 9.3ι.
Σχηματική παράσταση ψυγείου.



Σχ. 9.3ια.
Σχηματική παράσταση ἀντλίας.

Ἀντλία.

Ἡ ἀντλία στόν κύκλο Rankine αὐξάνει ἰσοεντροπικά τήν πίεση τοῦ νεροῦ τῆς καταστάσεως 4 στήν πίεση τοῦ λέβητα, κατάσταση 1. Ἡ ἀντλία φαίνεται σχηματικά στό σχῆμα 9.3ια. Ἡ δυναμική ἐνέργεια εἶναι ἀμελητέα ἐνῶ ἡ κινητική ἐνέργεια στήν εἴσοδο ἰσοῦται περίπου μέ τήν ἀντίστοιχη στήν ἔξοδο τῆς ἀντλίας. Ἔτσι τό ἰσοεντροπικό ἔργο τῆς ἀντλίας $\dot{W}_p$ στή μονάδα τοῦ χρόνου, προκύπτει ἀπό τήν ἐξίσωση (4.15β) καί δίνεται ἀπό τή σχέση:

$$\dot{W}_p = \dot{m}(h_1 - h_4) \qquad (9.5)$$

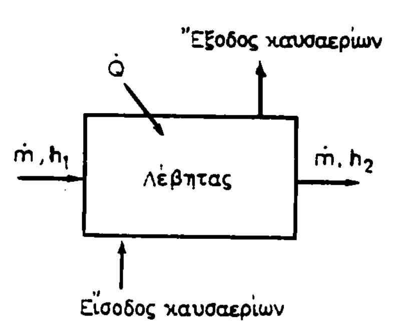
Ἐπειδή ἡ θερμοκρασία τοῦ νεροῦ τῆς τροφοδοτήσεως τοῦ λέβητα δέν εἶναι συνήθως γνωστή στήν ἔξοδο τῆς ἀντλίας, ὥστε νά βρίσκομε τήν ἐνθαλπία h_1, γι' αὐτό πολλές φορές τήν ἰσχύ τῆς ἀντλίας τήν ὑπολογίζομε προσεγγιστικά ἀπό τή σχέση:

$$\dot{W}_p = \dot{m}\upsilon_4 (p_1 - p_4) \qquad (9.6)$$

ὅπου υ_4 εἶναι ὁ εἰδικός ὄγκος τοῦ νεροῦ στήν εἴσοδο τῆς ἀντλίας.

Λέβητας.

Ὅπως εἴπαμε προηγουμένως στό λέβητα ἔχομε μετατροπή τῆς χημικῆς ἐνέργειας τοῦ καυσίμου σέ θερμική ἐνέργεια. Ἡ μεταφορά τῆς θερμότητας $\dot{Q}$ στό νερό τῆς τροφοδοτήσεως γίνεται μέ σταθερή πίεση ὅταν τό νερό περνᾶ μέσα ἀπό τούς αὐλούς τοῦ λέβητα οἱ ὁποῖοι θερμαίνονται ἀπό τά προϊόντα τῆς καύσεως τοῦ καυσίμου (καυσαέρια). Μέσα στό λέβητα τό νερό μετατρέπεται προοδευτικά ἀπό ὑπόψυκτο σέ κεκορεσμένο νερό, κεκορεσμένο ἀτμό καί στή συνέχεια, ἐφ' ὅσον τό θελήσομε, σέ ὑπέρθερμο ἀτμό



Σχ. 9.3ιβ.
Σχηματική παράσταση τοῦ λέβητα.

Ὁ ἀτμός αὐτός στή συνέχεια πηγαίνει στό στρόβιλο ὅπου, ὅπως εἴπαμε, ἐκτονώνεται ἰσοεντροπικά καί παράγει ἔργο. Ἡ ἐνεργειακή ἐξίσωση γιά τό λέβητα (σχ. 9.3ιβ) εἶναι:

$$\dot{Q} + \dot{m}h_1 = \dot{m}h_2 \qquad (9.7)$$

Ἡ ἀνάλυση τοῦ λέβητα στήν πράξη εἶναι πιό πολύπλοκη καί περιλαμβάνει διαφορετικές μορφές μεταφορᾶς θερμότητας στά διάφορα τμήματά του. Ὅμως ἡ ἐξίσωση (9.7) εἶναι ἱκανοποιητική ἀπό τή σκοπιά τῆς ἀναλύσεως τοῦ κύκλου Rankine.

9.3.3 Βαθμός ἀποδόσεως θερμοδυναμικοῦ κύκλου.

Ὁ θερμικός βαθμός ἀποδόσεως τοῦ κύκλου Rankine, σύμφωνα μέ τόν ὁρισμό πού δώσαμε [ἐξίσωση (7.2)], εἶναι ὁ λόγος τοῦ ὠφέλιμου ἔργου πρός τό ποσό τῆς θερμότητας πού πρέπει νά δώσομε γιά νά πάρομε τό ἔργο αὐτό. Τό ὠφέλιμο ἔργο εἶναι ἡ διαφορά τοῦ ἔργου τοῦ στροβίλου $\dot{W}_t$, ἀπό τό ἔργο τῆς ἀντλίας $\dot{W}_p$ καί ἡ θερμότητα πού δίνομε εἶναι ἡ διαφορά τῆς ἐνθαλπίας τοῦ ἀτμοῦ (κατάσταση 2) ἀπό τήν ἐνθαλπία τοῦ νεροῦ (κατάσταση 1) πολλαπλασιασμένη βέβαια ἐπί τήν παροχή τοῦ ἐργαζόμενου μέσου. Ἔχομε δηλαδή:

$$\eta_\theta = \frac{\dot{W}}{\dot{Q}} = \frac{\dot{W}_t - \dot{W}_p}{\dot{m}(h_2 - h_1)} \qquad (9.8)$$

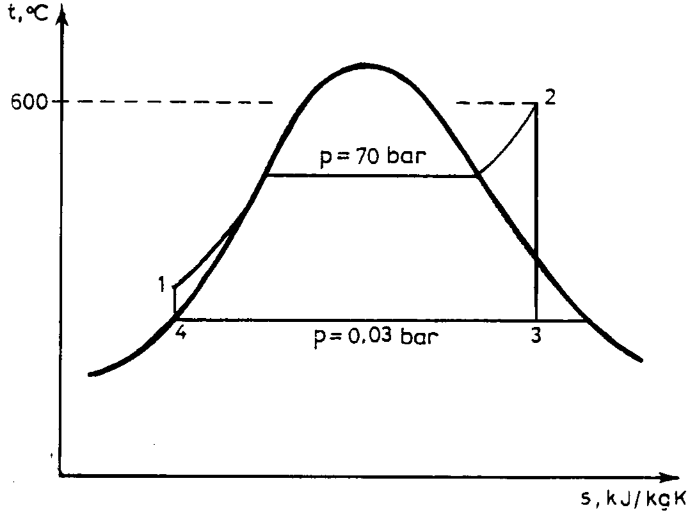
Ἄς δοῦμε τώρα ἕνα παράδειγμα γιά ἕνα πλήρη κύκλο Rankine.

Παράδειγμα.

Ἡ ἐγκατάσταση προώσεως ἑνός πλοίου ἀποτελεῖται ἀπό λέβητα καί στρόβιλο πού λειτουργοῦν μέ βάση τόν κύκλο Rankine. Ὁ ἀτμός εἰσέρχεται στό στρόβιλο μέ πίεση 70 bar, θερμοκρασία 600°C καί ταχύτητα 33 m/s. Μετά ἀπό τήν ἰσοεντροπική ἐκτόνωση στό στρόβιλο, ἡ πίεση τοῦ ἀτμοῦ στήν ἔξοδο τοῦ στροβίλου εἶναι 0,03 bar καί ἡ ταχύτητα 98 m/s. Ἡ ροή τοῦ ἀτμοῦ εἶναι $1{,}4 \times 10^5$ kg/h. Νά βρεθεῖ: α) Ἡ ἰσχύς τῆς ἀντλίας, β) ἡ ἰσχύς τοῦ στροβίλου, γ) ἡ θερμότητα πού προσδίνεται καί δ) ὁ θερμικός βαθμός ἀποδόσεως.

Λύση.

Πρῶτα χαράζομε τό διάγραμμα T - s τῆς ἐγκαταστάσεως, ὅπως φαίνεται στό



Σχ. 9.3ιγ.
Διάγραμμα T-s ἐγκαταστάσεως ἀτμοστροβίλου μέ ὑπέρθερμο ἀτμό.

σχῆμα 9.3ιγ.

α) Ἡ ἰσχύς τῆς ἀντλίας δίνεται ἀπό τήν ἐξίσωση (9.6):

$$\dot{W}_p = \dot{m}\upsilon_4 (p_1 - p_4) \qquad (1)$$

ἀλλά ἀπό τό πρόβλημα δίνεται ὅτι:

$$\dot{m} = 1{,}4 \times 10^5 \text{ kg/h} = 38{,}89 \text{ kg/s} \qquad p_1 = 70 \text{ bar}$$

καί $p_4 = p_3 = 0{,}03$ bar, λόγω τῆς σταθερῆς πιέσεως τοῦ ἐργαζόμενου μέσου στό ψυγεῖο.

Ἐπίσης ἀπό τόν Πίνακα Γ2 γιά $p_4 = 0{,}03$ bar, ἔχομε $\upsilon_4 = 0{,}0010027$ m^3/kg, ὁπότε ἀντικαθιστοῦμε στήν ἐξίσωση (1) καί παίρνομε τήν ἰσχύ τῆς ἀντλίας:

$$\dot{W}_p = 38{,}89 \times 0{,}0010027 \times (70 - 0{,}03) \times 10^5 = 272{,}8 \text{ kW}$$

β) Θεωροῦμε ὅτι ἡ δυναμική ἐνέργεια καί ἡ ἀπώλεια τῆς θερμότητας εἶναι ἀμελητέες, ὁπότε ἡ ἰσχύς τοῦ στροβίλου εἶναι [ἐξίσωση (9.1)]:

$$\dot{W}_t = \dot{m}\left[(h_2 - h_3) + \frac{v_2^2 - v_3^2}{2}\right] \qquad (2)$$

ὅπου

$$\frac{v_2^2 - v_3^2}{2} = \frac{33^2 - 98^2}{2} = -4260 \ \frac{m^2}{s^2} \qquad (3)$$

Ἐπίσης ἀπό τούς πίνακες ἀτμοῦ (Πίνακας Γ3):

γιά $p_2 = 70$ bar καί $t_2 = 600$ °C ἔχομε:

$$h_2 = 3647{,}9 \text{ kJ/kg}$$
$$s_2 = 7{,}088 \text{ kJ/kgK}$$

Γιά τόν ὑπολογισμό τῆς h_3 ἔχομε ὅτι λόγω ἰσοεντροπικῆς ἐκτονώσεως

$$s_2 = s_3 = 7{,}088 \text{ kJ/kgK}$$

Γιά $p_3 = 0{,}03$ bar (Πίνακας Γ2): $s_f = 0{,}3543$ kJ/kgK

$s_{fg} = 8{,}2242$ kJ/kgK

Ἐπίσης, ἀπό τήν ἐξίσωση (8.7):

$$s_3 = s_f + xs_{fg} \quad \text{καί} \quad x = \frac{s_3 - s_f}{s_{fg}} = \frac{7{,}088 - 0{,}3543}{8{,}2242} = 0{,}8187$$

ὁπότε ἀπό τήν ἐξίσωση (5.2):

$$h_3 = h_f + xh_{fg} \tag{4}$$

ὅπου γιά $p_3 = 0{,}03$ bar (Πίνακας Γ2) $h_f = 101$ kJ/kg καί $h_{fg} = 2444{,}6$ kJ/kg.

Ἀντικαθιστοῦμε στήν ἐξίσωση (4) καί ἔχομε:

$$h_3 = 101 + (0{,}8187 \times 2444{,}6) = 2102{,}4 \text{ kJ/kg}$$

ὁπότε ἀπό τήν ἐξίσωση (2) παίρνομε τό ἔργο τοῦ στροβίλου:

$$\dot{W}_t = 38{,}89 \left[(3647{,}9 - 2102{,}4) - \frac{4260}{1000}\right] = 59.939 \text{ kW}$$

γ) Ἐπειδή $h_f = h_4 = 101$ kJ/kg, ἀπό τήν ἐξίσωση (9.5):

$$h_1 = h_4 + \frac{\dot{W}_p}{\dot{m}} = 101 + \frac{272{,}8}{38{,}89} = 108 \text{ kJ/kg}$$

Ἄρα ἡ θερμότητα πού προσδίνεται στόν ἀτμό εἶναι:

$$\dot{Q} = \dot{m}\,(h_2 - h_1) = 38{,}89\,(3647{,}9 - 108) = 137.667 \text{ kW}$$

δ) Ἡ συνολική ἰσχύς πού πήραμε ἀπό τήν ἐγκατάσταση εἶναι:

$$\dot{W} = \dot{W}_t - \dot{W}_p = 59.939 - 272{,}8 = 59.666{,}2 \text{ kW}$$

ὁπότε ὁ θερμικός βαθμός ἀποδόσεως εἶναι, ἐξίσωση (9.8):

$$\eta_\theta = \frac{59.666{,}2}{137.667} = 0{,}433 \quad \text{ἤ} \quad 43{,}3\%$$

Ἐάν θεωρήσομε ὅτι ὁ ἀτμός ἀπό τό λέβητα ἐξερχόταν κεκορεσμένος ($t = 285{,}8$°C), ἐνῶ οἱ ἄλλες καταστάσεις τῆς ἐγκαταστάσεως παραμένουν οἱ ἴδιες, τότε ὁ βαθμός ἀποδόσεως τῆς ἐγκαταστάσεως εἶναι 38,9%. Δηλαδή πολύ μικρότερος ἀπό ὅ,τι στήν περίπτωση τοῦ ὑπέρθερμου ἀτμοῦ.

9.3.4 Σύγκριση μεταξύ θεωρητικοῦ καί πραγματικοῦ κύκλου.

Θά κάνομε τώρα μερικές χρήσιμες παρατηρήσεις συγκρίνοντας στό παράδειγμα τῆς προηγούμενης παραγράφου τόν κύκλο Rankine τόσο μέ τόν κύκλο

Carnot ὅσο καί μέ μία πραγματική ἐγκατάσταση.

1) Ὁ βαθμός ἀποδόσεως τοῦ κύκλου Carnot πού ἐργάζεται μεταξύ τῶν δύο θερμοκρασιῶν $t_H = 600°C$ καί $t_C = 24.10\ °C$ (p = 0,03 bar) εἶναι:

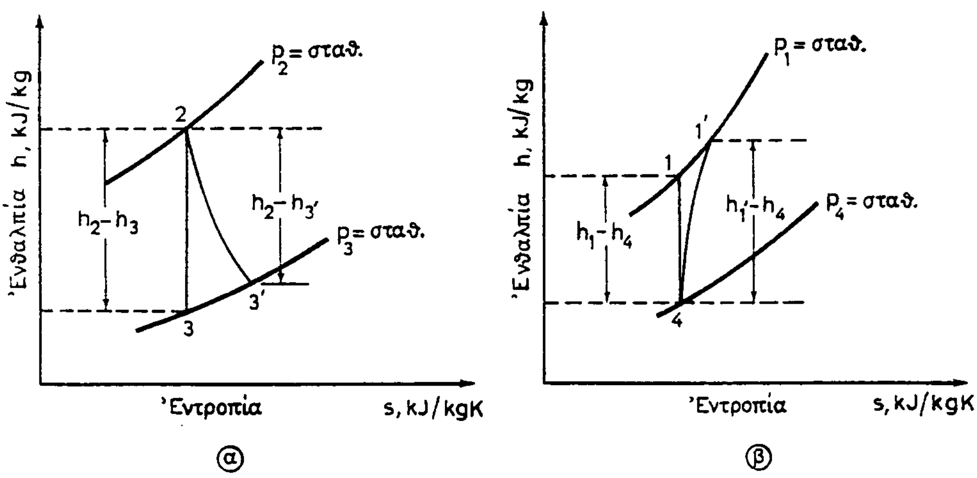
$$\eta_\theta = 1 - \frac{T_C}{T_H} = 1 - \frac{297{,}1}{873} = 0{,}660$$

Μεταξύ πολλῶν ἄλλων παραγόντων ἡ διαφορά μεταξύ τοῦ βαθμοῦ ἀποδόσεως τῶν κύκλων Carnot καί Rankine ὀφείλεται καί στήν περιορισμένη ἰσοεντροπική συμπίεση τοῦ νεροῦ στόν τελευταῖο. Αὐτό φαίνεται εὔκολα ἀπό τή σύγκριση τῶν διαγραμμάτων T - s τῶν σχημάτων 9.2 καί 9.3α(α).

2) Στόν κύκλο Rankine θεωρήσαμε ὅτι ὁ στρόβιλος καί ἡ ἀντλία εἶναι ἰδανικές καί συνεπῶς οἱ διεργασίες τους ἀναστρέψιμες. Σέ μιά πραγματική ὅμως ἐγκατάσταση, εἶναι ἀδύνατο νά ἐπιτύχομε τήν ἀναστρεψιμότητα αὐτή. Ἔτσι, γιά νά πλησιάσομε στήν πραγματικότητα, καταφεύγομε στή χρησιμοποίηση ἑνός βαθμοῦ ἀποδόσεως τοῦ στροβίλου ἤ τῆς ἀντλίας, ὁ ὁποῖος ὀνομάζεται ***ἐσωτερικός βαθμός ἀποδόσεως*** η_t ***ἤ*** η_p ***ἀντίστοιχα*** καί εἶναι ὁ λόγος τοῦ πραγματικοῦ ἔργου πού δίνει ὁ στρόβιλος πρός τό θεωρητικό ἔργο πού θά ἔδινε μέ ἰδανικές ἀναστρέψιμες, ἰσοεντροπικές συνθῆκες. Δηλαδή γιά τό στρόβιλο:

$$\eta_t = \frac{(h_2 - h_3)_\pi}{(h_2 - h_3)} = \frac{h_2 - h_{3'}}{h_2 - h_3} \tag{9.9}$$

Ὁ ὅρος $(h_2 - h_3)_\pi$ εἶναι ἡ πραγματική διαθέσιμη ἐνέργεια γιά τήν παραγωγή ἔργου, ἐνῶ ὁ $(h_2 - h_3)$ εἶναι ἡ θεωρητική ἐνέργεια πού προκύπτει μέ τίς ἰδανικές συνθῆκες τῆς ἰσοεντροπικῆς ἐκτονώσεως [σχ. 9.3ιδ(α)]. Ἀπό τήν ἐξίσωση (9.9) βλέπομε ὅτι, ἐφ' ὅσον γνωρίζομε τόν ἐσωτερικό βαθμό ἀποδόσεως, μποροῦμε νά προσδιορίσομε τήν πραγματική ἐνθαλπία τοῦ ἀτμοῦ στήν ἔξοδο τοῦ



Σχ. 9.3ιδ.
α) Θεωρητική καί πραγματική ἐκτόνωση στό στρόβιλο. β) Θεωρητική καί πραγματική συμπίεση στήν ἀντλία.

στροβίλου (h_3'). Ἀλλά περισσότερα στοιχεῖα γιά τίς πραγματικές ἐγκαταστάσεις θά δώσομε στό τέλος αὐτοῦ τοῦ κεφαλαίου.

Ἀντίστοιχα γιά τήν ἀντλία [σχ. 9.3ιδ(β)] ἔχομε:

$$\eta_p = \frac{(h_1 - h_4)}{(h_1 - h_4)_\pi} = \frac{h_1 - h_4}{h_1' - h_4} \tag{9.9α}$$

Ἀριθμητικές τιμές τῶν βαθμῶν ἀποδόσεως η_t καί η_p βρίσκομε σέ πίνακες καί μποροῦμε νά τίς χρησιμοποιήσομε στή θερμοδυναμική ἀνάλυση μιᾶς πραγματικῆς ἐγκαταστάσεως.

9.4 Ἀναγεννητικοί κύκλοι.

Ἐκτός ἀπό τήν ὑπερθέρμανση τοῦ ἀτμοῦ, ὁ βαθμός ἀποδόσεως μιᾶς ἐγκαταστάσεως ἀτμοστροβίλου βελτιώνεται μέ τήν προθέρμανση τοῦ νεροῦ τροφοδοτήσεως πρίν εἰσέλθει μέσα στό λέβητα.

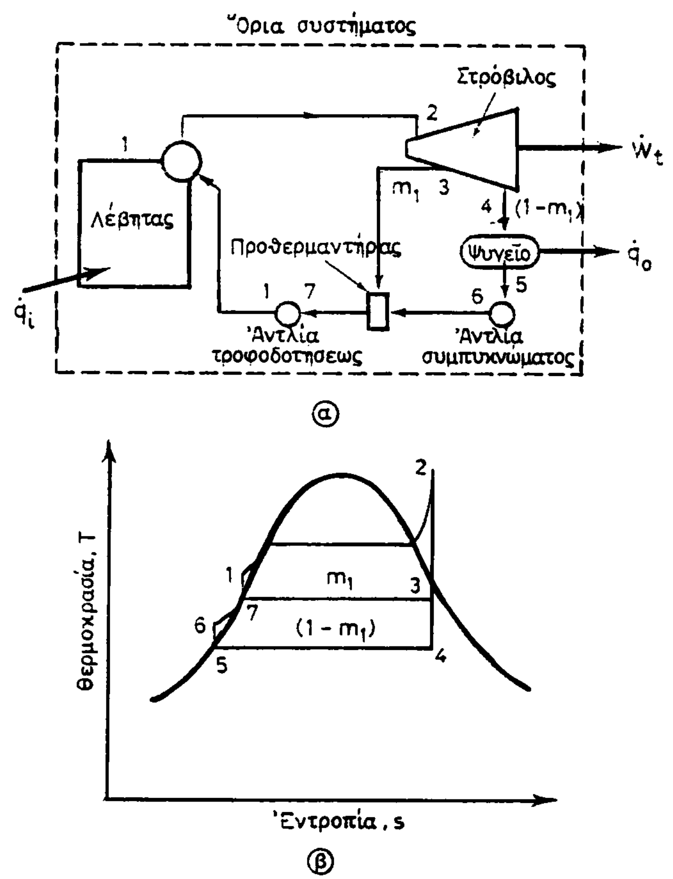
Ἡ προθέρμανση τοῦ νεροῦ γίνεται μέσα σέ προθερμαντῆρες, μέ ἀτμό πού παίρνομε μέσα ἀπό τό στρόβιλο. Ἡ ἀφαίρεση αὐτή τοῦ ἀτμοῦ γίνεται ἀπό ἐνδιάμεσες βαθμίδες τοῦ στροβίλου, ἔτσι πού ὁ ἀτμός νά ἔχει μεγαλύτερη θερμοκρασία ἀπό τό νερό τροφοδοτήσεως καί ἐπομένως νά μπορεῖ νά τό προθερμάνει. Μέ αὐτό τόν τρόπο ἐπιτυγχάνομε νά δώσομε ἕνα μέρος τῆς ἐνέργειας πού χρειάζεται τό νερό γιά τήν ἀτμοποίηση, ἡ ὁποία διαφορετικά θά δινόταν μέσα στό λέβητα. Βέβαια, μέ τήν ἀφαίρεση τοῦ ἀτμοῦ ἀπό τό στρόβιλο χάνομε ὠφέλιμο ἔργο. Παρ' ὅλα αὐτά, ὅπως θά δοῦμε στά ἑπόμενα παραδείγματα, τό τελικό ἀποτέλεσμα τῆς προθερμάνσεως βελτιώνει τό βαθμό ἀποδόσεως τῆς ἐγκαταστάσεως.

Ὁ κύκλος μέ προθέρμανση τοῦ νεροῦ ὀνομάζεται ***ἀναγεννητικός κύκλος*** καί ὁ ἀτμός πού χρησιμοποιεῖται γιά τήν προθέρμανση ***ἀτμός ἀπομαστεύσεως.*** Στά σχήματα 9.4α(α) καί 9.4α(β) δίνεται ἡ σχηματική παράσταση καί τό διάγραμμα T - s τοῦ κύκλου ἀντίστοιχα.

Στίς ναυτικές ἐγκαταστάσεις χρησιμοποιοῦνται δύο εἰδῶν προθερμαντῆρες: οἱ ***προθερμαντῆρες ἀναμίξεως*** καί οἱ ***προθερμαντῆρες ἐπιφάνειας.*** Στούς προθερμαντῆρες ἀναμίξεως τό νερό τροφοδοτήσεως καί ὁ ἀτμός ἀπομαστεύσεως ἀναμιγνύονται, ὅπως στό σχῆμα 9.4α(α), ἐνῶ στούς προθερμαντῆρες ἐπιφάνειας δέν ἔρχονται σέ ἄμεση ἐπαφή, γιατί τό μέν νερό περνᾶ μέσα ἀπό αὐλούς ἐνῶ ὁ ἀτμός κυκλοφορεῖ μεταξύ τοῦ κελύφους τοῦ προθερμαντῆρα καί τῶν αὐλῶν· κάτι ἀνάλογο δηλαδή μέ τήν περίπτωση τοῦ ψυγείου τῆς ἐγκαταστάσεως ἀτμοστροβίλου τοῦ σχήματος 9.3δ.

9.4.1 Ἀναγεννητικός κύκλος μέ ἕνα προθερμαντῆρα.

Ὅταν ἐξετάζομε ἕνα κύκλο παραγωγῆς ἰσχύος, εἶναι εὐκολότερο νά ὑπολογίζομε τά διάφορα μεγέθη ἀνά μονάδα μάζας τοῦ ἐργαζόμενου μέσου καί στό τέλος, ἐφόσον χρειάζεται, τά ὁλικά μεγέθη. Ἔτσι, γιά τή μελέτη τοῦ ἀναγεννητικοῦ κύκλου, ὑποθέτομε ὅτι ἡ μάζα τοῦ ἐργαζόμενου μέσου πού εἰσέρχεται



Σχ. 9.4α.
Ἀναγεννητικός κύκλος ἀτμοῦ μέ ἕνα προθερμαντήρα.
α) Σχηματική παράσταση. β) Θερμοδυναμικός κύκλος.

στό στρόβιλο εἶναι 1 kg/s. Ἑπομένως ἂν ἀπομαστεύσομε μάζα m_1 γιά τήν προθέρμανση, τότε ἀπό τό στρόβιλο θά ἐξέρχεται μάζα $1 - m_1$.

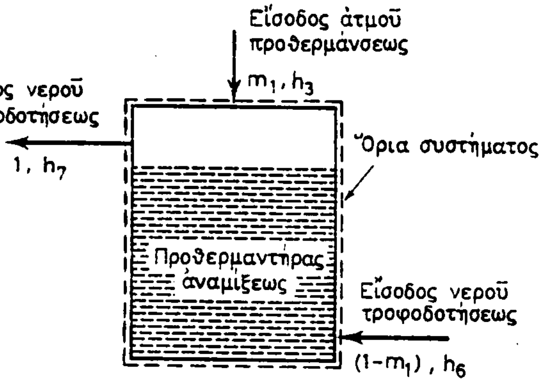
Ἂς δοῦμε τώρα πῶς μποροῦμε νά ὑπολογίσομε τή μάζα m_1. Ἂν ἀπομονώσομε τόν προθερμαντήρα ἀπό τό σχῆμα 9.4α. παίρνομε τό ἀνοικτό σύστημα πού φαίνεται στό σχῆμα 9.4β μαζί μέ τίς μάζες πού εἰσέρχονται καί ἐξέρχονται ἀπό αὐτό.

Δεδομένου ὅτι οἱ μάζες τοῦ ἀτμοῦ ἀπομαστεύσεως καί τοῦ νεροῦ τροφοδοτήσεως ἀναμιγνύονται, ἐξισώνοντας τίς ἐνέργειες πού εἰσέρχονται μέ ἐκεῖνες πού ἐξέρχονται ἀπό τό σύστημα παίρνομε:

$$m_1 h_3 + (1 - m_1) h_6 = h_7$$

ἤ

$$m_1 = \frac{h_7 - h_6}{h_3 - h_6} \qquad (9.10)$$



Σχ. 9.4β.
Προθερμαντήρας ἀναμίξεως ὡς ἀνοικτό σύστημα.

Στόν ὑπολογισμό τῆς μηχανικῆς ἐνέργειας τοῦ στροβίλου καί τῆς ἀντλίας θά πρέπει νά προσέξομε τό ποσό τῆς μάζας πού κυκλοφορεῖ. Ἔτσι, τό ἔργο τοῦ στροβίλου ἀνά μονάδα μάζας εἶναι ἴσο μέ:

$$w_t = (h_2 - h_3) + (1 - m_1)(h_3 - h_4) \tag{9.11}$$

γιατί σέ ἕνα μέρος τοῦ στροβίλου (2-3) διέρχεται μάζα 1, ἐνῶ στό ἄλλο (3-4) μάζα $1-m_1$.

Τό πραγματικό ἔργο τῶν στροβίλων μέ ἐσωτερικό βαθμό ἀποδόσεως η_t εἶναι:

$$w_{t\pi} = \eta_t w_t \tag{9.11α}$$

Στό σύστημα τοῦ σχήματος 9.4α(α) ὑπάρχουν δύο ἀντλίες, ἡ ἀντλία συμπυκνώματος καί ἡ ἀντλία τροφοδοτήσεως.

Τό θεωρητικό ἔργο τῆς ἀντλίας συμπυκνώματος, ἀπό τήν ὁποία διέρχεται μάζα $1-m_1$, ἀνά μονάδα μάζας τοῦ ἐργαζόμενου μέσου, προκύπτει ἀπό τήν ἐξίσωση (9.5) ἤ (9.6):

$$w_{p_1} = (h_6 - h_5)(1-m_1) = \upsilon_5 (p_6 - p_5)(1-m_1) \tag{9.12}$$

Ἐπίσης τό θεωρητικό ἔργο τῆς ἀντλίας τροφοδοτήσεως, ἀπό τήν ὁποία διέρχεται ὅλη ἡ μάζα τοῦ ἐργαζόμενου μέσου, θά εἶναι ἀνάλογα ἀνά μονάδα μάζας τοῦ ἐργαζόμενου μέσου:

$$w_{p_2} = h_1 - h_7 = \upsilon_7 (p_1 - p_7) \tag{9.12α}$$

καί

$$w_p = w_{p_1} + w_{p_2} \tag{9.12β}$$

Τό πραγματικό ἔργο καί τῶν δύο ἀντλιῶν, μέ ἐσωτερικούς βαθμούς ἀποδόσεως η_{p_1} καί η_{p_2}, εἶναι:

$$w_{p\pi} = \frac{w_{p_1}}{\eta_{p_1}} + \frac{w_{p_2}}{\eta_{p_2}} \tag{9.12γ}$$

Ὅπως εἴπαμε ὅμως καί προηγουμένως, ὑπάρχουν ἐγκαταστάσεις μέ τρεῖς ἀντλίες ἀντί γιά δύο. Τότε στό ἔργο w_p θά πρέπει νά προσθέσομε καί τό ἔργο τῆς τρίτης ἀντλίας.

Ἡ θέση τοῦ προθερμαντήρα στήν ἐγκατάσταση καί τό σημεῖο ἀπό τό ὁποῖο παίρνομε τόν ἀτμό ἀπομαστεύσεως ἔχουν καθοριστικό ρόλο στή βελτίωση τοῦ βαθμοῦ ἀποδόσεως.

Γιά ἕνα προθερμαντήρα, ἡ βέλτιστη θέση ἀπομαστεύσεως καθορίζεται ἔτσι ὥστε ἡ θερμοκρασία τοῦ νεροῦ στήν ἔξοδό του νά εἶναι περίπου στή μέση μεταξύ τῆς θερμοκρασίας τοῦ κεκορεσμένου ἀτμοῦ στό λέβητα καί τῆς θερμοκρασίας τοῦ συμπυκνώματος στό ψυγεῖο. Ἡ θέση τῆς ἀπομαστεύσεως ὅπως εἴπαμε βρίσκεται μεταξύ τῆς εἰσόδου καί ἐξόδου τοῦ στροβίλου. Ἡ ἀκριβής θέση της καθορίζεται μέ μαθηματικές μεθόδους. Εἶναι ἀρκετό νά γνωρίζομε ὅτι τό βέλτιστο σημεῖο τοποθετήσεως τῆς ἀπομαστεύσεως βρίσκεται κοντά στήν εἴσοδο τοῦ στροβίλου καί ἀφοῦ ὁ ἀτμός παρήγαγε ὁρισμένο ἔργο.

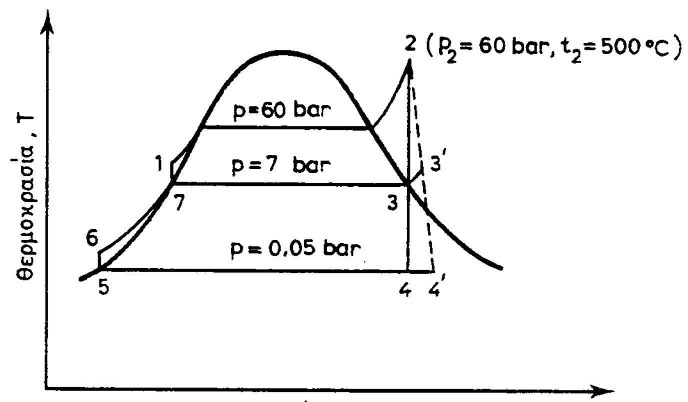
Θά δώσομε τώρα ἕνα παράδειγμα γιά ἕνα κύκλο ἀτμοῦ μέ ἕνα προθερμαντήρα.

Παράδειγμα.

Σέ μιά ἐγκατάσταση ἀτμοῦ μέ ἕνα προθερμαντήρα (σχ. 9.4α) ὁ ἀτμός εἰσέρχεται μέ πίεση 60 bar καί θερμοκρασία 500°C. Μετά τήν ἰσοεντροπική ἐκτόνωση στό στρόβιλο, ὁ ἀτμός ἐξέρχεται μέ πίεση 0,05 bar ἐνῶ ὁ ἀτμός ἀπομαστεύσεως ἔχει πίεση 7 bar. Ἡ παροχή τοῦ ἀτμοῦ εἶναι 227.000 kg/h. Ὁ ἐσωτερικός βαθμός ἀποδόσεως τοῦ στροβίλου καί τῶν ἀντλιῶν εἶναι 0,90. Ζητεῖται νά ὑπολογισθεῖ ὁ βαθμός ἀποδόσεως, τό ὠφέλιμο ἔργο καί ἡ ἰσχύς τῆς ἐγκαταστάσεως. Νά γίνει ἐπίσης σύγκριση τοῦ βαθμοῦ ἀποδόσεως μέ ἐκεῖνο τῆς ἴδιας ἐγκαταστάσεως ἀλλά χωρίς προθερμαντήρα.

Λύση.

Ἡ σχηματική παράσταση τῆς ἐγκαταστάσεως φαίνεται στό σχῆμα 9.4α καί ὁ θερμοδυναμικός κύκλος στό σχῆμα 9.4γ. Πρῶτα προσδιορίζομε τίς ἐνθαλ-



Σχ. 9.4γ.
Κύκλος Rankine μέ ἕνα προθερμαντήρα.

πίες τῶν σημείων 1 ἕως 7 μὲ τὴ βοήθεια τοῦ διαγράμματος Mollier καὶ τῶν πινάκων ἀτμοῦ.

$$h_2 = 3420 \text{ kJ/kg} \qquad h_3 = 2845 \text{ kJ/kg}$$
$$h_4 = 2100 \text{ kJ/kg} \qquad h_5 = 137{,}8 \text{ kJ/kg}$$
$$\upsilon_5 = 0{,}001005 \text{ m}^3\text{/kg}$$

Γιὰ κεκορεσμένο νερὸ σὲ πίεση 7 bar $h_7 = 697{,}1$ kJ/kg
$\upsilon_7 = 0{,}001108$ m³/kg

Ὁ ἐσωτερικὸς βαθμὸς ἀποδόσεως τοῦ στροβίλου [ἐξίσωση (9.9)], εἶναι:

$$\eta_t = \frac{h_2 - h_3'}{h_2 - h_3} \qquad \text{καὶ} \qquad \eta_t = \frac{h_2 - h_4'}{h_2 - h_4}$$

Ἀντικαθιστώντας τὶς ἀριθμητικὲς τιμὲς καὶ λύνοντας ὡς πρὸς h_3' καὶ h_4' παίρνομε:

$$0{,}90 = \frac{3420 - h_3'}{3420 - 2845} \qquad h_3' = 2902{,}5 \text{ kJ/kg}$$
$$0{,}90 = \frac{3420 - h_4'}{3420 - 2100} \qquad h_4' = 2232 \text{ kJ/kg}$$

Ἀπὸ τὴν ἐξίσωση (9.12) ἔχομε:

$$h_6 = h_5 + \upsilon_5 (p_6 - p_5) = 137{,}8 + 0{,}001005 \times (7 - 0{,}05) \times 100$$
$$h_6 = 138{,}5 \text{ kJ/kg}$$

Ἀπὸ τὴν ἐξίσωση (9.12α) ἔχομε:

$$h_1 = h_7 + \upsilon_7 (p_1 - p_7) = 697{,}1 + 0{,}001108 \times (60 - 7) \times 100$$
$$h_1 = 703 \text{ kJ/kg}$$

ὁπότε ἀπὸ τὴν ἐξίσωση (9.10) ἔχομε ὅτι ἡ μάζα τῆς ἀπομαστεύσεως m_1 εἶναι:

$$m_1 = \frac{h_7 - h_6}{h_3' - h_6} = \frac{697{,}1 - 138{,}5}{2902{,}5 - 138{,}5} = 0{,}202 \qquad \text{καὶ} \qquad 1 - m_1 = 0{,}798$$

Ἀντικαθιστώντας τὶς ἀριθμητικὲς τιμὲς στὶς ἐξισώσεις (9.11) καὶ 9.11α) βρίσκομε ὅτι τὸ ἔργο τοῦ στροβίλου εἶναι:

$$w_{tT} = (h_2 - h_3') + (1 - m_1)(h_3' - h_4') =$$
$$= (3420 - 2902{,}5) + 0{,}798 \times (2902{,}5 - 2232) = 1052{,}6 \text{ kJ/kg}$$

Προσεγγιστικὰ δεχόμαστε ὅτι ἡ θεωρητικὴ καὶ πραγματικὴ ἐνθαλπία στὴν ἔξοδο τῶν ἀντλιῶν εἶναι ἴσες. Ἔτσι ἔχομε ὅτι τὸ ἔργο τῆς ἀντλίας συμπυκνώματος εἶναι:

$$w_{p\pi_1} = \frac{(h_6 - h_5)(1 - m_1)}{\eta_p} = \frac{(138,5 - 137,8) \times 0,798}{0,90} = 0,621 \text{ kJ/kg}$$

Τό ἔργο τῆς ἀντλίας τροφοδοτήσεως εἶναι:

$$w_{p\pi_2} = \frac{h_1 - h_7}{\eta_p} = \frac{703 - 697,1}{0,90} = 6,56 \text{ kJ/kg}$$

Τό συνολικό ἔργο τῶν ἀντλιῶν εἶναι:

$$w_{p\pi} = w_{p\pi_1} + w_{p\pi_2} = 0,621 + 6,56 = 7,181 \text{ kJ/kg}$$

ὁπότε τό καθαρό ἔργο τῆς ἐγκαταστάσεως εἶναι:

$$w = w_{t\pi} - w_{p\pi} = 1052,6 - 7,181 = 1045,4 \text{ kJ/kg}$$

Τό ποσό τῆς θερμότητας πού δίνομε στό λέβητα εἶναι:

$$q = h_2 - h_1 = 3420 - 703 = 2717 \text{ kJ/kg}$$

Τελικά ὁ βαθμός ἀποδόσεως τῆς ἐγκαταστάσεως εἶναι:

$$\eta_\theta = \frac{1045,4}{2717} = 0,385 \quad \text{ἤ} \quad 38,5\%$$

Ἡ ἰσχύς τῆς ἐγκαταστάσεως εἶναι τό γινόμενο τῆς παροχῆς μάζας τοῦ ἀτμοῦ ἐπί τό καθαρό ἔργο:

$$\dot{W} = \dot{m}w = \frac{227.000}{3600} \times 1045,4 = 65.918 \text{ kW}$$

Γιά τόν κύκλο χωρίς προθερμαντήρα (σχ. 9.4δ) καί τούς ἴδιους βαθμούς ἀποδόσεως (στροβίλων, ἀντλιῶν) ἔχομε ὅτι:

$$w_{t\pi} = \eta_t \ (h_2 - h_4) = 1188 \text{ kJ/kg}$$

$$h_6 = h_5 + \upsilon_5 \ (p_1 - p_5) =$$

$$= 137,8 + 0,001005 \times (60 - 0,05) \times 100 = 143,82 \text{ kJ/kg}$$

$$w_{p\pi} = \frac{0,001005 \times (60 - 0,05) \times 100}{0,9} = 6,69 \text{ kJ/kg}$$

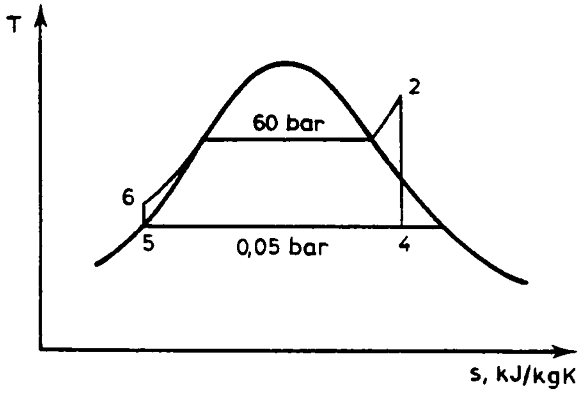
$$w = w_{t\pi} - w_{p\pi} = 1188 - 6,69 = 1181,3 \text{ kJ/kg}$$

$$q = h_2 - h_6 = 3420 - 143,82 = 3276,18 \text{ kJ/kg}$$

$$\eta_\theta = \frac{1181,3}{3276,18} = 0,361 \quad \text{ἤ} \quad 36,1\%$$

Ἄρα ἡ χρησιμοποίηση ἑνός προθερμαντήρα βελτίωσε τό βαθμό ἀποδόσεως τῆς ἐγκαταστάσεως κατά 6,65%.

Ἐφ' ὅσον ὁ ἕνας προθερμαντήρας βελτιώνει τό βαθμό ἀποδόσεως εἶναι λο-

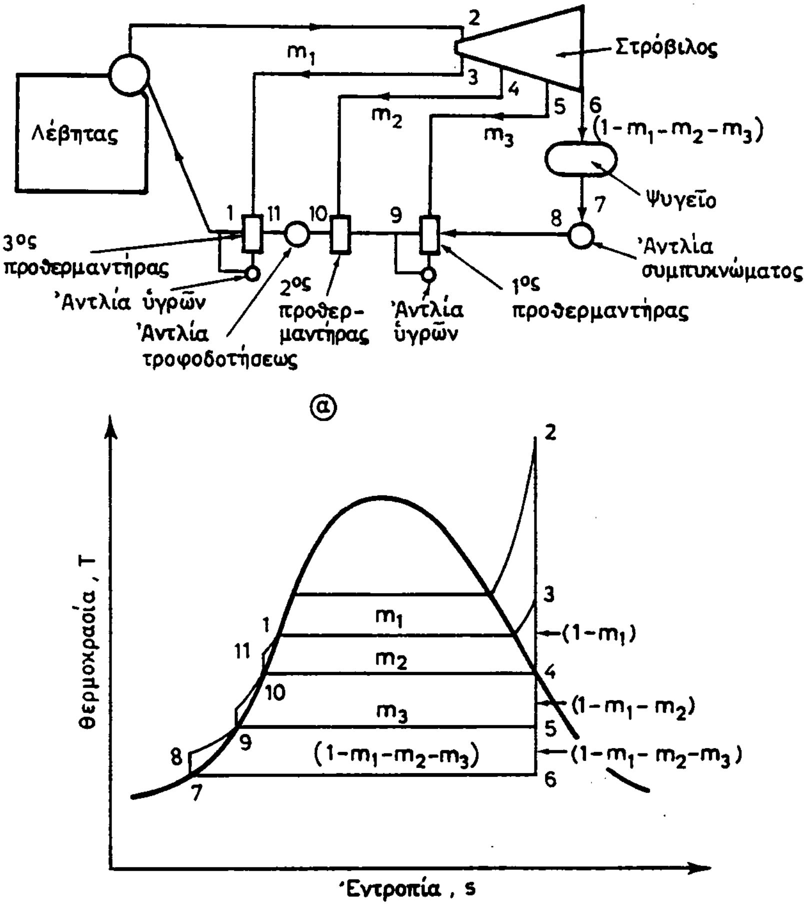


Σχ. 9.4δ.
Κύκλος Rankine χωρίς προθερμαντήρα.

γικό νά σκεφθεῖ κανείς ὅτι χρησιμοποιώντας καί δεύτερο ἤ τρίτο κ.ο.κ. προθερμαντήρα ὁ βαθμός ἀποδόσεως θά βελτιωθεῖ ἀκόμη περισσότερο. Αὐτό εἶναι ἀλήθεια, ἀλλά ὥς ἕνα ὡρισμένο σημεῖο. Ἡ ἀπόδοση καλυτερεύει καθώς χρησιμοποιοῦμε περισσότερους προθερμαντῆρες, τό κέρδος ὅμως αὐτό στό βαθμό ἀποδόσεως ἀντισταθμίζεται κυρίως ἀπό τήν αὔξηση τοῦ ἀρχικοῦ κεφαλαίου, ἀλλά καί ἀπό τά ἔξοδα συντηρήσεως κλπ. Σέ σημερινές ἐγκαταστάσεις ἀτμοῦ στά πλοῖα χρησιμοποιοῦνται τρεῖς προθερμαντῆρες, ἀλλά σέ μεγάλες ἰσχεῖς αὐξάνονται σέ τέσσερις. Ἡ θέση τῶν προθερμαντήρων αὐτῶν καθορίζεται ἔτσι ὥστε ἡ διαφορά μεταξύ τῆς θερμοκρασίας τοῦ νεροῦ στό ψυγεῖο καί τοῦ ἀτμοῦ στό λέβητα νά ἰσομοιράζεται μεταξύ τους. Αὐτό θεωρεῖται ὡς γενικός κανόνας.

9.4.2 Ἀναγεννητικός κύκλος μέ τρεῖς προθερμαντῆρες.

Ἄς ἐξετάσομε τώρα ἕνα κύκλο ἀτμοῦ ὅπου ἡ προθέρμανση τοῦ νεροῦ γίνεται σέ τρεῖς προθερμαντῆρες μέ ἰσάριθμες ἀπομαστεύσεις ἀπό τό κέλυφος τοῦ στροβίλου (σχ. 9.4ε). Στήν ἐγκατάσταση αὐτή ὁ πρῶτος καί τρίτος προθερμαντήρας εἶναι ἐπιφάνειας καί ὁ δεύτερος ἀναμίξεως. Στό πρῶτο καί τρίτο τοποθετοῦμε μία ἀντλία, πού τήν ὀνομάζομε ἀντλία ὑγρῶν· σκοπός της εἶναι νά στέλνει τό συμπύκνωμα τοῦ ἀτμοῦ τῆς ἀπομαστεύσεως (ὑγρά) στό δίκτυο τοῦ νεροῦ τῆς τροφοδοτήσεως. Φυσικά στό δεύτερο προθερμαντήρα δέν ὑπάρχει ἀνάγκη τοποθετήσεως ἀντλίας, γιατί, ὅπως εἴπαμε, ὁ ἀτμός ἀπομαστεύσεως ἀναμιγνύεται μέ τό νερό τροφοδοτήσεως. Ἀπό κατασκευαστική πλευρά ὁ πρῶτος καί τρίτος προθερμαντήρας διαφέρουν ἀπό τό δεύτερο. Οἱ πρῶτοι, ὅπως εἴπαμε, ἀποτελοῦνται ἀπό αὐλούς πού περιβάλλονται ἀπό ἕνα κέλυφος· μέσα στούς αὐλούς κυκλοφορεῖ τό νερό καί ἀπ' ἔξω ὁ ἀτμός. Ὁ δεύτερος προθερμαντήρας εἶναι μιά δεξαμενή εἰδικά διαμορφωμένη γιά νά δέχεται καί νά αναμιγνύει τόν ἀτμό τῆς ἀπομαστεύσεως καί τό τροφοδοτικό νερό. Σέ ἄλλο κεφάλαιο θά ἀναφερθοῦμε λεπτομερέστερα στούς προθερμαντῆρες αὐτούς. Ἐδῶ θά πρέπει νά τονίσομε ὅτι ἡ ἐνθαλπία τῶν ὑγρῶν τῶν προθερμαντήρων εἶναι αὐτή



ⓑ

Σχ. 9.4ε.
'Εγκατάσταση ἀτμοῦ μέ τρεῖς προθερμαντῆρες. α) Σχηματικό διάγραμμα. β) Διάγραμμα T-s.

πού ἀντιστοιχεῖ στό κεκορεσμένο νερό στήν πίεση τοῦ ἀτμοῦ ἀπομαστεύσεως. Ἄς ὑποθέσομε π.χ. ὅτι ὁ ἀτμός τῆς ἀπομαστεύσεως πού εἰσέρχεται στόν προθερμαντήρα ἔχει πίεση 8 bar· ἡ ἐνθαλπία τῶν ὑγρῶν εἶναι τότε 720,9 kJ/kg, πού εἶναι ἡ ἐνθαλπία τοῦ κεκορεσμένου νεροῦ h_f γιά $p = 8$ bar (Πίνακας Γ2).

Μέ m_1, m_2, m_3 συμβολίζομε τίς μάζες τῶν τριῶν ἀπομαστεύσεων ἀνά μονάδα μάζας ἐργαζόμενου μέσου πού εἰσέρχεται στό στρόβιλο. Τό ἔργο τῶν ἀντλιῶν τῶν ὑγρῶν δέν θά τό λάβομε ὑπ' ὄψη μας γιατί εἶναι πολύ μικρό καί τό σφάλμα μας ἀσήμαντο.

Τό θεωρητικό ἔργο τοῦ στροβίλου ἀνά μονάδα μάζας τοῦ συστήματος εἶναι:

$$w_t = (h_2 - h_3) + (1 - m_1)(h_3 - h_4) + (1 - m_1 - m_2)(h_4 - h_5) + \\ + (1 - m_1 - m_2 - m_3)(h_5 - h_6) \qquad (9.13)$$

Τό θεωρητικό ἔργο τῶν ἀντλιῶν συμπυκνώματος καί τροφοδοτήσεως εἶναι:

$$w_{p_1} = (h_8 - h_7)(1 - m_1 - m_2 - m_3) = \upsilon_7 (p_8 - p_7)(1 - m_1 - m_2 - m_3) \quad (9.14)$$

$$w_{p_2} = (h_{11} - h_{10})(1 - m_1) = \upsilon_{10}(p_{11} - p_{10})(1 - m_1) \quad (9.14α)$$

$$w_p = w_{p_1} + w_{p_2} \quad (9.14β)$$

Γιά τό πραγματικό ἔργο τοῦ στροβίλου καί τῶν ἀντλιῶν ἰσχύουν οἱ ἐξισώσεις (9.11α) καί (9.12γ) ἀντίστοιχα.

Ἡ θερμότητα πού δίνεται στό σύστημα ἀνά μονάδα μάζας εἶναι:

$$q = h_2 - h_1 \quad (9.15)$$

Ὁ θερμικός βαθμός ἀποδόσεως τῆς ἐγκαταστάσεως εἶναι:

$$\eta_\theta = \frac{w_t - w_p}{q} \quad (9.16)$$

Γιά νά βροῦμε τό θερμικό βαθμό ἀποδόσεως πρέπει νά γνωρίζομε τή ροή τῆς μάζας σέ κάθε προθερμαντήρα. Αὐτό τό βρίσκομε κάνοντας ἰσολογισμό τῶν ἐνεργειῶν σέ κάθε ἕνα ἀπ' αὐτούς, ἐξισώνομε δηλαδή τίς ἐνέργειες πού εἰσέρχονται μέ ἐκεῖνες πού ἐξέρχονται ἀπό τό σύστημα. Ἔτσι, μέ τή βοήθεια τοῦ πρώτου θερμοδυναμικοῦ νόμου γιά τόν τρίτο προθερμαντήρα ἔχομε (ἀνοικτό σύστημα):

$$m_1 h_3 + (1 - m_1) h_{11} = h_1$$

Λύοντας ὡς πρός m_1 ἔχομε:

$$m_1 = \frac{h_1 - h_{11}}{h_3 - h_{11}} \quad (9.17)$$

Ὁ ἐνεργειακός ἰσολογισμός στό δεύτερο προθερμαντήρα μᾶς δίνει:

$$m_2 h_4 + (1 - m_1 - m_2) h_9 = (1 - m_1) h_{10}$$

$$m_2 = \frac{(1 - m_1)(h_{10} - h_9)}{h_4 - h_9} \quad (9.18)$$

Ἡ m_1 εἶναι γνωστή ἀπό τήν ἐξίσωση (9.17) καί ἑπομένως ὑπολογίζομε τήν m_2. Ἀπό τόν ἰσολογισμό τοῦ πρώτου προθερμαντήρα ἔχομε:

$$m_3 h_5 + (1 - m_1 - m_2 - m_3) h_8 = (1 - m_1 - m_2) h_9$$

$$m_3 = \frac{(1 - m_1 - m_2)(h_9 - h_8)}{h_5 - h_8} \quad (9.19)$$

Ἄς δοῦμε ὅμως ἕνα παράδειγμα γιά νά ἐφαρμόσομε πληρέστερα τίς πιό πάνω σχέσεις.

Παράδειγμα.

Ἡ προωστήρια ἐγκατάσταση ἀτμοῦ ἑνός πλοίου ἀποτελεῖται ἀπό τρεῖς προθερμαντῆρες (σχ. 9.4ε). Ὁ ἀτμός εἰσέρχεται στό στρόβιλο μέ πίεση 70 bar καί θερμοκρασία 500°C, ἐνῶ οἱ τρεῖς ἀπομαστεύσεις γίνονται σέ πιέσεις 24 bar, 5,3 bar καί 1,5 bar. Ὁ ὑπόλοιπος ἀτμός ἐξέρχεται ἀπό τό στρόβιλο σέ πίεση 0,07 bar. Ἡ ἐκτόνωση τοῦ ἀτμοῦ στό στρόβιλο εἶναι ἰσοεντροπική. Νά ὑπολογισθεῖ ὁ θερμικός βαθμός ἀποδόσεως τῆς ἐγκαταστάσεως.

Λύση.

Προσδιορίζομε πρῶτα τίς ἐνθαλπίες τῶν διαφόρων καταστάσεων τοῦ ἀτμοῦ, πού φαίνονται στό σχῆμα 9.4ε(β), μέ τή χρήση τοῦ διαγράμματος Mollier. Ἔτσι ἔχομε:

$h_2 = 3410$ kJ/kg $h_3 = 3090$ kJ/kg $h_4 = 2750$ kJ/kg
$h_5 = 2530$ kJ/kg $h_6 = 2110$ kJ/kg $h_7 = 163,4$ kJ/kg
$h_9 = 466,9$ kJ/kg $h_{10} = 649,19$ kJ/kg $\upsilon_7 = 0,001007$ m^3/kg
$h_1 = 951,24$ kJ/kg $\upsilon_{10} = 0,001095$ m^3/kg

Ἀπό τήν ἐξίσωση (9.14) ἔχομε ὅτι:

$$h_8 = h_7 + \upsilon_7 (p_{10} - p_7) =$$
$$= 163,4 + [0,001007 \times (5,3 - 0,07) \times 100] = 164 \text{ kJ/kg}$$

Ἀπό τήν ἐξίσωση (9.14α) ἔχομε ὅτι:

$$h_{11} = h_{10} + \upsilon_{10} (p_1 - p_{10}) =$$
$$= 649,19 + [0,001095 \times (70 - 5,3) \times 100] = 656,3 \text{ kJ/kg}$$

Ἀπό τίς ἐξισώσεις (9.17), (9.18) καί (9.19) ἔχομε ὅτι:

$$m_1 = \frac{h_1 - h_{11}}{h_3 - h_{11}} = \frac{951,24 - 656,3}{3090 - 656,3} = 0,121 \qquad 1 - m_1 = 0,879$$

$$m_2 = \frac{(1 - m_1)(h_{10} - h_9)}{h_4 - h_9} = \frac{0,879 \times (649,19 - 466,9)}{2750 - 466,9} = 0,070$$

$$m_3 = \frac{(1 - m_1 - m_2)(h_9 - h_8)}{h_5 - h_8} = \frac{(0,879 - 0,070)(466,9 - 164)}{2530 - 164} = 0,104$$

Ἀπό τήν ἐξίσωση (9.13) βρίσκομε τό θεωρητικό ἔργο τοῦ στροβίλου:

$$w_t = (h_2 - h_3) + (1 - m_1)(h_3 - h_4) + (1 - m_1 - m_2)(h_4 - h_5) +$$
$$+ (1 - m_1 - m_2 - m_3)(h_5 - h_6) = 320 + 298,86 + 177,98 + 296,1$$
$$w_t = 1092,94 \text{ kJ/kg}$$

Τό θεωρητικό ἔργο τῶν ἀντλιῶν δίνεται ἀπό τίς ἐξισώσεις (9.14) καί (9.14α):

Ἀντλία συμπυκνώματος:

$$w_{p_1} = (h_8 - h_7)(1 - m_1 - m_2 - m_3)$$
$$= (164 - 163,4)(0,879 - 0,070 - 0,104) = 0,423 \text{ kJ/kg}$$

Ἀντλία τροφοδοτήσεως:

$w_{p_2} = (h_{11} - h_{10})(1 - m_1) = (656{,}3 - 649{,}19) \times 0{,}879 = 6{,}250$ kJ/kg

ὁπότε $\quad w_p = w_{p_1} + w_{p_2} = 0{,}423 + 6{,}250 = 6{,}673$ kJ/kg

Τό καθαρό ἔργο τῆς ἐγκαταστάσεως εἶναι:

$$w = w_t - w_p = 1092{,}94 - 6{,}673 = 1086{,}27 \text{ kJ/kg}$$

Ἡ θερμότητα πού δίνεται στό λέβητα εἶναι:

$$q = h_2 - h_1 = 3410 - 951{,}24 = 2458{,}76 \text{ kJ/kg}$$

ὁπότε ὁ βαθμός ἀποδόσεως τῆς ἐγκαταστάσεως εἶναι:

$$\eta_{\theta} = \frac{1086{,}27}{2458{,}76} = 0{,}442 \quad \text{ἤ} \quad 44{,}2\%$$

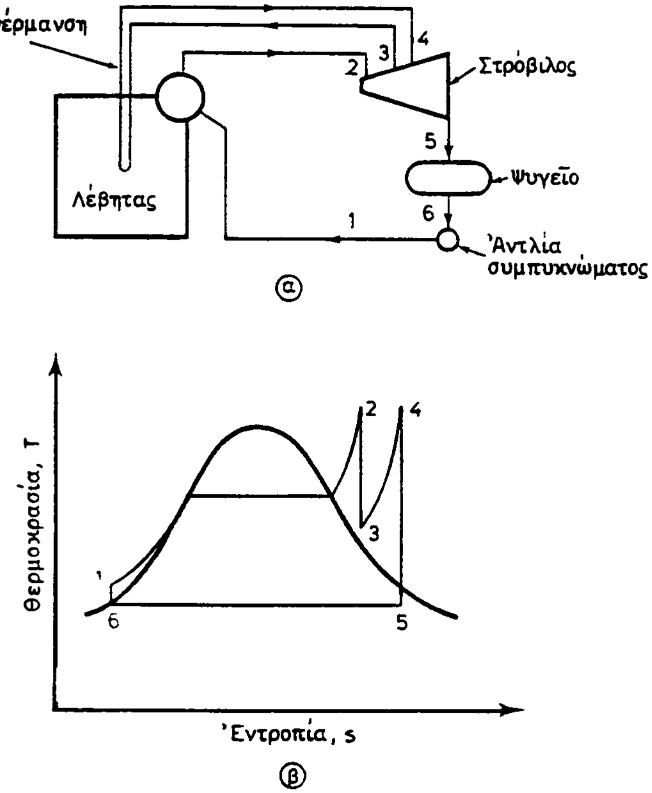
Βλέπομε λοιπόν ὅτι μόνο τό 44% τῆς θερμικῆς ἐνέργειας μποροῦμε νά ἐκμεταλλευθοῦμε γιά τήν παραγωγή ὠφέλιμου μηχανικοῦ ἔργου, ποσοστό πού στήν πραγματικότητα εἶναι ἀκόμη μικρότερο, γιά λόγους πού θά ἀναπτύξομε πιό κάτω.

9.5 Κύκλος μέ ἀναθέρμανση.

Ὁ θερμικός βαθμός ἀποδόσεως τῆς ἐγκαταστάσεως ἀτμοῦ εἴδαμε ὅτι βελτιώθηκε σημαντικά μέ τή χρησιμοποίηση προθερμαντήρων νεροῦ. Παραπέρα βελτίωση τῆς ἀποδόσεως εἶναι δυνατή μέ τήν ἀναθέρμανση τοῦ ἀτμοῦ σέ ὑψηλή θερμοκρασία, μετά ἀπό μερική ἐκτόνωση τοῦ ἀτμοῦ μέσα στό στρόβιλο. Ἔχει παρατηρηθεῖ ὅτι ἕνα μεγάλο μέρος τοῦ ἔργου πού μᾶς δίνει ὁ ἀτμός ὅταν ἐκτονώνεται στό στρόβιλο, γίνεται μέχρι νά ἔλθει ὁ ἀτμός στήν κατάσταση περίπου τοῦ ξηροῦ κεκορεσμένου ἀτμοῦ. Στήν κατάσταση αὐτή ὁ ἀτμός ὁδηγεῖται ξανά στό λέβητα, ὅπου γίνεται ὑπέρθερμος, ὅπως φαίνεται στή διάταξη τοῦ σχήματος 9.5(α). Μετά τή δεύτερη ὑπερθέρμανση, ὁ ἀτμός ἐπανέρχεται στό στρόβιλο ὅπου συνεχίζει τήν ἐκτόνωση μέχρι τήν πίεση τοῦ ψυγείου. Τό διάγραμμα T-s τοῦ κύκλου μέ ἀναθέρμανση φαίνεται στό σχῆμα 9.5(β).

Ἄν ἀκολουθήσομε τά διαγράμματα τοῦ σχήματος 9.5, βλέπομε ὅτι στό σημεῖο 2 ὁ ἀτμός εἶναι ὑπέρθερμος καί ἐκτονώνεται μέχρι τοῦ σημείου 3, ὅπου εἶναι περίπου ξηρός κεκορεσμένος. Ἀπό τό σημεῖο αὐτό ὁδηγεῖται ξανά στό λέβητα ὅπου ὑπερθερμαίνεται μέ σταθερή πίεση μέχρι τό σημεῖο 4. Ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀτμοῦ στήν κατάσταση 4 εἶναι περίπου 20°C χαμηλότερη ἀπό τή θερμοκρασία στήν κατάσταση 2. Στήν κατάσταση 4 ὁ ἀτμός ἀρχίζει ξανά τήν ἐκτόνωση στό στρόβιλο, μέχρι τήν πίεση τοῦ ψυγείου στήν κατάσταση 5. Ἀπό ἐκεῖ συμπυκνώνεται καί ξαναγυρίζει στό λέβητα, ὅπως στήν ἐγκατάσταση τοῦ σχήματος 9.3α(β), ὁλοκληρώνοντας τόν κύκλο λειτουργίας.

Ἀπό τόν ἰσολογισμό τῶν ἐνεργειῶν στό στρόβιλο ἔχομε ὅτι ἡ ἰσχύς πού μᾶς δίνει ἡ ἐγκατάσταση αὐτή εἶναι ἴση μέ:



Σχ. 9.5.
α) Σχηματικό διάγραμμα κύκλου μέ ἀναθέρμανση. β) Διάγραμμα T-s τοῦ ἴδιου κύκλου.

$$\dot{W}_t = \dot{m}\,[(h_2 - h_3) + (h_4 - h_5)] \tag{9.20}$$

Ἡ ἰσχύς τῶν ἀντλιῶν τροφοδοτήσεως τοῦ λέβητα εἶναι [ἐξίσωση (9.6)]:

$$\dot{W}_p = \dot{m}\,(h_1 - h_6) = \dot{m}\upsilon_6\,(p_1 - p_6) \tag{9.21}$$

Ἐπίσης, ἀπό τόν ἐνεργειακό ἰσολογισμό στό λέβητα ἔχομε ὅτι τό ποσό τῆς θερμότητας πού δίνεται στήν ἐγκατάσταση ἀνά μονάδα χρόνου εἶναι:

$$\dot{Q} = \dot{m}\,[(h_2 - h_1) + (h_4 - h_3)] \tag{9.22}$$

ὁπότε ὁ θερμικός βαθμός ἀποδόσεως εἶναι:

$$\eta_\theta = \frac{\dot{W}_t - \dot{W}_p}{\dot{m}\,[(h_2 - h_1) + (h_4 - h_3)]} \tag{9.23}$$

Παράδειγμα.

Ἡ ἐγκατάσταση προώσεως ἑνός πλοίου λειτουργεῖ μέ βάση τόν κύκλο μέ ἀναθέρμανση (σχ. 9.5). Ὁ ἀτμός εἰσέρχεται στό στρόβιλο μέ πίεση 65 bar καί θερμοκρασία 520°C καί ἐκτονώνεται ἰσοεντροπικά μέχρι 31 bar. Μέ τήν πίεση αὐτή ἀναθερμαίνεται στό λέβητα μέχρι 500°C. Ὁ ἀτμός εἰσέρχεται ξανά στό στρόβιλο, ὅπου ἐκτονώνεται ἐπίσης ἰσοεντροπικά μέχρι τήν πίεση τοῦ ψυγείου 0,05 bar. Νά ὑπολογισθεῖ ὁ θερμικός βαθμός ἀποδόσεως τῆς ἐγκαταστάσεως καί νά συγκριθεῖ μέ μιά ἐγκατάσταση πού λειτουργεῖ στόν κύκλο Rankine χωρίς ἀναθέρμανση.

Λύση.

Καί πάλι ἐργαζόμαστε μέ τό διάγραμμα Mollier γιά νά προσδιορίσομε τίς ἐνθαλπίες τῶν καταστάσεων τοῦ ἀτμοῦ. Ἔτσι ἔχομε:

$h_2 = 3466$ kJ/kg $\quad h_3 = 3235$ kJ/kg $\quad h_4 = 3455$ kJ/kg
$h_5 = 2200$ kJ/kg

Ἐπίσης, ἀπό τούς πίνακες ἀτμοῦ γιά κεκορεσμένο νερό μέ $p = 0{,}05$ bar ἔχομε $\upsilon_6 = 0{,}0010052$ m³/kg καί $h_6 = 137{,}8$ kJ/kg.

Ἀπό τήν ἐξίσωση (9.21):

$$h_1 = h_6 + \upsilon_6\,(p_1 - p_6) = 137{,}8 + 0{,}0010052 \times (65 - 0{,}05) \times 100 = $$
$$= 144{,}33 \text{ kJ/kg}$$

Μέ βάση τήν ἐξίσωση (9.20) τό ἔργο τοῦ στροβίλου ἀνά μονάδα μάζας εἶναι:

$$w_t = (h_2 - h_3) + (h_4 - h_5) = (3466 - 3235) + (3455 - 2200) = 1486 \text{ kJ/kg}$$

Τό ἔργο τῆς ἀντλίας ἀνά μονάδα μάζας [ἐξίσωση (9.21)]:

$$w_p = h_1 - h_6 = 144{,}33 - 137{,}8 = 6{,}53 \text{ kJ/kg}$$

Τό ὠφέλιμο ἔργο τῆς ἐγκαταστάσεως εἶναι:

$$w = w_t - w_p = 1486 - 6{,}53 = 1479{,}47 \text{ kJ/kg}$$

καί ἡ θερμότητα πού δίνεται στό λέβητα [ἐξίσωση (9.22)]:

$$q = (h_2 - h_1) + (h_4 - h_3) = (3466 - 144.33) - (3455 - 3235) = 3542 \text{ kJ/kg}$$

ὁπότε ὁ βαθμός ἀποδόσεως εἶναι:

$$\eta_\theta = \frac{1479.47}{3542} = 0{,}418 \quad \text{ἤ} \quad 41{,}8\%$$

Στόν κύκλο μέ ὑπέρθερμο ἀτμό χωρίς ἀναθέρμανση, ἡ ἐκτόνωση θά ἦταν ἀπό τό σημεῖο 2 μέχρι τήν πίεση τοῦ ψυγείου 0.05 bar. Ἡ ἐνθαλπία τοῦ ἀτμοῦ στήν ἔξοδο τοῦ στροβίλου ἀπό τό διάγραμμα Mollier θά ἦταν τότε $h_3 = 2103$ kJ/kg.

Τό ἔργο τοῦ στροβίλου θά ἦταν:

$$w_t = h_2 - h_3 = 3466 - 2103 = 1363 \text{ kJ/kg}$$

ἐνῶ τό ἔργο τῆς ἀντλίας παραμένει τό ἴδιο. Τότε τό ὠφέλιμο ἔργο εἶναι:

$$w = w_t - w_p = 1363 - 6{,}53 = 1356{,}47 \text{ kJ/kg}$$

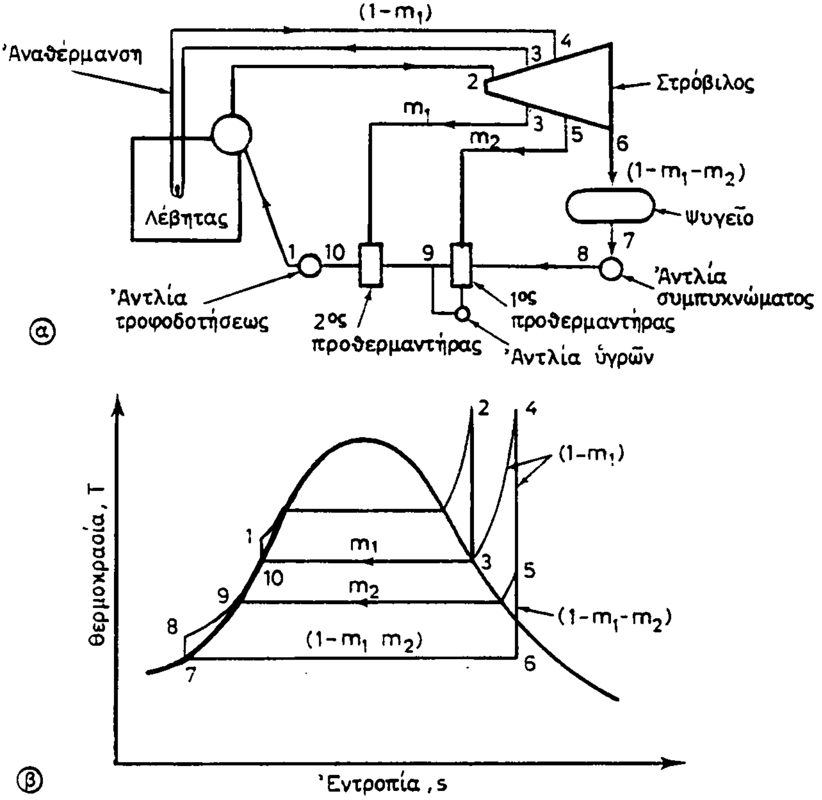
$$q = h_2 - h_1 = 3465 - 144.33 = 3320{,}67 \text{ kJ/kg}$$

μέ βαθμό ἀποδόσεως $\eta_\theta = \dfrac{1356{,}47}{3320{,}67} = 0{,}408$ ἤ 40,8%

Ὁ κύκλος μέ ἀναθέρμανση ἔχει στό παράδειγμα αὐτό βαθμό ἀποδόσεως κατά 2,45% ὑψηλότερο ἀπό ὅ,τι ὁ κύκλος χωρίς ἀναθέρμανση.

9.6 Ἀναγεννητικός κύκλος μέ ἀναθέρμανση.

Ἄν συνδυάσομε τόν ἀναγεννητικό κύκλο καί τόν κύκλο μέ ἀναθέρμανση πού εἴδαμε προηγουμένως, ὁ βαθμός ἀποδόσεως τῆς ἐγκαταστάσεως ἀτμοῦ βελτιώνεται ἀκόμη περισσότερο. Συνήθως ὁ ἀναγεννητικός κύκλος μέ ἀναθέρμανση ἀποτελεῖται ἀπό δύο ἤ περισσότερους προθερμαντῆρες καί ἕνα στάδιο ἀναθερμάνσεως, ὅπως φαίνεται στό σχῆμα 9.6(α). Οἱ ἐγκαταστάσεις προώσεως



Σχ. 9.6.
Κύκλος ἀτμοῦ μέ δύο προθερμαντῆρες καί μία ἀναθέρμανση.
α) Σχηματικό διάγραμμα. β) Διάγραμμα T-s.

τῶν πλοίων πού βασίζονται ἐπάνω σ' αὐτό τόν κύκλο, ἔχουν μέν πολύ καλό βαθμό ἀποδόσεως, τό κόστος ὅμως ἀγορᾶς καί ἐγκαταστάσεως (κόστος κεφαλαίου), ὅπως ἐπίσης καί τό κόστος συντηρήσεως, εἶναι πολύ ὑψηλό. Συνεπῶς, γιά λόγους ἀποσβέσεων τοῦ κεφαλαίου, θά πρέπει οἱ ἐγκαταστάσεις αὐτές νά ἔχουν μεγάλες ἰσχεῖς προώσεως.

Ἀπό τή λειτουργική πλευρά, ἡ πίεση στήν ὁποία γίνεται ἡ πρώτη ἀναθέρμανση εἶναι συνήθως ἡ ἴδια μέ τήν πίεση τῆς πρώτης ἀπομαστεύσεως, ἡ ὁποία κυμαίνεται μεταξύ 15 ἕως 22% τῆς πιέσεως τοῦ ἀτμοῦ στήν εἴσοδο τοῦ στροβίλου.

Ὅπως καί στούς προηγούμενους κύκλους ἔτσι καί γι' αὐτόν ἔχομε ὅτι τό ἔργο τοῦ στροβίλου ἀνά μονάδα μάζας τοῦ ἐργαζόμενου μέσου, εἶναι:

$$w_t = (h_2 - h_3) + (1 - m_1)(h_4 - h_5) + (1 - m_1 - m_2)(h_5 - h_6) \qquad (9.24)$$

Ἡ θερμότητα πού δίνεται στόν κύκλο ἀνά μονάδα μάζας τοῦ ἐργαζόμενου μέσου εἶναι:

$$q = (h_2 - h_1) + (1 - m_1)(h_4 - h_3) \qquad (9.25)$$

Ὁ ἀτμός τῆς πρώτης ἀπομαστεύσεως εἶναι:

$$m_1 = \frac{h_{10} - h_9}{h_3 - h_9} \qquad (9.26)$$

καί τῆς δεύτερης:

$$m_2 = \frac{(1 - m_1)(h_9 - h_8)}{h_5 - h_8} \qquad (9.27)$$

Τό ἔργο τῶν ἀντλιῶν τροφοδοτήσεως ἀνά μονάδα μάζας τοῦ ἐργαζόμενου μέσου, εἶναι:

$$w_{p_1} = (h_8 - h_7)(1 - m_1 - m_2) = \upsilon_7 (p_8 - p_7)(1 - m_1 - m_2) \qquad (9.28)$$

$$w_{p_2} = (h_1 - h_{10})(1) = \upsilon_{10}(p_1 - p_{10}) \qquad (9.28\alpha)$$

$$w_p = w_{p_1} + w_{p_2} \qquad (9.28\beta)$$

Ὁ βαθμός ἀποδόσεως τῆς ἐγκαταστάσεως εἶναι [ἐξίσωση (9.16)]:

$$\eta_\theta = \frac{w_t - w_p}{q}$$

Παράδειγμα.

Νά ὑπολογισθεῖ ὁ θερμικός βαθμός ἀποδόσεως τῆς ἐγκαταστάσεως τοῦ παραδείγματος τῆς παραγράφου 9.5, ἄν στήν ἐγκατάσταση προσθέσομε δύο ἀπομαστεύσεις γιά προθέρμανση τοῦ νεροῦ σέ πίεση 31 bar καί 4 bar.

Λύση.

Ἡ σχηματική παράσταση τῆς ἐγκαταστάσεως καί τό διάγραμμα T-s τοῦ κύκλου φαίνονται στό σχῆμα 9.6.

Τό ἔργο ἀνά μονάδα μάζας τοῦ στροβίλου εἶναι [ἐξίσωση (9.24)]:

$$w_t = (h_2 - h_3) + (1 - m_1)(h_4 - h_5) + (1 - m_1 - m_2)(h_5 - h_6) \qquad (1)$$

Ἀπό τό παράδειγμα τῆς παραγράφου 9.5 ἔχομε γνωστά:

$h_2 = 3466$ kJ/kg $\quad h_3 = 3235$ kJ/kg $\quad h_4 = 3455$ kJ/kg
$h_6 = 2200$ kJ/kg

Ἀπό τό διάγραμμα Mollier βρίσκομε ὅτι $h_5 = 2885$ kJ/kg

Ἀπό τήν ἐξίσωση (9.26):

$$m_1 = \frac{h_{10} - h_9}{h_3 - h_9}$$

Ἀπό τόν Πίνακα Γ2 γιά $p = 31$ bar $\quad h_{10} = 1016{,}58$ kJ/kg
$p = 4$ bar $\quad h_9 = 604{,}7$ kJ/kg

ὁπότε μάζα πρώτης ἀπομαστεύσεως $\quad m_1 = \dfrac{1016{,}58 - 604{,}7}{3235 - 604{,}7} = 0{,}157$

Ἀπό τήν ἐξίσωση (9.27):

$$m_2 = \frac{(1 - m_1)(h_9 - h_8)}{h_5 - h_8}$$

ἀλλά ἀπό τήν ἐξίσωση (9.28) $\quad h_8 = h_7 + \upsilon_7 (p_8 - p_7)$

Ἀπό τόν Πίνακα Γ2 γιά $p = 0{,}05$ bar $\quad h_7 = 137{,}8$ kJ/kg
$\upsilon_7 = 0{,}001005$ m^3/kg

ὁπότε $\quad h_8 = 137{,}8 + [0{,}001005 \times (4 - 0{,}05) \times 100] = 138{,}20$ kJ/kg

καί ἡ μάζα τῆς δεύτερης ἀπομαστεύσεως:

$$m_2 = \frac{0{,}843 \times (604{,}7 - 137{,}20)}{2885 - 138{,}20} = 0{,}143$$

Ἀντικαθιστοῦμε τίς τιμές πού βρήκαμε στήν ἐξίσωση (1) καί παίρνομε τό ἔργο τοῦ στροβίλου:

$$w_t = (3466 - 3235) + [0{,}843 \times (3455 - 2885)] + [0{,}7 \times (2885 - 2200)] =$$

$$= 231 + 480{,}51 + 479{,}5 = 1191 \text{ kJ/kg}$$

Ἐδῶ παρατηροῦμε ὅτι τό ἔργο τοῦ στροβίλου ἀνά μονάδα μάζας εἶναι σημαντικά μικρότερο ἀπό τήν ἐγκατάσταση χωρίς ἀπομαστεύσεις πού εἶναι 1486 kJ/kg. Αὐτό ὀφείλεται, ὅπως εἴπαμε, στό ὅτι ἀφαιροῦμε μάζα ἀτμοῦ ἀπό τό στρόβιλο γιά τήν προθέρμανση τοῦ νεροῦ τροφοδοτήσεως.

Ἀπό τίς ἐξισώσεις (9.28) καί (9.28α), τό ἔργο τῶν ἀντλιῶν ἀνά μονάδα μάζας εἶναι:

$$w_{p_1} = (h_8 - h_7)(1 - m_1 - m_2) = (138{,}20 - 137{,}8) \times 0{,}7 = 0{,}280 \text{ kJ/kg}$$

$$w_{p_2} = \upsilon_{10}(p_1 - p_{10})$$

ὅπου γιά $p = 31$ bar $\upsilon_{10} = 0{,}00122$ m^3/kg

$$w_{p_2} = 0{,}00122 \times (65 - 31) \times 100 = 4{,}15 \text{ kJ/kg}$$

Ἄρα: $w_p = 0{,}280 + 4{,}15 = 4{,}428$ kJ/kg

καί τό ὠφέλιμο ἔργο τῆς ἐγκαταστάσεως:

$$w = 1191 - 4{,}428 = 1186{,}57 \text{ kJ/kg}$$

Ἡ θερμότητα ἀνά μονάδα μάζας πού δίνεται στό λέβητα εἶναι [ἐξίσωση (9.25)]:

$$q = (h_2 - h_1) + (1 - m_1)(h_4 - h_3) \qquad (2)$$

Ἀπό τήν ἐξίσωση (9.28α) ἔχομε:

$$w_{p_2} = h_1 - h_{10} = 4{,}15 \text{ kJ/kg}$$

καί $h_1 = 4{,}15 + h_{10} = 4{,}15 + 1016{,}58 = 1020{,}73$ kJ/kg

Ἀντικαθιστοῦμε στήν ἐξίσωση (2):

$$q = (3466 - 1020{,}73) + [0{,}843 \times (3455 - 3235)] = 2630{,}73 \text{ kJ/kg}$$

Συνεπῶς ὁ βαθμός ἀποδόσεως εἶναι:

$$\eta_\theta = \frac{w}{q} = \frac{1186{,}57}{2630{,}73} = 0{,}451 \quad \text{ἤ} \quad 45{,}1\%$$

Παρατηροῦμε αὔξηση τοῦ βαθμοῦ ἀποδόσεως κατά 9,5% ἔναντι τοῦ ἀντίστοιχου τῆς ἐγκαταστάσεως μέ ἀναθέρμανση, ἀλλά χωρίς ἀπομαστεύσεις (παράδειγμα παραγράφου 9.5), πράγμα πού ὀφείλεται στίς ἀπομαστεύσεις πού πραγματοποιήσαμε.

Παρατήρηση.

Ἀπό τίς λύσεις τῶν παραδειγμάτων παρατηροῦμε ὅτι ἡ θερμοδυναμική ἀνάλυση ἑνός κύκλου ἀτμοῦ δέν παρουσιάζει καμιά ἰδιαίτερη δυσκολία καί ἡ μέθοδος εἶναι σχεδόν ἡ ἴδια. Ἀρκεῖ νά γνωρίζομε νά «διαβάζομε» τό διάγραμμα Mollier γιά τόν ἀτμό καί στή συνέχεια νά ἐφαρμόζομε τίς ἐξισώσεις τοῦ κειμένου.

9.7 Πραγματικοί κύκλοι ἀτμοῦ.

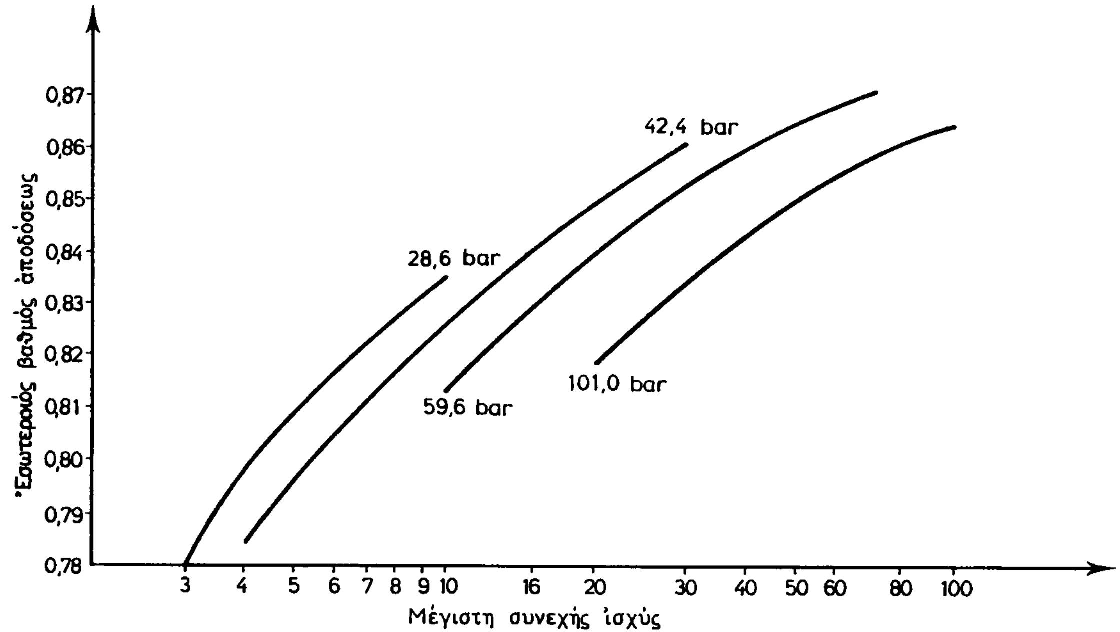
Οἱ θερμοδυναμικοί κύκλοι πού ἀναφέραμε προηγουμένως εἶναι κύκλοι πού ἐφαρμόζονται σέ πραγματικές ἐγκαταστάσεις, οἱ διεργασίες ὅμως πού γίνονται σ' αὐτές δέν ταυτίζονται ἀκριβῶς μέ τίς ἀντίστοιχες τῶν κύκλων πού ἐξετάσαμε. Ὁ λόγος εἶναι ὅτι στούς θεωρητικούς κύκλους κάναμε ὁρισμένες ἀναγκαῖες παραδοχές πού μᾶς διευκόλυναν μέν στή μελέτη τους, ἀλλά μᾶς ἀπομάκρυναν ἀπό τούς κύκλους τῶν πραγματικῶν ἐγκαταστάσεων. Ἡ διαφοροποίηση μεταξύ τοῦ θεωρητικοῦ καί πραγματικοῦ κύκλου μπορεῖ νά ἀποδοθεῖ σέ διάφορες αἰτίες· πάνω ἀπ' ὅλα ὅμως ὀφείλεται σ' αὐτή τήν ἴδια τή φύση (δεύτερος θερμοδυναμικός νόμος). Ἄς δοῦμε ὅμως λίγο πιό ἀναλυτικά μερικές ἀπ' αὐτές.

α) Στό στρόβιλο, ἡ ἐκτόνωση δέν εἶναι, οὔτε καί μπορεῖ ποτέ νά γίνει, ἰσοεντροπική, ὅπως θεωρήσαμε μέχρι τώρα· γιατί ἀφ' ἑνός μέν λόγω τριβῶν ἡ διεργασία τῆς ἐκτονώσεως εἶναι μή ἀναστρέψιμη, πράγμα πού σημαίνει ὅτι ἡ ἐντροπία αὐξάνεται, ἀφ' ἑτέρου δέ πρακτικά εἶναι ἀδύνατο νά ἐπιτύχομε μηδενικές θερμικές ἀπώλειες ἀπό τό κέλυφος τοῦ στροβίλου. Εἰδικότερα, ἡ θεωρητική διαθέσιμη θερμική ἐνέργεια τοῦ ἀτμοῦ στό στρόβιλο δέν μπορεῖ νά μετατραπεῖ ὁλόκληρη σέ μηχανικό ἔργο, λόγω τῶν ἀπωλειῶν ἀπό τίς τριβές πού ἀναπτύσσονται στό ἐσωτερικό τοῦ στροβίλου (ροή ἀτμοῦ στά πτερύγια κλπ.). Ἐπίσης, ὑπάρχουν μηχανικές ἀπώλειες λόγω τῶν τριβῶν στά ἕδρανα τοῦ στροβίλου, στό μειωτήρα στροφῶν, καθώς καί ἐξωτερικές ἀπώλειες λόγω ἀκτινοβολίας καί διαρροῶν στούς λαβύρινθους τῶν στροβίλων, ἐκεῖ δηλαδή ὅπου ὁ ἄξονας τοῦ στροβίλου ἐξέρχεται ἀπό τό κέλυφός του (σχ. 9.3γ). Οἱ πιό πάνω ἀπώλειες δέν εἶναι δυνατό νά μετρηθοῦν, ἀλλά εἶναι καί ἀρκετά δύσκολο νά ὑπολογισθοῦν ὥστε νά γνωρίζομε πόση ἀπό τή διαθέσιμη θερμική ἐνέργεια μετατρέπεται σέ μηχανικό ἔργο. Γι' αὐτό, καταφεύγομε στή χρησιμοποίηση διαφόρων βαθμῶν ἀποδόσεως, ὁ βασικότερος ἀπό τούς ὁποίους εἶναι ὁ ἐσωτερικός βαθμός ἀποδόσεως πού ἤδη ἀναφέραμε (βλ. παράγραφο 9.3.4).

Ὁ βαθμός αὐτός ἐξαρτᾶται ἀπό τό εἶδος τοῦ στροβίλου καί μεταβάλλεται, σέ σχέση μέ τήν ἰσχύ καί τήν πίεση τοῦ ἀτμοῦ, στήν εἴσοδο τοῦ στροβίλου. Ἔτσι, γιά δεδομένη πίεση εἰσόδου τοῦ ἀτμοῦ, ὅσο μεγαλύτερη εἶναι ἡ ἰσχύς τοῦ στροβίλου τόσο καλύτερος εἶναι ὁ βαθμός ἀποδόσεως. Ὅμοια, γιά δεδομένη ἰσχύ, ὅσο μεγαλύτερη εἶναι ἡ πίεση εἰσόδου τοῦ ἀτμοῦ τόσο καλύτερος ὁ βαθμός ἀποδόσεως. Διαγραμματικά, ἡ σχέση μεταξύ αὐτῶν τῶν παραγόντων, δηλαδή ἐσωτερικοῦ βαθμοῦ ἀποδόσεως, ἰσχύος στροβίλου καί πιέσεως ἀτμοῦ στήν εἴσοδο, φαίνεται στό σχῆμα 9.7α.

β) Ἐξετάζοντας τώρα τή μεταφορά τοῦ νεροῦ ἀπό τό ψυγεῖο στό λέβητα, παρατηροῦμε ὅτι εἶναι ἀδύνατο νά γίνει ἰσοεντροπικά, λόγω τῶν τριβῶν τοῦ νεροῦ μέσα στά τμήματα ἀπό τά ὁποῖα διέρχεται (δίκτυα, βαλβίδες κλπ.) καί στίς ἀντλίες πού τό μεταφέρουν. Αὐτό ἔχει ὡς ἀποτέλεσμα νά χρειαζόμαστε περισσότερο ἔργο γιά νά μεταφέρομε τήν ἴδια ποσότητα νεροῦ ἀπό ὅ,τι μέ ἰσοεντροπική συμπίεση, πράγμα πού σημαίνει ὅτι τό καθαρό ἤ ὠφέλιμο ἔργο τῆς πραγματικῆς ἐγκαταστάσεως εἶναι μικρότερο. Καί στήν περίπτωση αὐτή χρησιμοποιοῦμε τόν ἐσωτερικό βαθμό ἀποδόσεως τῶν ἀντλιῶν πού κυμαίνεται μεταξύ 0,80 καί 0,85.

γ) Γιά τήν περίπτωση τοῦ λέβητα ἡ σχέση μεταξύ τῆς θεωρητικῆς καί πραγματικῆς καταστάσεως εἶναι εὐνοϊκότερη. Κι αὐτό, γιατί σέ ἕνα καλά συντηρη-



Σχ. 9.7α.
Ἐσωτερικός βαθμός ἀποδόσεως κύριου στροβίλου προώσεως πού λειτουργεῖ χωρίς ἀπομαστεύσεις.

μένο λέβητα, ὁ βαθμός ἀποδόσεως εἶναι ἀρκετά ὑψηλός, τῆς τάξεως ἀκόμη καί τοῦ 90%.

δ) Τέλος ἡ ἰσοθερμοκρασιακή συμπύκνωση τοῦ ἀτμοῦ στό ψυγεῖο δέν μπορεῖ νά ἐπιτευχθεῖ στήν πράξη, ὅπου ὁ ἀτμός μεταβάλλει θερμοκρασία στή διάρκεια τῆς διεργασίας.

Ὅλες οἱ πιό πάνω ἀδυναμίες στό νά πετύχομε ἰδανικές συνθῆκες, ἔχουν ὡς ἀποτέλεσμα τή μείωση κατά ἕνα ποσοστό τοῦ πραγματικοῦ θερμοδυναμικοῦ βαθμοῦ ἀποδόσεως τῆς ὅλης ἐγκαταστάσεως, ἔναντι τοῦ θεωρητικοῦ βαθμοῦ πού βρήκαμε στά προηγούμενα παραδείγματα αὐτοῦ τοῦ κεφαλαίου. Σέ τελευταία ἀνάλυση, αὐτό σημαίνει ὅτι τό πραγματικό κόστος λειτουργίας τῆς ἐγκαταστάσεως εἶναι ὑψηλότερο.

Ὅπως εἴπαμε, ὁ βαθμός ἀποδόσεως εἶναι τό κριτήριο τῆς ἀποδόσεως μιᾶς ἐγκαταστάσεως. Στήν πράξη ὅμως, τήν ἀποδοτικότητα αὐτή δέν συνηθίζομε νά τή «μετρᾶμε» μέ τό βαθμό ἀποδόσεως, ἀλλά μέ τήν εἰδική κατανάλωση τοῦ καυσίμου b_e (βλ. παράγραφο 4.5.1, παράδειγμα 3). Ἡ εἰδική κατανάλωση μᾶς λέει πόση μάζα (kg) κάποιου εἴδους καυσίμου χρειάζεται ἡ ἐγκατάσταση τήν ὥρα (h) γιά νά μᾶς δώσει ἰσχύ ἑνός kW. Ὁ βαθμός ἀποδόσεως καί ἡ εἰδική κατανάλωση συνδέονται μέ τή σχέση:

$$\eta_\theta = \frac{3600}{b_e\, H_u} \tag{9.29}$$

ὅπου: η_θ ὁ θερμοδυναμικός βαθμός ἀποδόσεως (ἀδιάστατος),
b_e ἡ εἰδική κατανάλωση καυσίμου σέ kg/kWh καί
H_u ἡ κατώτερη θερμογόνος δύναμη τοῦ καυσίμου σέ kJ/kg.

Ἡ τιμή 3600 εἶναι συντελεστής μετατροπῆς μονάδων.

Ἡ θερμογόνος δύναμη τοῦ καυσίμου εἶναι ἡ ἐνέργεια πού ἀποδίδει ἡ καύση ἑνός kg τοῦ καυσίμου. Ἄν καί ἡ τιμή της ἐξαρτᾶται ἀπό τό εἶδος τοῦ καυσίμου, γιά τίς ναυτικές ἐγκαταστάσεις ἀτμοῦ εἶναι συνήθως 40.600 kJ/kg πού ἀντιστοιχεῖ στό καύσιμο Bunker C (Βαρύ πετρέλαιο). Συνεπῶς βλέπομε ὅτι ἡ εἰδική κατανάλωση τοῦ καυσίμου καί ὁ θερμοδυναμικός βαθμός ἀποδόσεως πού χρησιμοποιήσαμε κατ' ἐπανάληψη μέχρι τώρα, δίνουν στήν οὐσία τήν ἴδια εἰκόνα γιά τήν ἀποδοτικότητα μιᾶς ἐγκαταστάσεως. Γι' αὐτό ὅλοι οἱ κατασκευαστές μηχανικῶν ἐγκαταστάσεων ἀναφέρονται στήν εἰδική κατανάλωση τοῦ καυσίμου γιά νά δείξουν τήν ποιότητα τῆς ἐγκαταστάσεώς τους ἀπό οἰκονομικῆς ἀπόψεως.

Στίς πραγματικές ἐγκαταστάσεις ἀτμοστροβίλου ὁ ὑπολογισμός τοῦ βαθμοῦ ἀποδόσεως καί τῆς εἰδικῆς καταναλώσεως τοῦ καυσίμου ὀνομάζεται ***θερμικός ἰσολογισμός*** καί εἶναι πολύ πιό πολύπλοκος ἀπό τόν ὑπολογισμό τοῦ θεωρητικοῦ βαθμοῦ ἀποδόσεως πού εἴδαμε στά προηγούμενα παραδείγματα. Αὐτό συμβαίνει, γιατί πολλά στοιχεῖα τοῦ ὑπολογισμοῦ εἶναι ἄγνωστα καί ἀναγκαζόμαστε νά κάνομε ἐκτιμήσεις πού τίς ἐπανεξετάζομε μέχρι τά στοιχεῖα αὐτά νά ἀντιστοιχοῦν στά πραγματικά.

Γιά νά ἐκτιμήσει ὅμως κανείς τίς διαφορές πού προκύπτουν μεταξύ τοῦ πραγματικοῦ καί τοῦ θεωρητικοῦ θερμοδυναμικοῦ κύκλου, θεωρήσαμε σκόπιμο νά δώσομε τό θερμικό ἰσολογισμό μιᾶς πραγματικῆς ἐγκαταστάσεως, μέ σκοπό τή σύγκριση τοῦ πραγματικοῦ βαθμοῦ ἀποδόσεως μέ τό θεωρητικό τοῦ ἀντίστοιχου θερμοδυναμικοῦ κύκλου. Ἡ ἐκπόνηση ἑνός τέτοιου θερμικοῦ ἰσολογισμοῦ ξεφεύγει ἀπό τά ὅρια τοῦ βιβλίου αὐτοῦ γι' αὐτό καί ἀναφέρεται πολύ συνοπτικά· δίνεται ἁπλά καί μόνο ὥστε ὁ σπουδαστής νά ἀποκτήσει μία, ἔστω καί μικρή, γνώση γιά τό πῶς βρίσκεται ὁ βαθμός ἀποδόσεως πραγματικῶν ἐγκαταστάσεων.

Στόν ἰσολογισμό αὐτό, ὁρισμένα στοιχεῖα, κυρίως συντελεστές, ἔχουν ληφθεῖ ἀπό πίνακες καί διαγράμματα πού δέν περιέχονται στό βιβλίο. Γι' αὐτό ὁ σπουδαστής δέν θά πρέπει νά θεωρήσει ὅτι λαμβάνονται αὐθαίρετα.

Παράδειγμα.

Ἡ ἐγκατάσταση προώσεως ἑνός πλοίου ἀποτελεῖται ἀπό ἕνα λέβητα καί στρόβιλο ὑψηλῆς πιέσεως (Υ.Π.) καί χαμηλῆς πιέσεως (Χ.Π.) μέ τά ἑξῆς λειτουργικά χαρακτηριστικά:

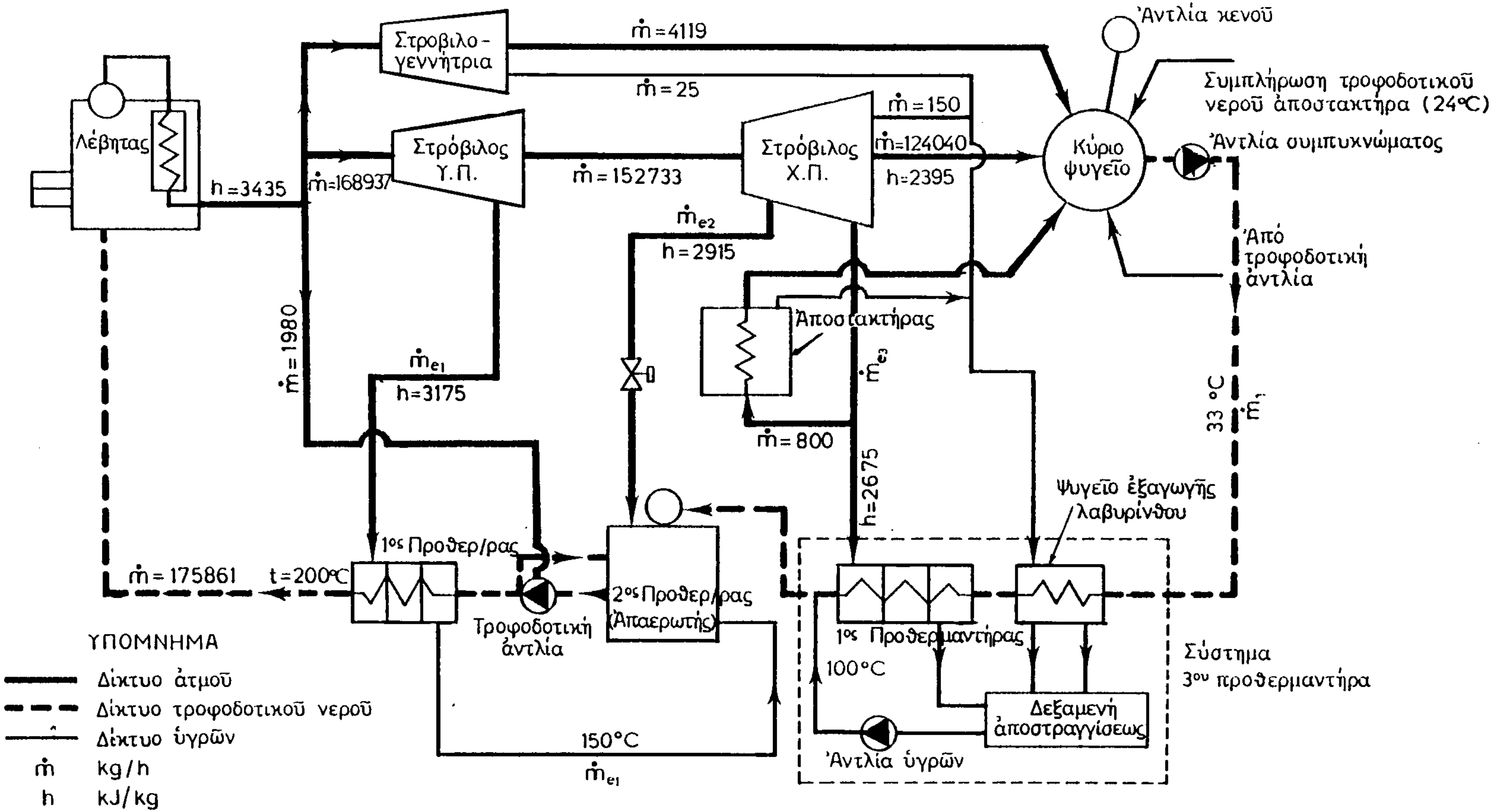
Μέγιστη ἰσχύς στόν ἄξονα	40.000 kW
Πίεση καί θερμοκρασία στήν εἴσοδο τοῦ στροβίλου	50 bar, 500°C
Πίεση ψυγείου	0,05 bar
Θερμοκρασία εἰσόδου τοῦ τροφοδοτικοῦ νεροῦ στό λέβητα	200°C

Τό σύστημα προθερμάνσεως τοῦ τροφοδοτικοῦ νεροῦ ἀποτελεῖται ἀπό τρεῖς προθερμαντῆρες, ἀπό τούς ὁποίους ὁ πρῶτος καί ὁ τρίτος εἶναι ἐπιφάνειας ἐνῶ ὁ δεύτερος εἶναι ἀναμίξεως.

Ἡ σχηματική παράσταση τῆς ἐγκαταστάσεως φαίνεται στό σχῆμα 9.7β. Ἡ γεννήτρια καί ἡ τροφοδοτική ἀντλία τοῦ λέβητα κινοῦνται ἀπό μικρούς ἀτμοστρόβιλους πού τροφοδοτοῦνται μέ ὑπέρθερμο ἀτμό καί ἡ ἐξαγωγή τους ὁδηγεῖται στό κύριο ψυγεῖο (0,05 bar). Ἡ ἐγκατάσταση περιλαμβάνει ἐπίσης ἕνα ἀποστακτήρα (βραστήρα) γιά τήν παραγωγή τροφοδοτικοῦ νεροῦ, πού τροφοδοτεῖται μέ ἀτμό ἀπό τήν ἀπομάστευση τοῦ πρώτου προθερμαντήρα, ὅπως φαίνεται στό σχῆμα 9.7β. Τά ὑγρά τοῦ ἀποστακτήρα, ὅπως καί τά ἄλλα ὑγρά τῆς ἐγκαταστάσεως, ὁδηγοῦνται στή δεξαμενή ἀποστραγγίσεως ἀπό ὅπου μέ μιά ἀντλία στέλνονται στό δεύτερο προθερμαντήρα.

Γιά τό λέβητα δίνονται τά ἑξῆς στοιχεῖα:

Καύσιμο Bunker C μέ ἀνώτερη θερμογόνο δύναμη	41.000 kJ/kg
Θερμοκρασία προθερμάνσεως καυσίμου	90°C
Θερμοκρασία ἐξόδου τῶν καυσαερίων	110°C
Θερμοκρασία μηχανοστασίου	38°C
Περίσσεια ἀέρα καύσεως	5%



Σχ. 9.7β.
Σχηματική παράσταση ἐγκαταστάσεως ἀτμοστροβίλου.

Γιά τά διάφορα μηχανήματα τῆς ἐγκαταστάσεως δίνονται τά ἑξῆς στοιχεῖα:

Ἐσωτερικός βαθμός ἀποδόσεως τοῦ στροβίλου	0,88
Μηχανικός βαθμός ἀποδόσεως τοῦ στροβίλου	0,96
Ὀνομαστική ἰσχύς γεννήτριας	2000 kW
Ἐσωτερικός βαθμός ἀποδόσεως τοῦ στροβίλου τῆς γεννήτριας	0,73
Στροφές στροβίλου καί τροφοδοτικῆς ἀντλίας	6500 RPM
Ἐσωτερικός βαθμός ἀποδόσεως τροφοδοτικῆς ἀντλίας	0,68

Στήν ἐγκατάσταση ὑπάρχει ἐπίσης μιά συνήθης ἐγκατάσταση κλιματισμοῦ. Τό πλήρωμα τοῦ σκάφους ἀποτελεῖται ἀπό 30 ἄτομα.

Ζητοῦνται: α) Νά ἐκλεγοῦν οἱ κατάλληλες πιέσεις ἀπομαστεύσεως γιά τόν καλύτερο βαθμό ἀποδόσεως τῆς ἐγκαταστάσεως, β) ὁ θερμικός βαθμός ἀποδόσεως τῆς ἐγκαταστάσεως, γ) ἡ εἰδική κατανάλωση καυσίμου στή μέγιστη ἰσχύ τῆς ἐγκαταστάσεως καί δ) ὁ θεωρητικός θερμικός βαθμός ἀποδόσεως τοῦ ἀντίστοιχου θερμοδυναμικοῦ κύκλου καί νά συγκριθεῖ μέ τόν ἀντίστοιχο πραγματικό.

Λύση.

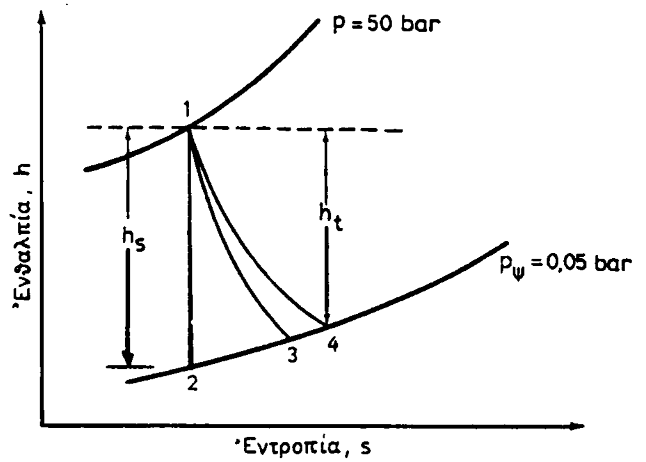
1) Στοιχεῖα στροβίλου.

Στό σχῆμα 9.7γ φαίνεται ἡ ἐκτόνωση τοῦ ἀτμοῦ πού γίνεται στούς δύο στροβίλους ἀπό τήν πίεση εἰσόδου στό στρόβιλο $p_1 = 50$ bar μέχρι τήν πίεση στό ψυγεῖο $p_\psi = 0{,}05$ bar. Ἀπό τό διάγραμμα Mollier ἔχομε:

Ἰσοεντροπική ἐκτόνωση: $h_s = h_1 - h_2 = 3435 - 2125 = 1310$ kJ/kg

Πραγματική ἐκτόνωση: $h_{\pi\rho} = \eta_t\, h_s = 0{,}88 \times 1310 = 1152$ kJ/kg

$$h_3 = h_1 - h_{\pi\rho} = 3435 - 1152 = 2283 \text{ kJ/kg}$$



Σχ. 9.7γ.
Ἐκτόνωση τοῦ ἀτμοῦ στό στρόβιλο.

Γιά νά ἔχομε στόν ἄξονα ἰσχύ 40.000 kW, θά πρέπει ὁ στρόβιλος νά μᾶς δίνει ἰσχύ:

$$\dot{W}_t = \frac{\dot{W}_s}{\eta_m} = \frac{40.000}{0{,}96} = 41.667 \text{ kW}$$

Λόγω μηχανικῶν ἀπωλειῶν, ἀκτινοβολίας καί διαρροῆς λαβυρίνθων ὁ ἀτμός ἐξέρχεται ἀπό τό στρόβιλο Χ.Π. στό σημεῖο 4 μέ ἐνθαλπία κατά 5% μεγαλύτερη ἀπό τήν ἐνθαλπία τοῦ σημείου 3. Δηλαδή $h_4 = 1{,}05 \times 2283 = 2395$ kJ/kg.

Ὁπότε $$h_t = h_1 - h_4 = 3435 - 2395 = 1040 \text{ kJ/kg}$$

Χωρίς ἀπομαστεύσεις, ὁ ἀτμός πού θά χρειαζόταν γιά νά παραχθεῖ ἡ ἰσχύς 41.667 kW εἶναι:

$$\dot{m}_{st} = \frac{\dot{W}_t}{h_t} \times 3600 = \frac{41.667 \times 3600}{1040} = 144.232 \text{ kg/h}$$

Γιά τήν ποσότητα τοῦ ἀτμοῦ πού ἐξέρχεται ἀπό τό στρόβιλο, δεχόμαστε, σέ μιά πρώτη προσέγγιση, ὅτι εἶναι:

$$\dot{m}_t = 0{,}86\, \dot{m}_{st} = 0{,}86 \times 144.232 = 124.040 \text{ kg/h}$$

2) Προσδιορισμός τῶν πιέσεων ἀπομαστεύσεως.

Στήν ἔξοδο τοῦ ψυγείου τό νερό ἔχει $p_\psi = 0{,}05$ bar. Ἀπό τούς πίνακες ἀτμοῦ παίρνομε $t_\psi = 33°C$ καί $h_\psi = 138{,}2$ kJ/kg. Ἐπίσης τό νερό εἰσέρχεται στό λέβητα μέ $t_{fw} = 200°C$. Τή διαφορά $t_{fw} - t_\psi = 200 - 33 = 167°C$ τή μοιράζομε στούς τρεῖς προθερμαντῆρες, δηλαδή $167/3 = 55{,}67°C$, ὁπότε στήν ἔξοδο τοῦ 3ου προθερμαντήρα τό νερό θά ἔχει θερμοκρασία $t_{h_3} = 33 + 55{,}67 = 88{,}67°C$. Στόν ἴδιο προθερμαντήρα ἡ θερμοκρασία κορεσμοῦ τοῦ εἰσερχόμενου ἀτμοῦ ἀπομαστεύσεως λαμβάνεται ἴση μέ $t_{s_3} = t_{h_3} + 5°C = 93{,}67°C$ πού ἀντιστοιχεῖ σέ πίεση ἀπομαστεύσεως $p_{e_3} = 0{,}787$ bar. Λόγω ἀπωλειῶν πιέσεως στή γραμμή τοῦ ἀτμοῦ ἀπομαστεύσεως ἀπό τό στρόβιλο μέχρι τόν προθερμαντήρα, προσαυξάνομε τήν πίεση κατά 10%, ὁπότε:

$$\text{Πίεση 3ης ἀπομαστεύσεως } p_{e_3} = 1{,}10 \times 0{,}787 = 0{,}866 \text{ bar}$$

Συνδέομε τώρα μέ μία γραμμή, στό διάγραμμα Mollier τά σημεῖα 1-4 τοῦ σχήματος 9.7γ. Τό σημεῖο τομῆς αὐτῆς τῆς γραμμῆς μέ τή γραμμή τῆς $p_{e_3} = 0{,}866$ bar βρίσκομε ὅτι ἔχει $h_{e_3} = 2675$ kJ/kg.

Αὐτό γίνεται γιατί τό σημεῖο ἀπομαστεύσεως 3 βρίσκεται σέ κάποιο ἐνδιάμεσο σημεῖο τῆς διεργασίας στό στρόβιλο 1-4 καί ἐπίσης ἔχει πίεση ἴση μέ 0,866 bar.

Μέ ὅμοιο τρόπο, γιά τό δεύτερο προθερμαντήρα:

$$t_{h_2} = 88{,}67 + 55{,}67 = 144{,}34°C, \quad p_{e_2} = 4{,}05 \text{ bar}$$
$$h_{e_2} \doteq 2915 \text{ kJ/kg}$$

Γιά τόν πρῶτο προθερμαντήρα:

$$t_{h_1} = 144{,}34 + 55{,}67 = 200°C, \quad p_{e_1} = 15{,}55 \text{ bar}$$
$$h_{e_1} = 3175 \text{ kJ/kg}$$

3) Ἰσχύς στροβιλογεννήτριας.

Τό πραγματικό ἠλεκτρικό φορτίο $\dot{W}_g$ σέ kW δίνεται ἀπό τή σχέση:

$$\dot{W}_g = (0{,}011 + 0{,}0048)\,\dot{W}_s + 1{,}6\,N + 9\sqrt{N} + 80$$

ὅπου: N ὁ ἀριθμός τῶν μελῶν τοῦ πληρώματος τοῦ σκάφους,
$\dot{W}_s$ ἡ ἰσχύς στόν ἄξονα τοῦ στροβίλου σέ PS

ὁπότε:

$$\dot{W}_g = (0{,}011 + 0{,}0048)\frac{40.000}{0{,}736} + (1{,}6 \times 30) + 9\sqrt{30} + 80 = 1036 \text{ kW}$$

Ἡ θεωρητική εἰδική κατανάλωση ἀτμοῦ στροβιλογεννήτριας εἶναι:

$$\dot{m}_{tg} = \frac{3600}{h_1 - h_2} = \frac{3600}{1310} = 2{,}478 \text{ kg/kWh}$$

καί ἡ πραγματική: $\dot{m}_g = \dfrac{\dot{m}_{tg}}{\eta_g} = \dfrac{2{,}748}{0{,}73} = 3{,}764$ kg/kWh

Λόγω ἀπωλειῶν, προσαυξάνομε τή $\dot{m}_g$ κατά 6,0%, δηλαδή:

$$\dot{m}_g = 1{,}060 \times 3{,}764 = 4{,}00 \text{ kg/kWh.}$$

Ἡ συνολική παροχή ἀτμοῦ στή στροβιλογεννήτρια $\dot{m}_{sg}$ εἶναι:

$$\dot{m}_{sg} = 4{,}00 \times 1036 = 4144 \text{ kg/h}$$

Οἱ ἀπώλειες ἀπό τούς λαβύρινθους λαμβάνονται 25 kg/h μέ ἐνθαλπία:

$$h_\lambda = h_1 - 0{,}285\frac{3600}{\dot{m}_g} = 3435 - 0{,}285\,\frac{3600}{3{,}764} = 3163 \text{ kJ/kg}$$

4) Ἀπώλειες ἀτμοῦ.

Οἱ ἀπώλειες ἀτμοῦ στήν ἐγκατάσταση καλύπτονται ἀπό τόν ἀποστακτήρα καί λαμβάνονται ἴσες μέ $\dot{m}_\alpha = \dot{m}_{\alpha x} + \dot{m}_{\alpha\delta} = 150 + 800 = 950$ kg/h, δηλαδή ἀπό λαβύρινθους στροβίλου Χ.Π. $\dot{m}_{\alpha x} = 150$ kg/h, $h_{\alpha x} = 3000$ kJ/kg ἀπό δίκτυα $\dot{m}_{\alpha\delta} = 800$ kg/h, $h_{\alpha\delta} = 385$ kJ/kg.

5) Τροφοδοτική ἀντλία.

Ἀπό ὑπολογισμούς, προκύπτει ὅτι ἀπαιτεῖται τροφοδοτική ἀντλία μέ ὀνομαστική παροχή 200 m^3/h καί ἰσχύ 490 kW. Ἐπίσης δεχόμαστε ὅτι ἡ παροχή τῆς ἀνακυκλοφορίας εἶναι $\dot{m}_{\alpha\nu} = 16.000$ kg/h.

Ἡ εἰδική κατανάλωση ἀτμοῦ στό στρόβιλο πού κινεῖ τήν τροφοδοτική ἀντλία εἶναι:

$$\frac{3600}{\eta_\tau (h_1 - h_2)} = \frac{3600}{0{,}68 \times 1310} = 4{,}04 \text{ kg/kWh}$$

καί ή συνολική παροχή ἀτμοῦ:

$$\dot{m}_{sp} = 4{,}04 \times 490 = 1980 \text{ kg/h}$$

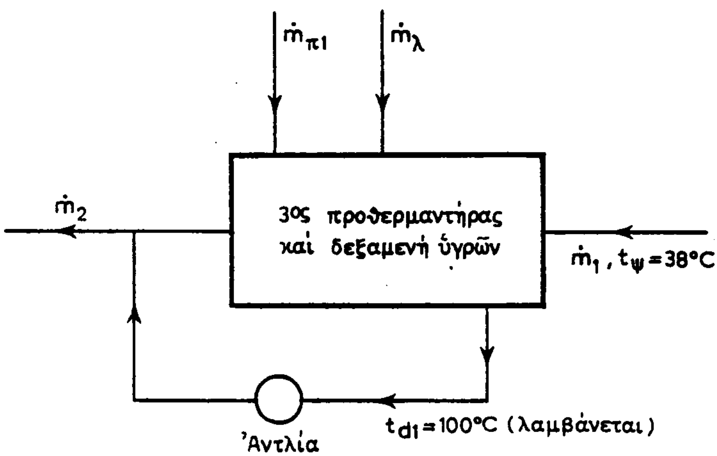
6) Θερμικός ἰσολογισμός συστήματος τρίτου προθερμαντήρα.

Στό σύστημα τοῦ τρίτου προθερμαντήρα εἰσέρχονται χωρίς νά ἀναμιχθοῦν οἱ ἑξῆς ποσότητες (σχ. 9.7δ):

α) Ἀπό ψυγεῖο, νερό μάζας $\dot{m}_1$, πού ἰσοῦται μέ:

$$\dot{m}_1 = \dot{m}_t + \dot{m}_{sg} + \dot{m}_{sp} + \dot{m}_k$$

ὅπου οἱ πιό κάτω ποσότητες εἰσέρχονται στό ψυγεῖο:



Σχ. 9.7δ.
Παροχές στό σύστημα τοῦ τρίτου προθερμαντήρα (ἐπιφάνειας).

Ἀπό τό στρόβιλο:

$$\dot{m}_t = 124.040 - 150 = 123.890 \text{ kg/h}$$

Ἀπό τή στροβιλογεννήτρια: $\dot{m}_{sg} = 4144 - 25 = 4119$ kg/h

Ἀπό τή τροφοδοτική ἀντλία: $\dot{m}_{sp} = 1980$ kg/h

$\dot{m}_k$ = συμπλήρωση τροφοδοτικοῦ νεροῦ λόγω ἀπωλειῶν ἀτμοῦ = 950 kg/h

ὁπότε $\dot{m}_1 = 123.890 + 4119 + 1980 + 950 = 130.939$ kg/h

β) Ἀπό τό δίκτυο τῆς τρίτης ἀπομαστεύσεως:

$$\dot{m}_{\pi_1} = \dot{m}_{e_3} - \dot{m}_{\alpha\pi}$$

ὅπου: $\dot{m}_{e_3}$ ἡ παροχή ἀτμοῦ τρίτης ἀπομαστεύσεως καί

$\dot{m}_{\alpha\pi}$ ἡ παροχή ἀτμοῦ 800 kg/h πού ἀφαιρεῖται ἀπό τήν τρίτη ἀπομάστευση γιά τή λειτουργία τοῦ ἀποστακτήρα. Ἡ παροχή αὐτή προκύπτει ἀπό ξεχωριστή μελέτη.

γ) Ἀπό τό δίκτυο τῶν λαβυρίνθων.

$$\dot{m}_{\lambda} = 25 + 150 = 175 \text{ kg/h}$$

Ποσότητες πού εἰσέρχονται στό σύστημα τοῦ τρίτου προθερμαντήρα	$\dot{m}$ (kg/h)	h(kJ/kg)	$\dot{m}$h (kJ/h)
Ψυγεῖο, $\dot{m}_1$	130.939	138,2	18.095.769,8
Ἀπώλειες στροβιλογεννήτριας	25	3163	79.075
Ἀπώλειες στροβίλου Χ.Π.	150	3000	450.000
Ἀπό ἀπομάστευση στροβίλου Χ.Π.	$\dot{m}_{\pi_1}$	2675	2675 $\dot{m}_{\pi_1}$
Ἀποστακτήρας	800	385	308.000

Ποσότητες πού ἐξέρχονται ἀπό τό σύστημα τοῦ τρίτου προθερμαντήρα	$\dot{m}$ (kg/h)	h(kJ/kg)	$\dot{m}$h (kJ/h)
Τρίτος προθερμαντήρας	130.939	372	48.709.308
Ψυγεῖο συμπυκνωμάτων	$\dot{m}_{\pi_1}$	419	419 $\dot{m}_{\pi_1}$
Ἀπώλειες καί ἀποστακτήρας	975	419	408.525

Ἐξισώνομε τίς πιό πάνω ἐνέργειες καί ἔχομε:

$$18.932.844{,}80 + 2675\,\dot{m}_{\pi_1} = 49.117.833 + 419\,\dot{m}_{\pi_1}$$

$$\dot{m}_{\pi_1} = 13.380 \text{ kg/h}$$

Ἡ παροχή τῆς 3ης ἀπομαστεύσεως εἶναι:

$$\dot{m}_{e_3} = 13.380 + 800 = 14.180 \text{ kg/h}$$

7) Θερμικός ἰσολογισμός δευτέρου προθερμαντήρα (σχ. 9.7ε).

$\dot{m}_{\alpha\nu}$ = παροχή ἀνακυκλοφορίας ἀντλίας τροφοδοτήσεως = 16.000 kg/h

$\dot{m}_2$ = 130.939 + 13.380 + 975 = 145.294 kg/h (ἀπό σύστημα τρίτου προθερμαντήρα)

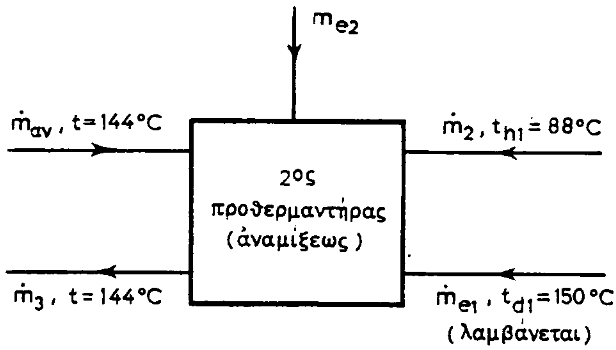
$\dot{m}_{e_2}$ = παροχή δεύτερης ἀπομαστεύσεως

$\dot{m}_{e_1}$ = παροχή πρώτης ἀπομαστεύσεως

$$\dot{m}_3 = \dot{m}_2 + \dot{m}_{e_2} + \dot{m}_{e_1} + \dot{m}_{\alpha\nu} = 161.294 + \dot{m}_{e_2} + \dot{m}_{e_1}$$

Ἐξισώνομε τίς ἐνέργειες, ὅπως κάναμε καί γιά τόν τρίτο προθερμαντήρα, καί ἔχομε ὅτι:

$$2311{,}64\,\dot{m}_{e_2} + 25{,}14\,\dot{m}_{e_1} = 33.615.219{,}84 \qquad (1)$$



Σχ. 9.7ε.
Παροχές στό δεύτερο προθερμαντήρα (ἀναμίξεως).

8) Θερμικός ἰσολογισμός πρώτου προθερμαντήρα (σχ. 9.7στ).

$$\dot{m}_4 = \dot{m}_3 - \dot{m}_{\alpha v} = 145.294 + \dot{m}_{e_2} + \dot{m}_{e_1}$$

Ἐξισώνομε πάλι τίς ἐνέργειες καί ἔχομε:

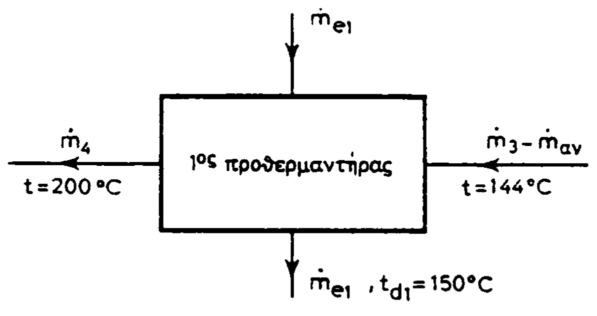
$$-234{,}64\,\dot{m}_{e_2} + 2311{,}86\,\dot{m}_{e_1} = 34.091.784{,}16 \qquad (2)$$

Λύνομε τό σύστημα τῶν ἐξισώσεων (1) καί (2) καί βρίσκομε τίς παροχές τῆς δεύτερης καί τῆς πρώτης ἀπομαστεύσεως:

$$\dot{m}_{e_2} = 14.363 \text{ kg/h} \qquad \dot{m}_{e_1} = 16.204 \text{ kg/h}$$

ὁπότε, ἡ παροχή τοῦ τροφοδοτικοῦ νεροῦ στό λέβητα εἶναι:

$$\dot{m}_4 = 145.294 + 14.363 + 16.204 = 175.861 \text{ kg/h}$$



Σχ. 9.7στ.
Παροχές στόν πρῶτο προθερμαντήρα.

9) Ὑπολογισμός ἰσχύος προώσεως.

Στό στρόβιλο Υ.Π. καί Χ.Π. πηγαίνει παροχή ἀτμοῦ $\dot{m}_{\Upsilon\Pi 1}$ = 175.861 − (800 + 4144 + 1980) = 168.937 kg/h. Ὁπότε, ἡ παροχή ἀτμοῦ καί ἡ ἰσχύς τοῦ στροβίλου αὐτοῦ ἀπό τήν εἴσοδο τοῦ ἀτμοῦ μέχρι τήν πρώτη ἀπομάστευση θά εἶναι:

$$\dot{m}_{ΥΠ1} = 168.937 \text{ kg/h} \qquad h = 3435 - 3175 = 260 \text{ kJ/kg}$$

$$\dot{W}_{T1} = \frac{168.937 \times 260}{3600} = 12.201 \text{ kW}$$

Ἀπό τήν πρώτη μέχρι τή δεύτερη ἀπομάστευση ἔχομε παροχή ἀτμοῦ καί ἰσχύ

$$\dot{m}_{ΥΠ2} = 168.937 - 16.204 = 152.733 \text{ kg/h}, \qquad h = 3175 - 2915 = 260 \text{ kJ/kg}$$

$$\dot{W}_{T2} = \frac{152.733 \times 260}{3600} = 11.030 \text{ kW}$$

Ἀπό τή δεύτερη μέχρι τήν τρίτη ἀπομάστευση ἔχομε ἀντίστοιχα:

$$\dot{m}_{ΥΠ3} = 152.733 - 14.363 = 138.370 \text{ kg/h}, \qquad h = 2915 - 2675 = 240 \text{ kJ/kg}$$

$$\dot{W}_{T3} = \frac{138.370 \times 240}{3600} = 9225 \text{ kW}$$

Ἀπό τήν τρίτη ἀπομάστευση μέχρι τήν ἔξοδο τοῦ ἀτμοῦ ἀπό τό στρόβιλο Χ.Π. ἔχομε:

$$\dot{m}_{ΧΠ} = 138.370 - 14.180 = 124190 \text{ kg/h}, \qquad h = 2675 - 2395 = 280 \text{ kJ/kg}$$

$$\dot{W}_{T4} = \frac{124.190 \times 280}{3600} = 9659 \text{ kW}$$

Συνολική ἰσχύς τῶν στροβίλων.

$$\dot{W}_T = \dot{W}_{T1} + \dot{W}_{T2} + \dot{W}_{T3} + \dot{W}_{T4} = 42.115 \text{ kW}$$

Ἔχομε ἀπώλειες 4% γιά τό μειωτήρα στροφῶν, ἕδρανα ἑλικοφόρου ἄξονα κλπ., ὁπότε στήν ἕλικα παίρνομε ἰσχύ:

$$\dot{W}_s = 0{,}96 \times 42.115 = 40.430 \text{ kW}$$

Δεδομένου ὅτι στόν ἄξονα θέλομε ἰσχύ 40.000 kW, θά πρέπει νά γίνουν οἱ προηγούμενοι ὑπολογισμοί μέ μιά δεύτερη προσέγγιση τοῦ $\dot{m}_t$. Ἔτσι, γιά μεγαλύτερη ἀκρίβεια μποροῦμε νά πάρομε:

$$\dot{m}_t = \frac{40.000}{40.430} \times 124.040 = 122.720 \text{ kg/h}$$

Ἄς προχωρήσομε ὅμως στόν προσδιορισμό τοῦ βαθμοῦ ἀποδόσεως τῆς ἐγκαταστάσεως μέ τά στοιχεῖα πού βρήκαμε μέχρι τώρα, ἔχοντας ὡς δεδομένο ὅτι ἡ ἀπόκλιση στήν παροχή μάζας εἶναι μόλις 1,06%.

10) Στοιχεῖα λέβητα.

Μετά ἀπό ὑπολογισμούς, προκύπτει ὅτι ὁ βαθμός ἀποδόσεως τοῦ λέβητα, η_b, εἶναι περίπου 0,90%. Ἔτσι ἡ παρεχόμενη θερμότητα στό τροφοδοτικό νερό εἶναι:

$$\dot{Q} = \frac{175.861}{3600} \times (3435 - 838) = 126.864 \text{ kW}$$

ὁπότε ὁ θερμικός βαθμός ἀποδόσεως τῆς ἐγκαταστάσεως εἶναι:

$$\eta_\theta = \frac{\dot{W}_t}{\dot{Q}} \eta_b = \frac{40.430 \times 0{,}90}{126.864} = 0{,}287 \quad \text{ἤ} \quad 28{,}7\%$$

καί ἡ εἰδική κατανάλωση καυσίμου [ἐξίσωση (9.29)]:

$$b_e = \frac{3600}{0{,}287 \times 41.000} = 0{,}306 \text{ kg/kWh}$$

Ἐδῶ θά πρέπει νά τονίσομε ὅτι ὁ βαθμός ἀποδόσεως εἶναι στήν πράξη ἀκόμη μικρότερος, γιατί στούς προηγούμενους ὑπολογισμούς, γιά λόγους ἁπλοποιήσεως, ἀποφύγαμε τή χρησιμοποίηση καί ἄλλων στοιχείων.

11) Ὑπολογισμός τοῦ θεωρητικοῦ θερμοδυναμικοῦ κύκλου.

Ὁ θερμοδυναμικός κύκλος τῆς ἐγκαταστάσεως, πού ἐξετάσαμε προηγουμένως φαίνεται στό σχῆμα 9.4ε. Γιά νά βροῦμε τό θεωρητικό βαθμό ἀποδόσεως, θά ἐφαρμόσομε τίς ἐξισώσεις (9.13) ἕως (9.19) μέ τά στοιχεῖα πού ἤδη ἔχομε βρεῖ. Ἔτσι ἀπό:

Ἐξίσωση (9.17): $$m_1 = \frac{h_1 - h_{11}}{h_3 - h_{11}} = \frac{838 - 608{,}34}{3175 - 608{,}34} = 0{,}089$$

Ἐξίσωση (9.18): $$m_2 = \frac{(1 - m_1)(h_{10} - h_9)}{h_4 - h_9} = \frac{0{,}911 \times (603{,}36 - 400{,}6)}{2915 - 400{,}6} = 0{,}073$$

Ἐξίσωση (9.19): $$m_3 = \frac{(1 - m_1 - m_2)(h_9 - h_8)}{h_5 - h_8} =$$

$$= \frac{0.84 \times (400{,}6 - 138{,}25)}{2675 - 138{,}25} = 0{,}087$$

Ἐξίσωση (9.13): $$\begin{aligned} w_t &= (h_2 - h_3) + (1 - m_1)(h_3 - h_4) + (1 - m_1 - m_2)(h_4 - h_5) + \\ &+ (1 - m_1 - m_2 - m_3)(h_5 - h_6) \\ &= (3435 - 3175) + 0{,}911 \times (3175 - 2915) + \\ &+ 0{,}84 \times (2915 - 2676) + 0{,}751\,(2675 - 2329) = \\ &= (260 + 236{,}9 + 200{,}3 + 260) = 957 \text{ kJ/kg} \end{aligned}$$

Ἐξίσωση (9.14β): $$\begin{aligned} w_p &= w_{p_1} + w_{p_2} = (h_8 - h_7)(1 - m_1 - m_2 - m_3) + \\ &+ (h_{11} - h_{10})(1 - m_1) = (138{,}25 - 137{,}85) \times 0.751 + \\ &+ (608{,}34 - 603{,}36) \times 0{,}911 = 4{,}84 \text{ kJ/kg} \end{aligned}$$

Ἐξίσωση (9.16): $\eta_\theta = \dfrac{w_t - w_p}{h_2 - h_1} = \dfrac{975 - 4{,}84}{3435 - 838} = 0{,}37$ ἤ 37%

Συγκρίνοντας τό θεωρητικό θερμικό βαθμό ἀποδόσεως (37%) μέ τόν πραγματικό (28,7%), βλέπομε ὅτι ὑπάρχει μία διαφορά μεταξύ τους, ἡ ὁποία ὅμως δέν εἶναι ἰδιαίτερα μεγάλη. Αὐτό μᾶς ἐπιτρέπει νά ποῦμε ὅτι οἱ ἁπλές σχέσεις πού δώσαμε γιά τούς θεωρητικούς θερμοδυναμικούς κύκλους μᾶς βοηθοῦν νά πετύχομε ἀποτελέσματα πού δέν διαφέρουν σημαντικά ἀπό τήν πραγματικότητα, ἐνῶ συγχρόνως μᾶς ἀπαλλάσσουν ἀπό τούς πολύπλοκους ὑπολογισμούς πού εἴδαμε στό παράδειγμα αὐτό.

9.8 Ἀσκήσεις.

1. Σέ ἕνα κύκλο Carnot τό ἐργαζόμενο μέσο εἶναι ἀτμός καί λειτουργεῖ μεταξύ τῶν πιέσεων 70 bar καί 0,07 bar. Νά βρεθεῖ: α) Ὁ θερμικός βαθμός ἀποδόσεως καί β) τό ἔργο πού παράγεται ἀνά μονάδα μάζας τοῦ ἐργαζόμενου μέσου.

(*Ἀπ:* 44%, 969 kJ/kg)

2. Ἀπό τό λέβητα μιᾶς ἐγκαταστάσεως ἀτμοστροβίλου ἐξέρχεται ἀτμός σταθερῆς παροχῆς καί εἰσέρχεται στό στρόβιλο μέ πίεση 3×10^6 N/m^2 καί θερμοκρασία 350°C. Στό στρόβιλο ἐκτονώνεται μέχρι πίεση 7×10^3 N/m^2. Ὁ συμπυκνωμένος ἀτμός (συμπύκνωμα) ἐπανέρχεται στό λέβητα μέ μιά τροφοδοτική ἀντλία. Ὁ ἐσωτερικός βαθμός ἀποδόσεως τοῦ στροβίλου καί τῆς ἀντλίας εἶναι 70% καί 50% ἀντίστοιχα. Ὁ στρόβιλος καί ἡ ἀντλία εἶναι μονωμένες ἀδιαβατικά καί ἡ κινητική καί δυναμική ἐνέργεια ἀμελητέες. Νά βρεθεῖ: α) Ὁ βαθμός ξηρότητας τοῦ ἀτμοῦ καθώς ἐξέρχεται ἀπό τό στρόβιλο καί β) τό ἔργο πού παράγει ὁ στρόβιλος ἀνά μονάδα μάζας τοῦ ἐργαζόμενου μέσου.

(*Ἀπ.:* α) 0,929, β) 715,7 kJ/kg)

3. Ἡ ἐγκατάσταση προώσεως ἑνός πλοίου λειτουργεῖ μέ βάση τό ἀναγεννητικό κύκλο ἀτμου μέ δύο προθερμαντῆρες. Ὁ ἀτμός ἐξέρχεται ἀπό τό λέβητα μέ πίεση 60 bar καί θερμοκρασία 500°C καί ἐκτονώνεται ἰσοεντροπικά μέχρι τήν πίεση στό ψυγεῖο 0,05 bar. Οἱ ἀπομαστεύσεις ἀπό τό στρόβιλο γίνονται σέ πιέσεις 1,4 bar καί 13.5 bar. Ζητεῖται ὁ θερμικός βαθμός ἀποδόσεως τῆς ἐγκαταστάσεως.

(*Ἀπ.:* 44%)

4. Μιά ἐγκατάσταση ἀτμοῦ ἀποτελεῖται ἀπό ἕνα στρόβιλο Υ.Π. καί ἕνα στρόβιλο Χ.Π. Ὁ ἀτμός ἐκτονώνεται ἰσοεντροπικά στό στρόβιλο Υ.Π. ἀπό πίεση 2×10^6 N/m^2 καί θερμοκρασία 350 °C μέχρι πίεση $0{,}1 \times 10^6$ N/m^2. Ἡ ἰσοεντροπική ἐκτόνωση συνεχίζεται στό στρόβιλο Χ.Π. μέχρι τήν πίεση 7 kN/m^2. Νά βρεθεῖ τό ἔργο τοῦ στροβίλου Υ.Π. ὡς ποσοστό ἐπί τά ἑκατό τοῦ συνολικοῦ ἔργου τῶν δύο στροβίλων.

(*Ἀπ.:* 62.7%)

5. Ἡ ἐγκατάσταση ἀτμοστροβίλου ἑνός πλοίου, ἰσχύος 40.000 kW, τροφοδοτεῖται ἀπό ὑπέρθερμο ἀτμό πιέσεως 60 bar καί θερμοκρασίας 500°C. Ὑπάρχουν δύο ἀπομαστεύσεις σέ πίεση 20 bar καί 2 bar. Μετά τήν ἀπομάστευση σέ 20 bar, ὁ ἀτμός ἀναθερμαίνεται στούς 450°C. Ἡ πίεση στό ψυγεῖο εἶναι 0,05 bar. Ζητεῖται νά βρεθεῖ: α) Ὁ βαθμός ἀποδόσεως τῆς ἐγκαταστάσεως, β) οἱ παροχές τῶν δύο ἀπομαστεύσεων καί γ) ἡ παροχή πρός τό στρόβιλο.

(*Ἀπ.:* α) 45%, β) 5,14, καί 3,85 kg/s, γ) 33 kg/s)

6. Μιά ἐγκατάσταση ἀτμοστροβίλου λειτουργεῖ μέ βάση τόν κύκλο Rankine μέ μία ἀναθέρμανση. Ὁ ἀτμός εἰσέρχεται στό στρόβιλο μέ πίεση 80 bar καί θερμοκρασία 480°C καί ἀναθερμαίνεται στούς 450°C μέ πίεση 12 bar. Ἡ πίεση στό ψυγεῖο εἶναι 0,07 bar. Ζητεῖται: α) τό ὠφέλιμο ἔργο καί β) ὁ βαθμός ἀποδόσεως τῆς ἐγκαταστάσεως.

(*Ἀπ.:* α) 1565 kJ/kg, β) 42%)

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΔΕΚΑΤΟ

ΚΥΚΛΟΙ ΙΣΧΥΟΣ ΜΗΧΑΝΩΝ ΕΣΩΤΕΡΙΚΗΣ ΚΑΥΣΕΩΣ

10.1 Γενικά.

Ὅλοι γνωρίζομε ὅτι μία ἀπό τίς πιό σπουδαῖες μονάδες παραγωγῆς ἰσχύος εἶναι ἡ μηχανή ἐσωτερικῆς καύσεως. Τήν ὀνομάζομε ἔτσι γιατί σέ ἀντίθεση μέ τόν ἀτμοστρόβιλο, μέσα στήν ἴδια τή μηχανή παράγεται καί ἡ θερμότητα ἀπό τή χημική ἐνέργεια τοῦ καυσίμου καί τό ἔργο. Τό καύσιμο πού χρησιμοποιοῦμε σ' αὐτές τίς μηχανές εἶναι ἕνα μίγμα ὑδρογονανθράκων ὅπως τό πετρέλαιο ντῆζελ, ἡ βενζίνη, τό φυσικό ἀέριο κλπ.

Τίς μηχανές ἐσωτερικῆς καύσεως τίς κατατάσσομε σέ δύο τύπους, ἀνάλογα μέ τόν τρόπο λειτουργίας τους: τόν ***παλινδρομικό*** καί τόν ***περιστροφικό*** τύπο πού θά δοῦμε παρακάτω. Στόν πρῶτο τύπο ἀνήκουν οἱ μηχανές Diesel καί οἱ βενζινομηχανές πού εἶναι σέ ὅλους μας γνωστές. Ἡ μηχανή Diesel χρησιμοποιεῖται κυρίως γιά τή πρόωση τῶν πλοίων, πιό πολύ ἀπό ὅλες τίς ἄλλες προωστήριες ἐγκαταστάσεις (ἀτμοστρόβιλος, ἀεριοστρόβιλος). Χρησιμοποιεῖται ἐπίσης γιά τήν παραγωγή ἠλεκτρικῆς ἰσχύος καί τή λειτουργία ὁρισμένων βοηθητικῶν μηχανημάτων (βαροῦλκα, ἀντλίες κλπ.). Ἀντίθετα, ἡ βενζινομηχανή ἔχει μικρή σχετικά ἐφαρμογή στά πλοῖα, ὅπου χρησιμοποιεῖται γιά τήν κίνηση βοηθητικῶν μηχανημάτων μικρῆς ἰσχύος. Στό δεύτερο τύπο, δηλαδή τόν περιστροφικό, ἀνήκουν οἱ μηχανές Vankel καί οἱ ἀεριοστρόβιλοι. Οἱ μηχανές Vankel δέν χρησιμοποιοῦνται στίς ναυτικές ἐγκαταστάσεις, ἐνῶ οἱ ἀεριοστρόβιλοι ἐξακολουθοῦν ἀκόμη καί σήμερα νά ἔχουν περιορισμένη ἐφαρμογή γιά λόγους πού θά δοῦμε στό ἑπόμενο κεφάλαιο. Ἐδῶ θά περιορισθοῦμε στήν ἐξέταση τῆς μηχανῆς Diesel καί τῆς βενζινομηχανῆς καί θά δώσομε καί μερικά στοιχεῖα γιά τή μηχανή Vankel.

Ὅπως καί στό προηγούμενο κεφάλαιο γιά τούς κύκλους ἰσχύος ἀτμοῦ ἔτσι καί ἐδῶ θά δοῦμε πρῶτα συνοπτικά τίς διεργασίες τοῦ θερμοδυναμικοῦ κύκλου καί στή συνέχεια τό μηχανικό κύκλο, περιγράφοντας τά ἐξαρτήματα τῆς μηχανῆς Diesel καί τῆς βενζινομηχανῆς γιά νά καταλάβομε τόν τρόπο λειτουργίας τους. Ἔχοντας τή φυσική ἔννοια τῆς λειτουργίας θά μπορέσομε στή συνέχεια νά προχωρήσομε εὔκολα στή λεπτομερή ἀνάλυση τοῦ θερμοδυναμικοῦ κύκλου. Στοιχεῖα τῶν ἐξαρτημάτων πού ἀφοροῦν τή σχεδίαση καί κατασκευή τους δέν θά μᾶς ἀπασχολήσουν μιά καί αὐτό ἀποτελεῖ ἀντικείμενο ἄλλου μαθήματος.

10.2 Κύκλος Diesel.

Ὁ κύκλος Diesel ἐφαρμόσθηκε γιά πρώτη φορά τό 1900 ἀπό τόν R. Diesel. Σήμερα στόν κύκλο αὐτό βασίζονται οἱ περισσότερες μηχανές ἐσωτερικῆς καύσεως, πού φέρουν τό ἴδιο ὄνομα καί χρησιμοποιοῦνται πάρα πολύ τόσο στά πλοῖα ὅσο καί στίς ἐγκαταστάσεις ξηρᾶς.

10.2.1 Θερμοδυναμικός κύκλος.

Στήν ἐξέταση τοῦ θερμοδυναμικοῦ κύκλου Diesel θά δεχθοῦμε τά ἑξῆς:

α) Ὁ θερμοδυναμικός κύκλος εἶναι ἰδανικός (θεωρητικός). Αὐτό σημαίνει ὅτι στήν πράξη οἱ διάφορες φάσεις τῆς λειτουργίας μιᾶς μηχανῆς δέν ταυτίζονται ἀπόλυτα μέ τίς ἀντίστοιχες τοῦ θεωρητικοῦ κύκλου. Οἱ διαφορές πού ἐμφανίζονται ὀφείλονται σέ μηχανικούς λόγους (τριβές κλπ.) καί σέ θερμοδυναμικούς περιορισμούς (δεύτερος θερμοδυναμικός νόμος).

β) Τό ἐργαζόμενο μέσο εἶναι ἀέρας, δηλαδή ὑπακούει στό νόμο τῶν τελείων ἀερίων. Αὐτό μᾶς διευκολύνει νά ἐξετάσομε τίς ἀλλαγές καταστάσεως τοῦ μέσου χωρίς περίπλοκους μαθηματικούς ὑπολογισμούς, πού χρειάζονται γιά τό πραγματικό ἀέριο (ἀέρας - καύσιμο), χωρίς ἐπίσης καί νά ξεφεύγομε πολύ ἀπό τήν πράξη. Γι' αὐτό καί ὁ κύκλος αὐτός ὀνομάζεται καί ***κύκλος ἀέρα Diesel***.

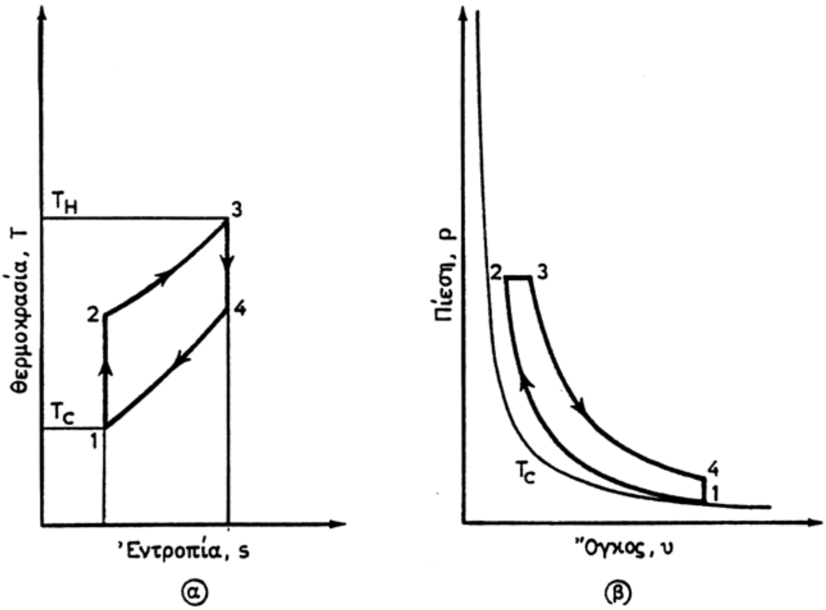
γ) Ὁ κύκλος εἶναι «κλειστός». Στήν πράξη, βέβαια, ὁ κύκλος μιᾶς μηχανῆς Diesel εἶναι «ἀνοικτός» γιατί στήν ἀρχή τοῦ δίνομε ἀέρα γιά τήν καύση καί στό τέλος τά καυσαέρια, πού εἶναι προϊόντα τῆς καύσεως, ὁδηγοῦνται στήν ἀτμόσφαιρα· ἐνῶ στόν «κλειστό» κύκλο, τό ἐργαζόμενο μέσο ἐπανέρχεται στήν ἀρχική του κατάσταση. Ἀφοῦ ὅμως θεωρήσαμε ὅτι τό ἐργαζόμενο μέσο εἶναι ἀέρας (ἀτμοσφαιρικός) μποροῦμε προσεγγιστικά νά δεχθοῦμε αὐτή τήν ἁπλοποίηση.

Ὁ θερμοδυναμικός κύκλος Diesel στά διαγράμματα T-s καί p-υ φαίνεται στό σχῆμα 10.2α. Ὅπως βλέπομε ἀποτελεῖται ἀπό τίς ἑξῆς διεργασίες: δύο ἰσοεντροπικές 1 - 2 καί 3 - 4, μία ὑπό σταθερή πίεση 2 - 3, καί μία ὑπό σταθερό ὄγκο 4 - 1. Κατά τήν ἰσοεντροπική διεργασία 3 - 4 ἔχομε τήν παραγωγή τοῦ ἔργου τοῦ κύκλου ἐνῶ ἡ θερμότητα προσδίνεται κατά τή διεργασία ὑπό σταθερή πίεση 2 - 3.

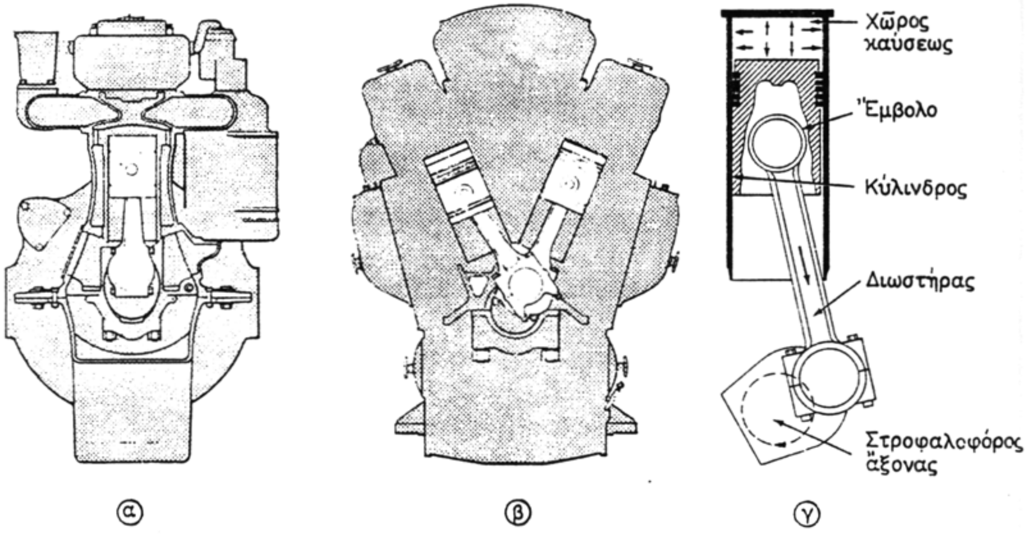
Πρίν προχωρήσομε στή λεπτομερή ἀνάλυση τοῦ θερμοδυναμικοῦ κύκλου, θά δοῦμε πρῶτα ἀπό τί ἀποτελεῖται μία μηχανή Diesel καί πῶς ἐπιτυγχάνονται οἱ πιό πάνω διεργασίες.

10.2.2 Στοιχειώδης περιγραφή μηχανῆς Diesel. Μηχανικός κύκλος.

Ἡ μηχανή Diesel ἔχει τή μορφή τοῦ σχήματος 10.2β καί ἀποτελεῖται ἀπό ἕνα ἤ περισσότερους κυλίνδρους, πού εἶναι συνδεμένοι εἴτε σέ σειρά, ὅπως στό σχῆμα 10.2β(α), εἴτε ὑπό γωνία, ὅπως στό σχῆμα 10.2β(β). Μέσα σέ κάθε κύλινδρο παλινδρομεῖ ἕνα ἔμβολο πού συνδέεται μέ τό στροφαλοφόρο ἄξονα τῆς μηχανῆς μέσω τοῦ διωστήρα [σχ. 10.2β(γ)]. Ὁ στροφαλοφόρος ἄξονας στηρί-

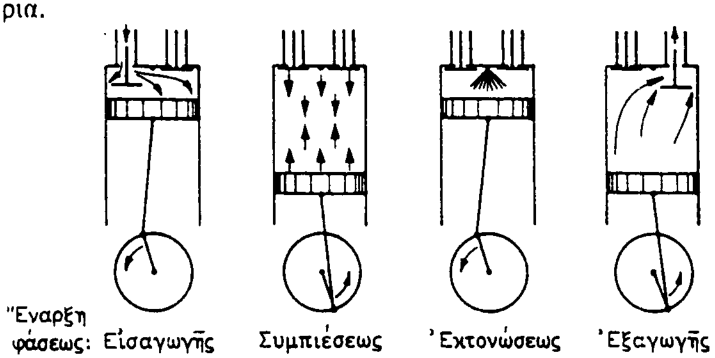


Σχ. 10.2α.
Θερμοδυναμικός κύκλος Diesel: α) Στό διάγραμμα T-s καί β) στό διάγραμμα p-υ.



Σχ. 10.2β.
α), β) Διάταξη κυλίνδρων μηχανῆς Diesel. γ) Τομή κυλίνδρου.

ζεται σέ τριβεῖς (κουζινέτα) πού εἶναι στερεωμένα στό κάτω μέρος τοῦ σώματος τῆς μηχανῆς. Στό ἐπάνω μέρος τοῦ κυλίνδρου εἶναι τοποθετημένες οἱ βαλβίδες εἰσαγωγῆς καί ἐξαγωγῆς· ἀπό τίς βαλβίδες εἰσαγωγῆς εἰσέρχεται ὁ ἀέρας πού χρειάζεται γιά τήν καύση καί ἀπό τίς βαλβίδες ἐξαγωγῆς ἐξέρχονται τά προϊόντα τῆς καύσεως, δηλαδή τά καυσαέρια (σχ. 10.2γ). Ἀνάμεσα ἀπό τίς βαλβίδες βρίσκεται ὁ καυστήρας ὁ ὁποῖος δίνει τό καύσιμο στή μηχανή. Ἄν ἡ μηχανή προορίζεται γιά τήν πρόωση ἑνός πλοίου, τότε ὁ στροφαλοφόρος ἄξονας συνδέεται μέ τόν ἑλικοφόρο ἄξονα ὁ ὁποῖος στήν ἄκρη του φέρει τήν ἕλικα πού δίνει κίνηση στό πλοῖο. Ἄν ἡ μηχανή προορίζεται γιά τήν παραγωγή τῆς ἠλεκτρικῆς ἰσχύος τοῦ πλοίου, τότε ὁ στροφαλοφόρος ἄξονας συνδέεται μέ τή γεννήτρια.



Σχ. 10.2γ.
Φάσεις λειτουργίας μηχανῆς Diesel.

Ἡ λειτουργία τῆς μηχανῆς ἀρχίζει μέ τήν εἰσαγωγή τοῦ ἀέρα μέσα στό χῶρο καύσεως, ὅπου, μετά τήν παροχή τοῦ καυσίμου γίνεται ἡ ἀνάφλεξη. Τό ἀποτέλεσμα τῆς ἀναφλέξεως εἶναι ἡ παραγωγή τῶν καυσαερίων καί συγχρόνως ἡ αὔξηση τῆς θερμοκρασίας στό χῶρο καύσεως. Μέ τήν αὔξηση τῆς θερμοκρασίας ἔχομε αὔξηση καί τῆς πιέσεως ἡ ὁποία ἀναγκάζει τό ἔμβολο νά κινηθεῖ. Ἡ κίνηση τοῦ ἐμβόλου μεταφέρεται μέσω τοῦ διωστήρα στό στροφαλοφόρο ἄξονα, ὁ ὁποῖος ἀρχίζει νά κινεῖται περιστροφικά παρασύροντας, ἀνάλογα μέ τήν περίπτωση, τόν ἑλικοφόρο ἄξονα ἤ τόν ἄξονα τῆς γεννήτριας. Ἔτσι ἡ παλινδρομική κίνηση τοῦ ἐμβόλου μετατρέπεται σέ περιστροφική κίνηση τοῦ στροφαλοφόρου ἄξονα πού μᾶς δίνει τό ὠφέλιμο ἔργο τῆς μηχανῆς. Γιά νά συνεχίσει ἡ μηχανή τή λειτουργία της, τά καυσαέρια, ἀπό τό χῶρο καύσεως ὁδηγοῦνται μέσω τῶν βαλβίδων ἐξαγωγῆς στήν ἀτμόσφαιρα, ἐνῶ μιά νέα ποσότητα ἀέρα καί καυσίμου εἰσέρχεται στόν ἴδιο χῶρο καί ἡ διαδικασία ἐπαναλαμβάνεται (σχ. 10.2γ).

Ἀπό τήν πιό πάνω περιγραφή βλέπομε ὅτι ἀπό τήν εἰσαγωγή τοῦ ἀέρα καί τοῦ καυσίμου μέχρι τήν ἐξαγωγή τῶν καυσαερίων καί τή νέα εἰσαγωγή ἀέρα - καυσίμου, περνᾶμε ἀπό διάφορες φάσεις πού ἔχουν σχέση τόσο μέ τό μηχανισμό τῆς μηχανῆς ὅσο καί μέ τή μετατροπή τῶν ἐνεργειῶν.

Ἄμεση σχέση μέ τίς φάσεις τῆς λειτουργίας τῆς μηχανῆς ἔχει ἡ διαδρομή τοῦ ἐμβόλου, πού εἶναι ἡ κατακόρυφη ἀπόσταση τήν ὁποία μπορεῖ νά ἐκτελέσει τό ἔμβολο μέσα στόν κύλινδρο. Τό ἄνω καί κάτω ὅριο τῆς διαδρομῆς τοῦ ἐμβόλου ὀνομάζεται ***ἄνω*** καί ***κάτω νεκρό σημεῖο*** ἀντίστοιχα (Α.Ν.Σ. καί Κ.Ν.Σ.). Ὁ ἀριθμός τῶν διαδρομῶν πού ἐκτελεῖ τό ἔμβολο σέ ἕνα πλήρη κύκλο λειτουργίας τῆς μηχανῆς περιορίζεται σέ δύο ἤ τέσσερις, ἀνάλογα μέ τόν τύπο τῆς μηχανῆς. Συναντᾶμε λοιπόν δύο μηχανικούς κύκλους στίς μηχανές Diesel: τόν 4χρονο καί τό 2χρονο κύκλο.

Ἄς δοῦμε τώρα ποιά σχέση ὑπάρχει μεταξύ τῶν φάσεων τοῦ κύκλου λειτουργίας καί τοῦ ἀριθμοῦ τῶν διαδρομῶν τοῦ ἐμβόλου στούς πιό πάνω δύο μηχανικούς κύκλους. Οἱ φάσεις τῆς λειτουργίας εἶναι τέσσερις, ἀνεξάρτητα ἀπό τό τύπο τῆς μηχανῆς Diesel (σχ. 10.2γ):

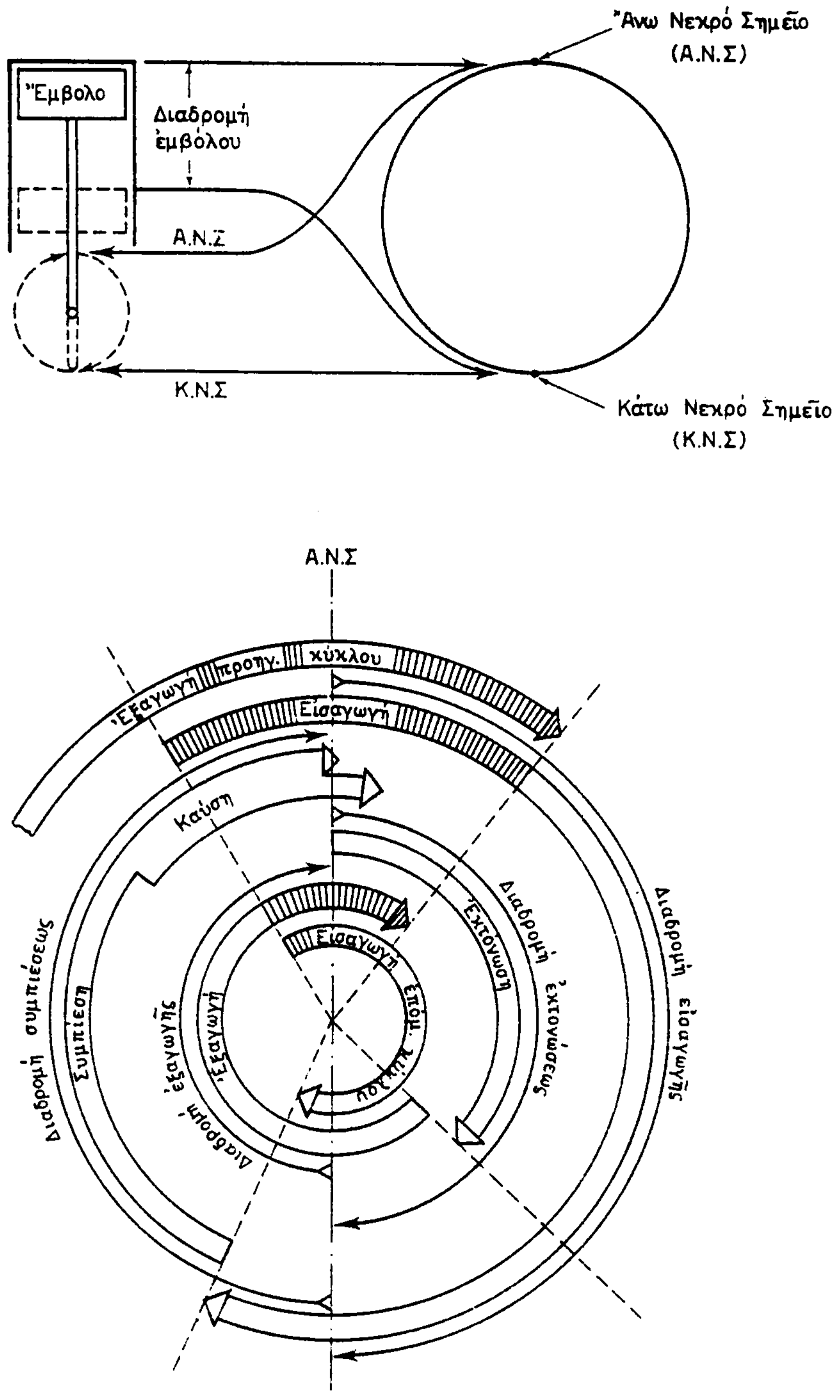
— Ἡ εἰσαγωγή, κατά τήν ὁποία εἰσέρχεται ὁ ἀέρας στή μηχανή γιά τήν καύση τοῦ καυσίμου.
— Ἡ συμπίεση, κατά τήν ὁποία γίνεται ἡ συμπίεση τοῦ μίγματος τοῦ ἀέρα πού ἔχει ἤδη μπεῖ στή μηχανή.
— Ἡ ἐκτόνωση, κατά τήν ὁποία τά καυσαέρια ἐκτονώνονται μέσα στόν κύλινδρο προκαλώντας τή μετακίνηση τοῦ ἐμβόλου.
— Ἡ ἐξαγωγή, κατά τήν ὁποία τά καυσαέρια, μετά τήν ἐκτόνωσή τους, ἐξέρχονται ἀπό τή μηχανή.

Ἐδῶ θά πρέπει νά τονίσομε ὅτι στό τέλος τῆς φάσεως τῆς συμπιέσεως καί στήν ἀρχή τῆς φάσεως τῆς ἐκτονώσεως γίνεται ἡ ***ἔγχυση*** τοῦ καυσίμου καί ἡ ***ἀνάφλεξη*** τοῦ μίγματος ἀέρα - καυσίμου. Ἔτσι μπορεῖ κανείς νά θεωρήσει ὅτι οἱ φάσεις τῆς λειτουργίας τῆς μηχανῆς Diesel εἶναι ἕξι καί ὄχι τέσσερις. Ἄν καί πραγματικά ἔτσι συμβαίνει, στήν πράξη ἔχει καθιερωθεῖ νά λέμε ὅτι οἱ φάσεις εἶναι τέσσερις, γιατί οἱ φάσεις τῆς εἰσαγωγῆς, συμπιέσεως, ἐκτονώσεως καί ἐξαγωγῆς καλύπτουν μιά ἤ περισσότερες διαδρομές τοῦ ἐμβόλου, ὅπως θά δοῦμε ἀμέσως πιό κάτω.

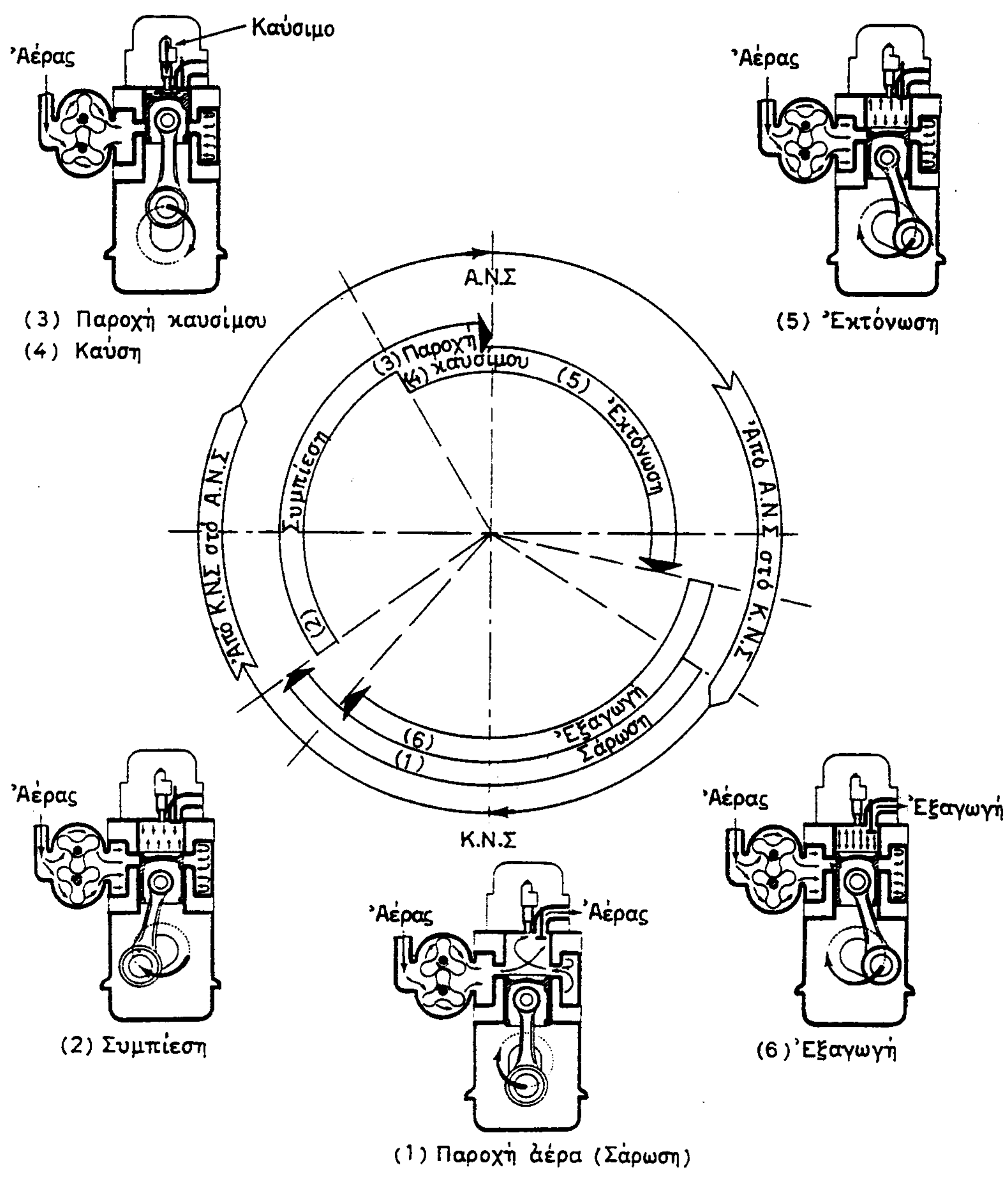
Στήν 4χρονη μηχανή, οἱ τέσσερις φάσεις τοῦ κύκλου λειτουργίας ἀντιστοιχοῦν σέ ἰσάριθμες διαδρομές τοῦ ἐμβόλου. Ἔχομε δηλαδή διαδρομή εἰσαγωγῆς, συμπιέσεως, ἐκτονώσεως καί ἐξαγωγῆς. Αὐτό σημαίνει ὅτι ὁ κύκλος ὁλοκληρώνεται σέ δύο περιστροφές τοῦ στροφαλοφόρου ἄξονα, ὅπως φαίνεται παραστατικά στό σχῆμα 10.2δ, ὅπου ἐπίσης φαίνεται ἡ σχέση μεταξύ τῶν διαδρομῶν τοῦ ἐμβόλου καί τῶν φάσεων.

Ἀντίθετα, στή 2χρονη μηχανή ὁ κύκλος λειτουργίας ὁλοκληρώνεται σέ δύο διαδρομές τοῦ ἐμβόλου πού ἀντιστοιχοῦν στίς φάσεις ***εἰσαγωγή - συμπίεση*** καί ***ἐκτόνωση - ἐξαγωγή***, ὅπως φαίνεται παραστατικά στό σχῆμα 10.2ε, δηλαδή σέ μιά περιστροφή τοῦ στροφαλοφόρου ἄξονα.

Ἡ διαφορά μεταξύ τοῦ 4χρονου καί 2χρονου κύκλου ἀπό τή σκοπιά τοῦ μηχανισμοῦ εἶναι ὁ ἀριθμός τῶν διαδρομῶν. Μιά ὅμως πιό σημαντική διαφορά εἶναι ὅτι ὁ 2χρονος κύκλος δίνει δύο φορές περισσότερο ἔργο ἀπό τόν 4χρονο κύκλο, ἀφοῦ ὅπως εἴδαμε ἐκτελεῖ δύο διαδρομές σέ ἕνα πλήρη κύκλο λειτουργίας ἀντί τῶν τεσσάρων διαδρομῶν πού ἐκτελεῖ ὁ 4χρονος κύκλος Diesel.



Σχ. 10.2δ.
Διαδρομές ἐμβόλου καί φάσεις λειτουργίας μιᾶς 4χρονης μηχανῆς Diesel.

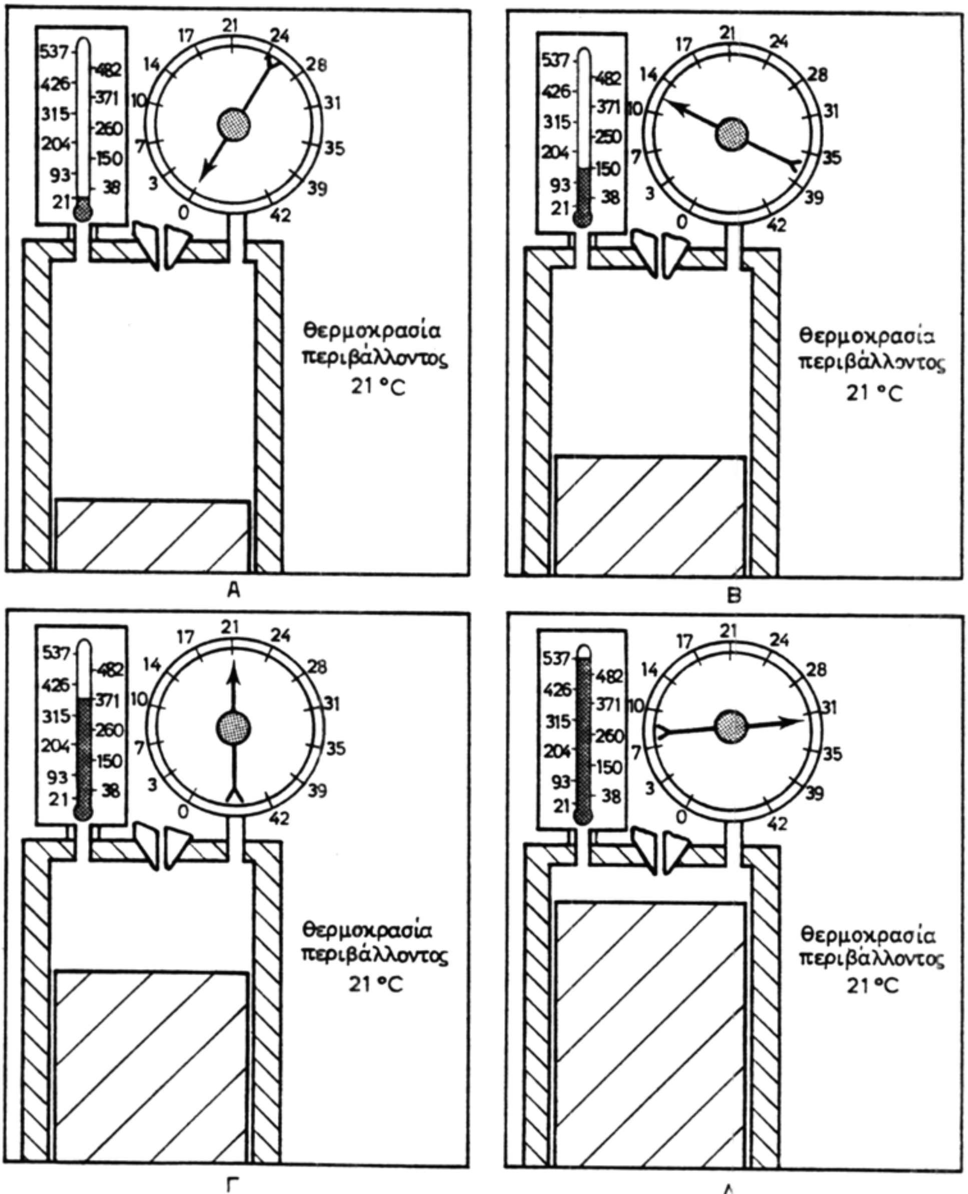


Σχ. 10.2ε.
Διαδρομὲς ἐμβόλου καὶ φάσεις λειτουργίας μιᾶς 2χρονης μηχανῆς Diesel.

10.2.3 'Ανάλυση θερμοδυναμικοῦ κύκλου.

Πρίν προχωρήσομε στή θερμοδυναμική ἀνάλυση τοῦ κύκλου πρέπει νά διευκρινίσομε περιγραφικά τή σχέση πού ὑπάρχει μεταξύ τῆς πιέσεως, τοῦ ὄγκου καί τῆς θερμοκρασίας τοῦ ἐργαζόμενου μέσου (ἀέρα) καί τῶν θέσεων τοῦ ἐμβόλου μέσα στόν κύλινδρο στίς φάσεις λειτουργίας πού ἀναφέραμε πιό πάνω.

Στό σχῆμα 10.2στ φαίνεται ὁ κύλινδρος καί τό ἔμβολο μιᾶς μηχανῆς Diesel, ὅπου ἔχομε τοποθετήσει ἕνα θερμόμετρο καί ἕνα πιεσόμετρο. Στή θέση **Α** ἡ πίεση τοῦ ἀέρα μέσα στόν κύλινδρο εἶναι μία ἀτμόσφαιρα καί ἡ θερμοκρασία

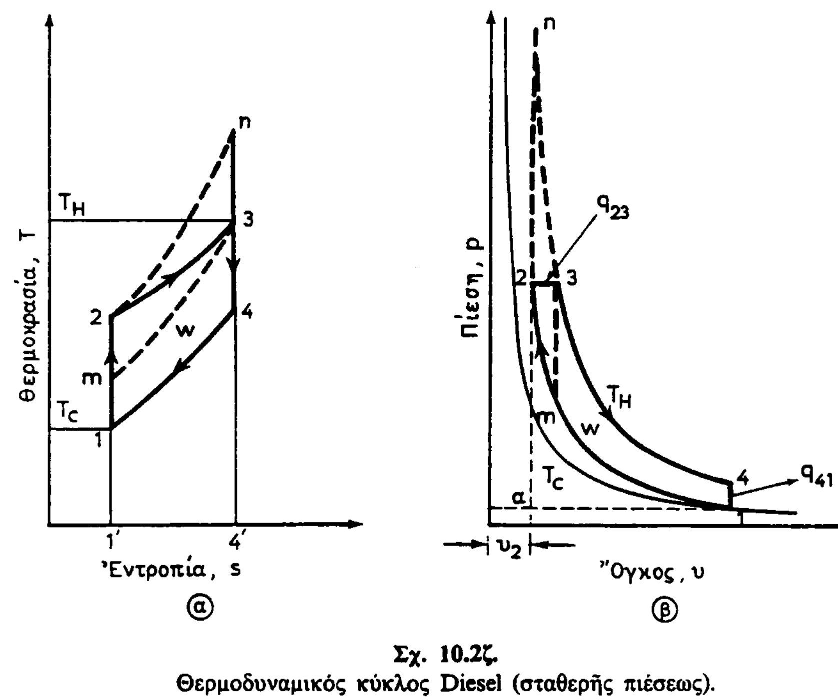


Σχ. 10.2στ.

Παραστατική σχέση μεταξύ πιέσεως, ὄγκου καί θερμοκρασίας καί τῶν θέσεων τοῦ ἐμβόλου μέσα στόν κύλινδρο.

μέσα καί ἔξω ἀπό τόν κύλινδρο 21°C. Ὅταν τό ἔμβολο ἀρχίζει νά ἀνεβαίνει πρός τά πάνω (φάση συμπιέσεως), ὁ ὄγκος τοῦ ἀέρα μειώνεται, ἡ πίεση αὐξάνει καί ἡ θερμοκρασία ἀνεβαίνει (Β καί Γ). Ὅταν τό ἔμβολο φθάσει Α.Ν.Σ. (θέση Δ), παρατηροῦμε μιά σημαντική αὔξηση τῆς πιέσεως καί τῆς θερμοκρασίας καί μιά ἀντίστοιχη μείωση τοῦ ὄγκου. Ἔχομε δηλαδή μιά αὔξηση τῆς θερμοκρασίας ἀπό 21° σέ 530°C καί τῆς πιέσεως ἀπό 0 σέ 31 bar. Αὐτή ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀέρα εἶναι ἀρκετή γιά νά προκαλέσει τήν αὐτανάφλεξη τοῦ μίγματος καυσίμου - ἀέρα πού ἔχει στό μεταξύ μπεῖ στόν κύλινδρο. Ἀμέσως μετά τήν αὐτανάφλεξη τοῦ μίγματος ἔχομε μιά ἀπότομη αὔξηση τῆς πιέσεως καί τῆς θερμοκρασίας. Ἡ πίεση αὐτή ὠθεῖ τό ἔμβολο πρός τά κάτω, ὁπότε τά καυσαέρια ἐκτονώνονται καί γρήγορα ἡ πίεση καί ἡ θερμοκρασία ἐλαττώνονται. Ἀντίθετα, ὁ ὄγκος αὐξάνεται μέχρι νά ἔρθει τό ἔμβολο στή θέση Α τοῦ σχήματος 10.2στ.

Ἄς προχωρήσομε τώρα στήν ἀνάλυση τοῦ κύκλου. Ὁ θεωρητικός κύκλος Diesel ἀποτελεῖται ἀπό τίς τέσσερις φάσεις πού ἤδη ἀναφέραμε, δηλαδή τή φάση τῆς εἰσαγωγῆς, τῆς συμπιέσεως, τῆς ἐκτονώσεως καί τῆς ἐξαγωγῆς. Σχηματικά οἱ φάσεις αὐτές στά διαγράμματα T - s καί p - υ φαίνονται στό σχῆμα 10.2ζ. Ἀπό τό σημεῖο α [σχ. 10.2ζ(β)] ἀρχίζει ἡ φάση τῆς ***εἰσαγωγῆς*** τοῦ ἀέρα μέσα στόν κύλινδρο, μέ σταθερή πίεση p_1, μέχρι τό σημεῖο 1. Ἀπό τό σημεῖο αὐτό ἀρχίζει ἡ φάση τῆς ***συμπιέσεως*** τοῦ ἀέρα, ἡ ὁποία ὁλοκληρώνεται στό σημεῖο 2 (p_2, $υ_2$, T_2), πού εἶναι τό Α.Ν.Σ. καί ὅπου ὁ ἀέρας καταλαμβάνει τόν



Σχ. 10.2ζ.
Θερμοδυναμικός κύκλος Diesel (σταθερῆς πιέσεως).

ὄγκο μεταξύ τοῦ ἐμβόλου καί τοῦ κυλίνδρου $υ_2$, πού ὀνομάζεται ***ὄγκος διακένων***. Τή διεργασία τῆς συμπιέσεως τή θεωροῦμε ὡς ἀναστρέψιμη καί ἀδιαβατική, δηλαδή ἰσοεντροπική. Ἀπό τό σημεῖο 2 ἀρχίζει ἡ φάση τῆς ***ἐκτονώσεως*** καθώς τό ἔμβολο μετακινεῖται πρός τό σημεῖο 4 πού εἶναι τό Κ.Ν.Σ. Ὅπως εἴπαμε καί πιό πάνω, στήν πράξη ἡ φάση αὐτή περιλαμβάνει ἐπίσης τήν παροχή τοῦ καυσίμου, τό ὁποῖο, μετά τήν ἀνάμιξή του μέ τόν ἀέρα, αὐταναφλέγεται λόγω τῆς ὑψηλῆς θερμοκρασίας πού δημιουργήθηκε ἀπό τή συμπίεση τοῦ ἀέρα. Στό θεωρητικό κύκλο ἡ παροχή καί ἡ ἀνάφλεξη τοῦ καυσίμου παριστάνεται ἀπό τή διεργασία 2 - 3, ὅπου δίνεται ἡ θερμότητα q_{23} μέ σταθερή πίεση ($p_2 = p_3$). Στό σημεῖο 3 ἡ κατάσταση τοῦ ἀέρα ὁρίζεται ἀπό τά p_3, $υ_3$, T_3. Ἀπό τό σημεῖο αὐτό ἀρχίζει ἡ καθαυτό φάση τῆς ἐκτονώσεως, πού ὁλοκληρώνεται στό σημεῖο 4 (p_4, $υ_4$, T_4). Στή διεργασία τῆς ἐκτονώσεως, τήν ὁποία θεωροῦμε ἐπίσης ὡς ἰσοεντροπική, παίρνομε τό ὠφέλιμο ἔργο μέ τήν περιστροφή τοῦ ἄξονα. Ἀπό τό σημεῖο 4 (p_4, $υ_4$, T_4) ἕως τό σημεῖο 1 (p_1, $υ_1$, T_1) ἔχομε τή φάση τῆς ***ἐξαγωγῆς*** τῶν καυσαερίων μέ τήν ὁποία ἀφαιρεῖται ἕνα ποσό θερμότητας q_{41} πρός τήν ἀτμόσφαιρα. Ἡ φάση αὐτή θεωροῦμε ὅτι γίνεται μέ σταθερό ὄγκο ($υ_1 = υ_4$). Ἡ γραμμή α - 1 δέν ἔχει καμιά ἔννοια στό διάγραμμα T - s, γιατί στή διαδρομή αὐτή ἡ μάζα τοῦ ἀέρα δέν εἶναι σταθερή.

Τό ἔργο πού παράγει ὁ κύκλος δίνεται ἀπό τήν ἐπιφάνεια 1 - 2 - 3 - 4 - 1, ἐνῶ τό ποσό τῆς θερμότητας πού προσδίνεται καί ἀφαιρεῖται ἀπό τόν κύκλο παριστάνεται ἀπό τίς ἐπιφάνειες τοῦ διαγράμματος T - s 1′ - 2 - 3 - 4′ - 1′ καί 1′ - 1 - 4 - 4′ - 1′ ἀντίστοιχα.

Τονίζομε ὅτι ὁ θερμοδυναμικός κύκλος πού περιγράψαμε εἶναι ὁ ἴδιος τόσο γιά τήν 4χρονη ὅσο καί τή 2χρονη μηχανή Diesel. Ὁ κύκλος Diesel ὀνομάζεται καί ***κύκλος σταθερῆς πιέσεως***, γιατί ἡ θερμότητα προσδίνεται μέ σταθερή πίεση.

Δεδομένου ὅτι θεωρήσαμε ὅτι ὁ ἀέρας ἀκολουθεῖ τούς νόμους τῶν τελείων ἀερίων, τά χαρακτηριστικά μεγέθη κάθε μιᾶς ἀπό τίς διεργασίες πού περιγράψαμε προκύπτουν ἀπό τίς ἐξισώσεις τοῦ ἕκτου Κεφαλαίου γιά κλειστά συστήματα. Μέ βάση τά μεγέθη αὐτά ἔχομε ὅτι:

Ἡ θερμότητα πού προσδίνεται στόν κύκλο, ἀνά μονάδα μάζας τοῦ ἐργαζόμενου μέσου, εἶναι:

$$q_{23} = c_p(T_3 - T_2) \qquad \text{σέ J/kg} \qquad (10.1α)$$

Ἡ θερμότητα πού ἀφαιρεῖται ἀπό τόν κύκλο, ἐπίσης ἀνά μονάδα μάζας τοῦ ἐργαζόμενου μέσου, εἶναι:

$$q_{41} = c_υ\,(T_4 - T_1) \qquad \text{σέ J/kg} \qquad (10.1β)$$

Τέλος, τό ὠφέλιμο ἔργο πού παράγει ὁ κύκλος ἀνά μονάδα μάζας τοῦ ἐργαζόμενου μέσου εἶναι, ἐξίσωση (7.3):

$$w = q_{23} - q_{41} = c_p(T_3 - T_2) - c_υ(T_4 - T_1) \qquad \text{σέ J/kg} \qquad (10.1γ)$$

όπότε ό βαθμός άποδόσεως τοῦ κύκλου Diesel εἶναι, ἐξίσωση (7.2):

$$\eta_\theta = \frac{w}{q_{23}} = 1 - \frac{c_\upsilon}{c_p}\,\frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} \qquad (10.1\delta)$$

ἤ μέ βάση τήν ἐξίσωση (6.11):

$$\eta_\theta = 1 - \frac{1}{k}\,\frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} \qquad (10.1\varepsilon)$$

Ἄν όρίσομε ώς βαθμό συμπιέσεως r, τό λόγο:

$$r = \frac{\upsilon_1}{\upsilon_2} \qquad (10.2)$$

καί ώς βαθμό καύσεως ρ_κ, τό λόγο:

$$\rho_\kappa = \frac{\upsilon_3}{\upsilon_2} \qquad (10.3)$$

ὅπου ό υ_2 εἶναι ό ***ὄγκος διακένων,***
τότε ἡ ἔκφραση τοῦ θεωρητικοῦ βαθμοῦ άποδόσεως η_θ ἐξίσωση (10.1ε), γίνεται:

$$\eta_\theta = 1 - \frac{1}{kr^{k-1}}\,\frac{\rho_\kappa^k - 1}{\rho_\kappa - 1} \qquad (10.4)$$

Ἀπό τήν ἐξίσωση (10.4) βλέπομε ὅτι ἡ ἀπόδοση τοῦ κύκλου Diesel αὐξάνεται ὅσο ό βαθμός συμπιέσεως r μεγαλώνει. Ἐπηρεάζεται ὅμως καί ἀπό τό βαθμό καύσεως ρ_κ. ό όποῖος, ὅταν παίρνει τήν τιμή τῆς μονάδας, τότε, γιά δεδόμενο r. ἔχομε τό μέγιστο βαθμό άποδόσεως τοῦ κύκλου.

Στήν πράξη ό βαθμός καύσεως ρ_κ εἶναι πάντα μεγαλύτερος τῆς μονάδας, όπότε, γιά νά βελτιώσομε τό βαθμό άποδόσεως η_θ καταφεύγομε στήν αὔξηση τοῦ βαθμοῦ συμπιέσεως r. Στίς σημερινές μηχανές οἱ τιμές τοῦ r κυμαίνονται μεταξύ 13 καί 16. Σημειώνομε ὅτι ὁ κύκλος Diesel πού ἀναπτύξαμε (σχ. 10.2ζ) δέν ἔχει τήν ἴδια μορφή στίς πραγματικές μηχανές Diesel. Γι' αὐτό ἄλλωστε τόν όνομάζομε καί θεωρητικό κύκλο, σέ ἀντιδιαστολή πρός τόν πραγματικό κύκλο πού θά ἀναπτύξομε πιό κάτω.

Γιά τόν ὑπολογισμό τοῦ ἔργου στή μονάδα τοῦ χρόνου, δηλαδή τῆς ἰσχύος, πρέπει νά λάβομε ὑπ' ὄψη μας τό ἄν πρόκειται γιά 4χρονο ἤ 2χρονο κύκλο, γιατί, ὅπως εἴπαμε στήν παράγραφο 10.2.2, στήν 4χρονη μηχανή ό κύκλος όλοκληρώνεται σέ δύο περιστροφές τοῦ στροφαλοφόρου ἄξονα, ἐνῶ στή 2χρονη σέ μιά περιστροφή. Αὐτό σημαίνει ὅτι τό ἔργο στή μονάδα τοῦ χρόνου τῆς 2χρονης εἶναι διπλάσιο ἀπό τήν 4χρονη, ὑπό τήν προϋπόθεση βέβαια ὅτι ὅλα τά ἄλλα τεχνικά στοιχεῖα (διαδρομή ἐμβόλου, ἀριθμός κυλίνδρων κλπ.) εἶναι κοινά καί γιά τούς δύο τύπους. Ἔτσι, ἡ ἰσχύς δίνεται ἀπό τή σχέση:

$$P_D = \frac{mwn}{60\alpha} \quad \text{σέ W} \qquad (10.5)$$

δπου: w τό ὠφέλιμο ἔργο ἀνά μονάδα μάζας τοῦ ἐργαζόμενου μέσου σέ J/kg,
m ἡ μάζα τοῦ ἐργαζόμενου μέσου σέ kg,
n οἱ στροφές ἀνά λεπτό (rpm) στροφαλοφόρου ἄξονα καί
$\alpha = 2$ γιά 4χρονο κύκλο καί
$\alpha = 1$ γιά 2χρονο κύκλο.

Παράδειγμα 1.

Μιά 2χρονη μηχανή Diesel ἐργάζεται μέ 1 kg ἀέρα, πού ἔχει στήν εἴσοδο τῆς μηχανῆς θερμοκρασία 20 °C. Μετά τήν καύση, ἡ πίεση καί ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀέρα εἶναι 45 bar καί 1278 °C ἀντίστοιχα. Στή συνέχεια, ὁ ἀέρας ἐκτονώνεται μέχρι πίεση 2 bar. Ὁ βαθμός συμπιέσεως εἶναι 16 καί ὁ δγκος τῶν διακένων 0,07 m^3. Γιά τόν ἀέρα $c_p = 1$ kJ/kg K καί $k = 1{,}4$. Ζητεῖται νά βρεθοῦν: α) Ἡ πίεση, ἡ θερμοκρασία καί ὁ δγκος δλων τῶν σημείων τοῦ κύκλου, β) τό ποσό τῆς θερμότητας πού προσδίνομε στόν κύκλο καί τό ποσό τῆς θερμότητας πού ἀποβάλλεται, γ) τό ὠφέλιμο ἔργο τοῦ κύκλου, δ) ὁ θερμικός βαθμός ἀποδόσεως, ἐπί τοῖς ἑκατό (%), ε) ἡ ἰσχύς τῆς μηχανῆς αὐτῆς σέ kW, ἄν ἐκτελεῖ 80 κύκλους τό λεπτό καί στ) ποιά θά εἶναι ἡ ἰσχύς τῆς μηχανῆς, ἄν ἡ μάζα τοῦ ἀέρα μειωθεῖ στό μισό.

Λύση.

Ἀπό τήν ἐκφώνηση τοῦ προβλήματος γνωρίζομε τά ἑξῆς μεγέθη τοῦ κύκλου Diesel (σχ. 10.2ζ):

$$t_1 = 20°C,\ V_2 = 0{,}07\ m^3 \text{ καί } \upsilon_2 = \frac{V_2}{m} = 0{,}07\ m^3/kg,\ p_3 = 45\ bar,$$

$$t_3 = 1278°C,\ p_4 = 2\ bar \text{ καί } r = \upsilon_1/\upsilon_2 = 16$$

Ὁπότε, γιά τό ἐρώτημα (α) τοῦ προβλήματος, πρέπει νά προσδιορίσομε τά μεγέθη τοῦ κύκλου:

Σημεῖο 1: p_1, υ_1 — Σημεῖο 2: p_2, T_2

Σημεῖο 3: υ_3 — Σημεῖο 4: T_4, υ_4

α) Στήν ἀδιαβατική συμπίεση 1 - 2 ἔχομε δτι: $p_2 = p_3 = 45$ bar

$$\frac{T_2}{T_1} = r^{k-1} \quad \text{καί } T_2 = 293 \times 16^{0,4} = 888\ K \quad \text{ἤ} \quad t_2 = 615°C$$

Στήν ἀδιαβατική ἐκτόνωση 3 - 4 ἔχομε δτι:

$$\frac{p_3}{p_4} = \left(\frac{\upsilon_4}{\upsilon_3}\right)^k$$

ἀλλά $\quad \upsilon_4 = \upsilon_1 = r\upsilon_2 = 16 \times 0{,}07 = 1{,}12 \text{ m}^3/\text{kg}$

ὁπότε $\quad \upsilon_3 = \upsilon_4 \left(\frac{p_4}{p_3}\right)^{1/k} = 1{,}12 \times \left(\frac{2}{45}\right)^{0{,}714} = 0{,}121 \text{ m}^3/\text{kg}$

Ἐπίσης $\quad \frac{T_3}{T_4} = \left(\frac{\upsilon_4}{\upsilon_3}\right)^{k-1}$ καί $T_4 = 1551 \times \left(\frac{0{,}121}{1{,}12}\right)^{0{,}4} = 637 \text{ K}$

$$\text{ἤ } t_4 = 364°\text{C}$$

Στή διαδρομή 4 - 1 μέ σταθερό ὄγκο ἔχομε:

$$\frac{p_4}{p_1} = \frac{T_4}{T_1} \quad \text{καί} \quad p_1 = 2 \times \frac{293}{637} = 0{,}92 \text{ bar}$$

Τίς θερμοκρασίες τίς ἐκφράσαμε καί στήν κλίμακα Κελσίου γιατί ἔτσι ἀποκτοῦν πρακτική σημασία.

β) Τό ποσό τῆς θερμότητας πού προσδίνομε στόν κύκλο ἀνά μονάδα μάζας τοῦ ἀέρα εἶναι, ἐξίσωση (10.1α):

$$q_{23} = c_p(T_3 - T_2) = 1 \times (1551 - 888) = 663 \text{ kJ/kg}$$

Δεδομένου ὅμως ὅτι ἡ μάζα τοῦ ἀέρα εἶναι 1 kg, τό ποσό τῆς θερμότητας πού προσδίνομε εἶναι $Q_{23} = 663$ kJ.

Ὅμοια, τό ποσό πού ἀφαιροῦμε, ἐξίσωση (10.1β), εἶναι:

$$q_{41} = c_\upsilon(T_4 - T_1) = \frac{c_p}{k}(T_4 - T_1) = \frac{(637 - 293)}{1{,}4} = 246 \text{ kJ/kg}$$

$$\text{ἤ} \quad Q_{41} = 246 \text{ kJ}$$

γ) Τό ὠφέλιμο ἔργο τοῦ κύκλου, ἐξίσωση (10.1γ), εἶναι:

$$W = Q_{23} - Q_{41} = 663 - 246 = 417 \text{ kJ}$$

δ) Ὁ θερμικός βαθμός ἀποδόσεως, ἐξίσωση (10.1δ), εἶναι:

$$\eta_\theta = \frac{W}{Q_{23}} = \frac{417}{663} = 0{,}629 \quad \text{ἤ} \quad \eta_\theta = 62{,}9\%$$

ε) Ἡ ἰσχύς τῆς δίχρονης μηχανῆς, ἐξίσωση (10.5), εἶναι:

$$P_D = \frac{417 \times 80}{60} = 556 \text{ kW}$$

στ) Ἄν ἡ μάζα τοῦ ἀέρα γίνει 0,5 kg, τότε ἡ ἰσχύς τῆς μηχανῆς μειώνεται στό μισό, δηλαδή:

$$P_D = 0{,}5 \times 556 = 278 \text{ kW}$$

Παράδειγμα 2.

Μιά μηχανή Diesel ἔχει βαθμό συμπιέσεως 14 καί ὄγκο διακένων 0,09 m^3. Ὅταν τό ἔμβολο ἔχει ἐκτελέσει διαδρομή ἴση πρός τό 6% τῆς συνολικῆς διαδρομῆς, σταματᾶ νά προσδίνεται θερμότητα. Ζητεῖται ὁ θεωρητικός βαθμός ἀποδόσεως τοῦ κύκλου. Τό ἐργαζόμενο μέσο ἔχει $k = 1,4$.

Λύση.

Γνωρίζομε ὅτι $V_2 = 0,09\ m^3$ καί $r = 14$, ὁπότε ἔχομε ὅτι:

$$r = \frac{\upsilon_1}{\upsilon_2} = \frac{V_1}{V_2} = 14$$

ἤ $V_1 = 14 \times 0,09 = 1,26\ m^3$, ὁ συνολικός ὄγκος τοῦ κυλίνδρου.

Ἄρα ἀπό τό σχῆμα 10.2ζ ἔχομε ὅτι ὁ ὠφέλιμος ὄγκος τοῦ κυλίνδρου εἶναι:

$$V_1 - V_2 = 1,26 - 0,09 = 1,17\ m^3$$

Συνεπῶς, ὁ ὄγκος τοῦ κυλίνδρου, ὅταν σταματᾶ ἡ πρόσδοση τῆς θερμότητας, εἶναι:

$$V_3 = V_2 + 0,06\,(V_1 - V_2) = 0,09 + (0,06 \times 1,17) = 0,16\ m^3$$

Ὁρίσαμε ὅμως ὅτι:

$$\rho_\kappa = \frac{\upsilon_3}{\upsilon_2} = \frac{V_3}{V_2} = \frac{0,16}{0,09} = 1,78$$

ὁπότε, ἀπό τήν ἐξίσωση (10.4), ἔχομε ὅτι ὁ βαθμός ἀποδόσεως εἶναι:

$$\eta_\theta = 1 - \frac{1}{1,4 \times 14^{0.4}} \times \frac{1,78^{1.4} - 1}{(1,78 - 1)} = 1 - 0.249 \times \frac{1,242}{0,78} = 0,604$$

$$\text{ἤ} \qquad \eta_\theta = 60,4\%$$

Παράδειγμα 3.

Μία μηχανή Diesel ἐργάζεται μέ ἀέρα πού ἔχει στήν ἀρχή τῆς συμπιέσεως θερμοκρασία 27°C καί πίεση 100 kPa. Ἡ θερμότητα πού δίνεται στή μηχανή εἶναι 1840 kJ/kg. Ὁ βαθμός συμπιέσεως εἶναι 16. Ζητεῖται: α) Ἡ μέγιστη θερμοκρασία καί πίεση καί β) ὁ θερμικός βαθμός ἀποδόσεως.

Λύση.

Ἀκολουθοῦμε τό διάγραμμα τοῦ σχήματος 10.2ζ(β) καί ἔχομε:
Στήν ἰσοεντροπική συμπίεση 1 - 2:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{\upsilon_1}{\upsilon_2}\right)^{k-1} \quad \text{καί} \quad T_2 = 300 \times 16^{0.4} = 909.4\ K \quad \text{ἤ} \quad 636.4°C$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{\upsilon_1}{\upsilon_2}\right)^k \quad \text{καί} \quad p_2 = 100 \times 16^{1,4} = 4850{,}3 \text{ kPa} \quad \text{ἤ} \quad 48{,}5 \text{ bar}$$

Διεργασία σταθερῆς πιέσεως 2 - 3:

$$q_{23} = h_3 - h_2 = c_p\,(T_3 - T_2)$$

$$1840 = 1{,}0047 \times (T_3 - 909{,}4), \quad T_3 = T_{max} = 2740{,}9 \text{ K} \quad \text{ἤ} \quad 2467{,}9°\text{C}$$

$$p_{max} = p_3 = p_2 = 4850{,}3 \text{ kPa}$$

$$\upsilon_3 = \frac{RT_3}{p_3} = \frac{0{,}287 \times 2740{,}9}{4850{,}3} = 0{,}1622 \text{ m}^3/\text{kg}$$

Ἰσοεντροπική ἐκτόνωση 3 - 4:

$$\upsilon_1 = \frac{RT_1}{p_1} = \frac{0{,}287 \times 300}{100} = 0{,}861 \text{ m}^3/\text{kg}, \quad \upsilon_4 = \upsilon_1 = 0{,}861 \text{ m}^3/\text{kg}$$

$$\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{\upsilon_3}{\upsilon_4}\right)^{k-1}, \; T_4 = 2740{,}9\left(\frac{0{,}1622}{0{,}861}\right)^{0,4} = 1405{,}8 \text{ K} \quad \text{ἤ} \quad 1132{,}8\,°\text{C}$$

$$\frac{p_4}{p_3} = \left(\frac{\upsilon_3}{\upsilon_4}\right)^{k}, \; p_4 = 4850{,}3\left(\frac{0{,}1622}{0{,}861}\right)^{1,4} = 468{,}6 \text{ kPa} \quad \text{ἤ} \quad 4{,}69 \text{ bar}$$

Διεργασία μέ σταθερό ὄγκο 4 - 1:
Θερμότητα πού ἀποβάλλεται $q_{41} = c_\upsilon(T_4 - T_1)$

$$q_{41} = 0{,}71755 \times (1405{,}8 - 300) = 793{,}5 \text{ kJ/kg}$$

Παραγόμενο ἔργο $w = 1840 - 793{,}5 = 1046{,}5$ kJ/kg

καί ὁ βαθμός ἀποδόσεως τοῦ κύλου εἶναι:

$$\eta_\theta = \frac{1046{,}5}{1840} = 0{,}568 \quad \text{ἤ} \quad 56{,}8\%$$

Ὁ βαθμός ἀποδόσεως 56,8% πού βρήκαμε εἶναι πολύ μεγάλος γιά μία πραγματική μηχανή Diesel πού συνήθως κυμαίνεται μεταξύ 35 καί 40% γιά μοντέρνες μηχανές, ὅπως θά δοῦμε πιό κάτω. Οἱ λόγοι αὐτῆς τῆς ἀποκλίσεως εἶναι πολλοί καί θά τούς ἀναφέρομε ὅταν θά μιλήσομε γιά τούς πραγματικούς κύκλους τῶν μηχανῶν Diesel.

Παράδειγμα 4.

Μιά μηχανή Diesel ἔχει βαθμό συμπιέσεως 14,5:1 καί στήν ἀρχή τῆς διαδρομῆς τῆς συμπιέσεως ὁ ἀέρας ἔχει πίεση 100 kN/m^2 καί θερμοκρασία 312 K. Στή μηχανή δίνομε γιά κάθε kg ἀέρα 0,0333 kg καυσίμου πού ἔχει θερμογόνο δύναμη 43.260 kJ/kg καυσίμου. Ἡ ροή τοῦ ἀέρα στή μηχανή μετρήθηκε καί βρέθηκε ἴση μέ 0,10 m^3/s. Μέ τή χρήση τοῦ νόμου τῶν τελείων ἀερίων νά προσδιορισθεῖ: α) Ἡ μέγιστη θερμοκρασία τοῦ κύκλου, β) ἡ ἰσχύς τῆς μηχανῆς καί γ) ὁ βαθμός ἀποδόσεως.

Λύση.

α) Ἡ μέγιστη θερμοκρασία τοῦ κύκλου εἶναι ἡ T_3 (σχ. 10.2ζ) πού ἀναπτύσσεται μετά τήν καύση τοῦ μίγματος καυσίμου - ἀέρα. Ὁπότε:

$$q_{23} = c_p\,(T_3 - T_2) \qquad (1)$$

Θά πρέπει νά βροῦμε τήν T_2 καί q_{23}:

$$T_2 = T_1\left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{k-1} = 312 \times 14{,}5^{\,0{,}4} = 909{,}29 \text{ K}$$

Ἀφοῦ γνωρίζομε τή θερμογόνο δύναμη τοῦ καυσίμου καί τό ποσό τοῦ καυσίμου πού δίνομε ἀνά kg ἀέρα, γνωρίζομε τή θερμότητα πού δίνομε στόν κύκλο q_{23}, πού τήν ὑπολογίζομε ὡς ἑξῆς:

Στήν εἴσοδο τῆς μηχανῆς ὁ εἰδικός ὄγκος τοῦ ἀέρα εἶναι:

$$\upsilon_1 = \frac{RT_1}{p_1} = \frac{0{,}287 \times 312}{100} = 0{,}895 \quad \text{m}^3/\text{kg}$$

Ἄρα ἡ παροχή τοῦ ἀέρα στή μηχανή εἶναι:

$$\dot{m}_\alpha = \frac{0{,}10}{0{,}895} = 0{,}112 \quad \text{kg/s}$$

καί τοῦ καυσίμου:

$$\dot{m}_f = 0{,}0333 \times 0{,}112 = 0{,}00372 \text{ kg/s},$$

ὁπότε ἡ θερμότητα πού δίνομε στή μηχανή στή μονάδα τοῦ χρόνου εἶναι:

$$\dot{Q} = 0{,}00372 \times 43.260 = 160{,}93 \text{ kJ/s}$$

Δεδομένου ὅτι ἡ παροχή τοῦ καυσίμου $\dot{m}_f$, εἶναι μόνο τό 3,3% τῆς παροχῆς τοῦ ἀέρα $\dot{m}_\alpha$, μποροῦμε νά παραλείψομε τή $\dot{m}_f$ ἀπό τούς ὑπολογισμούς, ὁπότε ἡ θερμότητα πού δίνομε ἀνά μονάδα μάζας τοῦ ἀέρα εἶναι:

$$q_{23} = \frac{160{,}93}{0{,}112} = 1436{,}88 \quad \text{kJ/kg}$$

Ἀντικαθιστοῦμε στήν ἐξίσωση (1) καί παίρνομε τή μέγιστη θερμοκρασία T_3:

$$T_3 = \frac{1436{,}88}{1{,}0047} + 909{,}24 = 2339{,}40 \text{ K} \quad \text{ἤ} \quad 2066{,}4°\text{C}$$

β) Ἡ ἰσχύς τῆς μηχανῆς εἶναι:

$$\dot{W} = \dot{m}_\alpha w \qquad (2)$$

ἀλλά $$w = q_{23} - c_\upsilon (T_4 - T_1) \quad (3)$$

Γιά νά βροῦμε τήν T_4:

$$\upsilon_2 = \frac{\upsilon_1}{14,5} = \frac{0,895}{14,5} = 0,0617 \text{ m}^3/\text{kg}$$

$$\upsilon_3 = \upsilon_2 \frac{T_3}{T_2} = 0,0617 \times \frac{2339,40}{909,24} = 0,1588 \text{ m}^3/\text{kg}$$

$$T_4 = T_3 \left(\frac{\upsilon_3}{\upsilon_4}\right)^{k-1} = T_3 \left(\frac{\upsilon_3}{\upsilon_1}\right)^{k-1} = 2339,40 \times \left(\frac{0,1588}{0,895}\right)^{0,4} = 1171,42 \text{ K}$$

Ἀντικαθιστοῦμε στήν ἐξίσωση (3) καί τό ἔργο τῆς μηχανῆς ἀνά μονάδα μάζας ἀέρα, εἶναι:

$$w = 1436,88 - 0,7176\ (1171,42 - 312) = 820,15 \text{ kJ/kg}$$

ὁπότε ἀπό τήν ἐξίσωση (2) ἔχομε τήν ἰσχύ τῆς μηχανῆς:

$$\dot{W} = 0,112 \times 820,15 = 91,86 \text{ kW}$$

γ) Ὁ βαθμός ἀποδόσεως τῆς μηχανῆς εἶναι $\eta_\theta = \dfrac{820,15}{1436,88} = 0,5708$

ἤ 57,1%.

10.3 Κύκλος Otto.

Ὁ θεωρητικός κύκλος Otto εἶναι ἡ βάση λειτουργίας ὅλων τῶν βενζινομηχανῶν πού συναντᾶμε στά αὐτοκίνητα καί σέ πολλά ἄλλα μηχανήματα. Ἐφαρμόσθηκε στήν πράξη γιά πρώτη φορά ἀπό τόν Otto, ἐνῶ ἡ ἀρχική σύλληψη τοῦ κύκλου ἀνήκει στό B. de Rochas. Ὁ πραγματικός κύκλος διαφέρει πολύ λίγο ἀπό τή θεωρητική του μορφή.

10.3.1 Στοιχειώδης περιγραφή βενζινομηχανῆς. Μηχανικός κύκλος.

Ἡ μορφή μιᾶς μηχανῆς Otto ἤ βενζινομηχανῆς μποροῦμε νά ποῦμε ὅτι δέν διαφέρει οὐσιαστικά ἀπό τή μηχανή Diesel. Ἀποτελεῖται ἀπό ἔμβολο, βαλβίδες εἰσαγωγῆς - ἐξαγωγῆς, στροφαλοφόρο ἄξονα κλπ. Γι' αὐτό, ἐδῶ θά σημειώσομε μόνο τίς διαφορές πού παρουσιάζονται μεταξύ τῶν δύο αὐτῶν μηχανῶν.

Καί οἱ δύο τύποι τῶν μηχανικῶν κύκλων, 4χρονος καί 2χρονος, ἐφαρμόζονται στίς βενζινομηχανές. Ἡ πλειονότητα ὅμως τῶν μηχανῶν αὐτῶν λειτουργοῦν μέ βάση τόν 4χρονο κύκλο. Οἱ ἐπί μέρους φάσεις τῆς λειτουργίας τους φαίνονται στόν Πίνακα 10.3.1, ὅπου σημειώνομε καί τίς ἀντίστοιχες τῆς μηχανῆς Diesel γιά λόγους συγκρίσεως.

ΠΙΝΑΚΑΣ 10.3.1.

Μηχανή Otto	Μηχανή Diesel
Εἰσαγωγή μίγματος ἀέρα - καυσίμου	Εἰσαγωγή ἀέρα
Συμπίεση τοῦ μίγματος	Συμπίεση τοῦ ἀέρα
	Εἰσαγωγή καυσίμου
Καύση τοῦ μίγματος	Καύση τοῦ μίγματος
Ἐκτόνωση καυσαερίων	Ἐκτόνωση καυσαερίων
Ἐξαγωγή καυσαερίων	Ἐξαγωγή καυσαερίων

Ἀπό τόν πίνακα αὐτό παρατηροῦμε ὅτι οἱ φάσεις λειτουργίας τῆς βενζινομηχανῆς εἶναι πέντε, ἐνῶ τῆς μηχανῆς Diesel εἶναι ἕξι. Ἡ διαφορά αὐτή ὀφείλεται στό γεγονός ὅτι στή μηχανή Otto τό καύσιμο καί ὁ ἀέρας εἰσέρχονται στή μηχανή, ὡς μίγμα, σέ μία φάση, ἐνῶ στήν Diesel, ὅπως εἴδαμε, ὁ ἀέρας καί τό καύσιμο εἰσέρχονται χωριστά σέ δύο φάσεις.

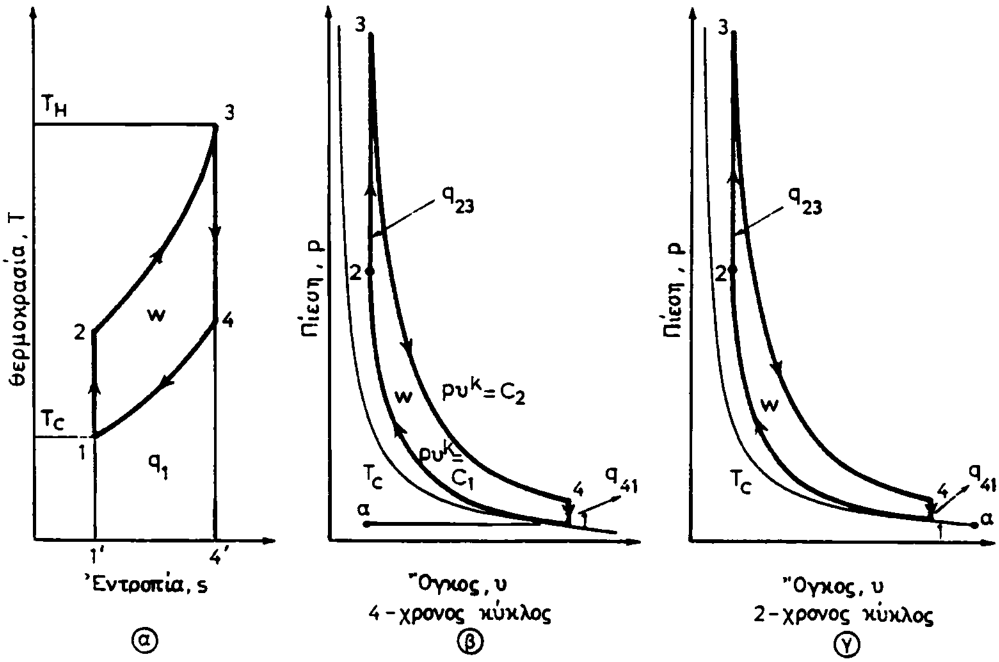
Ἡ διαφορά αὐτή ἔχει ἄμεση σχέση μέ τόν τρόπο καύσεως τοῦ μίγματος ἀέρα - καυσίμου. Ὅπως εἴδαμε, στή μηχανή Diesel ἡ καύση τοῦ μίγματος γίνεται μέ αὐτανάφλεξη· ἀντίθετα, στή βενζινομηχανή ἡ καύση ἐπιτυγχάνεται μέ τή βοήθεια τοῦ σπινθηριστῆ (μπουζί). Ὁ διαφορετικός τρόπος καύσεως ὀφείλεται στό γεγονός ὅτι στίς μηχανές Diesel ἡ πίεση τῆς συμπιέσεως εἶναι τόσο μεγάλη πού δημιουργεῖ θερμοκρασίες οἱ ὁποῖες προκαλοῦν τήν αὐτανάφλεξη τοῦ μίγματος ἀέρα - καυσίμου. Στίς βενζινομηχανές ὅμως ἡ πίεση συμπιέσεως εἶναι πολύ χαμηλότερη, μέ ἀποτέλεσμα ἡ θερμοκρασία πού δημιουργεῖται νά μήν ἐπιτρέπει τήν αὐτανάφλεξη. Αὐτό σημαίνει ὅτι θά πρέπει νά χρησιμοποιήσομε κάποια ἐξωτερική πηγή γιά τήν ἀνύψωση τῆς θερμοκρασίας καί τήν ἀνάφλεξη τοῦ μίγματος, δηλαδή τό σπινθηριστή.

Ἄλλες διαφορές πού ὑπάρχουν μεταξύ τῶν μηχανῶν αὐτῶν ἀφοροῦν περισσότερο τή σχεδίασή τους καί ἔτσι δέν θά μᾶς ἀπασχολήσουν ἐδῶ.

10.3.2 Ἀνάλυση θερμοδυναμικοῦ κύκλου.

Ὁ θεωρητικός κύκλος ἤ κύκλος ἀέρα Otto φαίνεται στά διαγράμματα T-s καί p-υ (σχ. 10.3). Ὁρίζεται ἀπό δύο ἰσοεντροπικές διεργασίες, συμπίεση 1-2 καί ἐκτόνωση 3-4. Ἔχει ἐπίσης δύο διεργασίες μέ σταθερό ὄγκο, ὅπου στή μία (2-3) προσδίνεται θερμότητα q_{23}, ἐνῶ στήν ἄλλη (4-1) ἀφαιρεῖται θερμότητα q_{41}. Ἐπειδή ἡ παροχή τῆς θερμότητας γίνεται μέ σταθερό ὄγκο, ὁ κύκλος εἶναι ἐπίσης γνωστός ὡς ***κύκλος σταθεροῦ ὄγκου.***

Ἡ λειτουργία τόσο τοῦ 4χρονου ὅσο καί τοῦ 2χρονου κύκλου ἀρχίζει ἀπό τό σημεῖο 1, μέ συνθῆκες p_1, $υ_1$, T_1, ὅπου ὁ κύλινδρος εἶναι γεμάτος ἀέρα. Τό ἔμβολο ἀνέρχεται καί ***συμπιέζει*** τόν ἀέρα ἰσοεντροπικά ἀπό 1-2, ὁπότε ὁ ἀέρας καταλαμβάνει τό χῶρο τῶν διακένων, σημεῖο 2 (p_2, $υ_2$, T_2). Ἀπό τό σημεῖο 2 ἕως τό σημεῖο 3 προσδίνεται μέ σταθερό ὄγκο ποσό θερμότητας q_{23} μέ ἀποτέ-



Σχ. 10.3.
Θερμοδυναμικός κύκλος Otto (σταθεροῦ ὄγκου).

λεσμα τήν αὔξηση τῆς πιέσεως καί τῆς θερμοκρασίας σέ p_3, T_3. Λόγω τῆς πιέσεως p_3, ὁ ἀέρας ***ἐκτονώνεται*** ἰσοεντροπικά καί τό ἔμβολο μετακινεῖται μέχρι τό σημεῖο 4, μέ ἀποτέλεσμα τήν πτώση τῆς πιέσεως σέ p_4, τῆς θερμοκρασίας σέ T_4 καί τήν αὔξηση τοῦ ὄγκου σέ $υ_4$. Ἀπό τό σημεῖο 4 ἕως τό σημεῖο 1 ὁ ἀέρας ἐξέρχεται ἀπό τόν κύλινδρο καί ἀφαιρεῖται ὑπό σταθερό ὄγκο ποσό θερμότητας q_{41} ὁπότε ἡ πίεση γίνεται p_1 καί ἡ θερμοκρασία T_1. Ἔτσι ὁ ἀέρας ἐπανέρχεται στήν ἀρχική του κατάσταση. Στήν πραγματικότητα ἡ θερμότητα πού ἀφαιρεῖται ἀπό 4-1 ἀποβάλλεται μέ τά καυσαέρια στήν ἀτμόσφαιρα. Ἡ φάση τῆς εἰσαγωγῆς α-1 στόν 4χρονο κύκλο εἶναι μιά διεργασία μέ σταθερή πίεση, ἐνῶ στό 2χρονο μέ σταθερή θερμοκρασία.

Τό ὠφέλιμο ἔργο τοῦ κύκλου δίνεται στή φάση 3-4 καί παριστάνεται ἀπό τήν ἐπιφάνεια 1-2-3-4-1 τῶν διαγραμμάτων T-s καί p-υ. Τό ποσό τῆς θερμότητας πού προσδίνεται καί ἀφαιρεῖται δίνεται ἀπό τήν ἐπιφάνεια 1΄-2-3-4΄-1΄ καί 1΄-1-4-4΄-1΄ τοῦ διαγράμματος T-s ἀντίστοιχα.

Τά πιό πάνω μεγέθη δίνονται ἀπό τίς ἑξῆς σχέσεις:

Ἡ ἀνά μονάδα μάζας προσδιδόμενη θερμότητα εἶναι:

$$q_{23} = c_υ(T_3 - T_2) \tag{10.6α}$$

Ἡ ἀνά μονάδα μάζας ἀφαιρούμενη θερμότητα εἶναι:

$$q_{41} = c_υ\,(T_4 - T_1) \tag{10.6β}$$

Ἄρα, τό ὠφέλιμο ἔργο τοῦ κύκλου ἀνά μονάδα μάζας τοῦ ἐργαζόμενου μέσου εἶναι:

$$w = q_{23} - q_{41} = c_{\upsilon}(T_3 - T_2) - c_{\upsilon}(T_4 - T_1) \qquad (10.6\gamma)$$

Ὁπότε ὁ θερμικός βαθμός ἀποδόσεως τοῦ κύκλου εἶναι:

$$\eta_\theta = \frac{w}{q_{23}} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} \qquad (10.6\delta)$$

Ἄν θέσομε $r = \upsilon_1/\upsilon_2$ (βαθμός συμπιέσεως), πού εἶναι ἴσος μέ τό βαθμό ἐκτονώσεως υ_4/υ_3, καί ἐκτελέσομε μερικές πράξεις, ἡ ἐξίσωση (10.6δ) γίνεται:

$$\eta_\theta = 1 - \frac{T_1}{T_2} = 1 - \left(\frac{\upsilon_2}{\upsilon_1}\right)^{k-1} = 1 - \frac{1}{r^{k-1}} \qquad (10.7)$$

Ἀπό τήν ἐξίσωση (10.7) παρατηροῦμε ὅτι ἡ ἔκφραση τοῦ βαθμοῦ ἀποδόσεως τοῦ κύκλου Otto εἶναι ὅμοια μέ τοῦ βαθμοῦ ἀποδόσεως τοῦ κύκλου Carnot (ἐξίσωση 7.10). Ὑπάρχει ὅμως μιά διαφορά· ἡ θερμοκρασία στή σημεῖο 2 στόν κύκλο Otto δέν εἶναι ἡ μέγιστη. Ποσό θερμότητας προσδίνεται ἀπό 2-3 καί ἡ μέγιστη θερμοκρασία εἶναι ἡ T_3. Συνεπῶς ὁ βαθμός ἀποδόσεως τοῦ κύκλου Otto εἶναι πάντα μικρότερος ἀπό ὅ,τι τοῦ κύκλου Carnot μεταξύ τῶν ἰδίων ὁρίων τῶν θερμοκρασιῶν T_H καί T_C. Ἐπίσης, ἀπό τήν ἐξίσωση (10.7) παρατηροῦμε ὅτι ὁ βαθμός ἀποδόσεως τοῦ κύκλου Otto εἶναι συνάρτηση μόνο τοῦ βαθμοῦ συμπιέσεως. Ὅσο αὐξάνει ὁ βαθμός συμπιέσεως, τόσο ἡ ἀπόδοση τοῦ κύκλου καθίσταται καλύτερη. Στήν πράξη ἡ αὔξηση τοῦ βαθμοῦ συμπιέσεως περιορίζεται ἀπό τή θερμοκρασία τοῦ σημείου 2. Ἄν ἡ θερμοκρασία αὐτή γίνει πάρα πολύ μεγάλη, τότε τό μίγμα ἀέρα - καυσίμου αὐταναφλέγεται σέ χρόνο πού ἐπηρεάζει τή σωστή λειτουργία τῆς μηχανῆς.

10.3.3 Σύγκριση τῶν κύκλων Diesel καί Otto.

Ἀπό τή σύγκριση τῶν ἐξισώσεων (10.1δ) καί (10.6δ) ἤ (10.4) καί (10.7) δέν μπορεῖ κανείς νά δείξει ποιός κύκλος δίνει τόν καλύτερο βαθμό ἀποδόσεως. Ἀπό τά διαγράμματα ὅμως μποροῦμε νά συγκρίνομε τούς δύο κύκλους Diesel καί Otto, γιατί ὅπως εἴπαμε, τό ἔργο πού παράγει ἡ μηχανή παριστάνεται ἀπό τήν ἐπιφάνεια πού περικλείεται ἀπό τίς καμπύλες τῶν διεργασιῶν ἤ τῶν φάσεων λειτουργίας. Ἔτσι, ἐπάνω στά διαγράμματα τοῦ κύκλου Diesel τοῦ σχήματος 10.2ζ χαράχθηκε μέ διακεκομμένες γραμμές ἕνας κύκλος Otto μέ τήν ἴδια μέγιστη πίεση p_3, δηλαδή 1-m-3-4 καί ἕνας μέ τόν ἴδιο λόγο συμπιέσεως, υ_1/υ_2, δηλαδή 1-2-n-4.

Γιά τόν ἴδιο βαθμό συμπιέσεως ἀπό τό 1 στό 2 ὁ κύκλος Otto παράγει μεγαλύτερο ἔργο ἀπό τόν κύκλο Diesel, ἐνῶ ἡ θερμότητα πού ἀποβάλλεται εἶναι ἡ ἴδια. Μέ ἄλλα λόγια ἡ ἐπιφάνεια 1-2-n-4 εἶναι μεγαλύτερη ἀπό τήν 1-2-3-4, ἐνῶ ἡ 1΄-1-4-4΄ παραμένει ἡ ἴδια. Ἄρα, ὁ βαθμός ἀποδόσεως τοῦ κύκλου Otto εἶναι μεγαλύτερος, μέ τήν παρατήρηση ὅτι ἡ μέγιστη θερμοκρασία εἶναι μικρότερη.

$T_n > T_3$. Ἀντίθετα, γιά τήν ἴδια μέγιστη θερμοκρασία, T_3, ὁ κύκλος Diesel παράγει περισσότερο ἔργο καί ὁ βαθμός ἀποδόσεως εἶναι μεγαλύτερος, γιατί ἡ θερμότητα πού ἀποβάλλεται παραμένει ἡ ἴδια.

Παράδειγμα 1.

Μιά βενζινομηχανή πού ἐργάζεται μέ ἀέρα στόν κύκλο Otto ἔχει διάμετρο κυλίνδρου 17,5 cm καί διαδρομή 25,5 cm. Ὁ ὄγκος τῶν διακένων εἶναι 1400 cm^3. Ζητεῖται ὁ θεωρητικός βαθμός ἀποδόσεως τοῦ κύκλου (k = 1,4).

Λύση.

Ὁ ὄγκος τῆς διαδρομῆς τοῦ ἐμβόλου εἶναι:

$$V = \frac{\pi d^2}{4} \times s = \frac{\pi \times 17{,}5^2}{4} \times 25{,}5 = 6133{,}47 \text{ cm}^3$$

ὁπότε ὁ ὁλικός ὄγκος τοῦ κυλίνδρου $V_K = 6133{,}47 + 1400 = 7533{,}47$ cm^3.

Ἄρα ἔχομε λόγο συμπιέσεως $r = \dfrac{7533{,}47}{1400} = 5{,}38$

Ἀπό τήν ἐξίσωση (10.7), ὁ βαθμός ἀποδόσεως τοῦ κύκλου εἶναι:

$$\eta_\theta = 1 - \frac{1}{5{,}38^{1{,}4-1}} = 0{,}489 \quad \text{ἤ} \quad 48{,}9\%$$

Παράδειγμα 2.

Μιά βενζινομηχανή ἐργάζεται μέ ἀέρα πού ἔχει στήν ἀρχή τῆς συμπιέσεως θερμοκρασία 27°C καί πίεση 90 kPa. Ἡ θερμοκρασία στήν ἀρχή τῆς ἐκτονώσεως εἶναι 2800°C, ἐνῶ στό τέλος τῆς συμπιέσεως εἶναι 390°C. Ζητεῖται: α) ἡ πίεση καί ἡ θερμοκρασία σέ κάθε σημεῖο τοῦ κύκλου, β) ὁ βαθμός συμπιέσεως καί γ) ὁ βαθμός ἀποδόσεως.

Λύση.

Ἀκολουθοῦμε τό διάγραμμα τοῦ σχήματος 10.3, ὅπου γνωρίζομε ὅτι p_1 = 90 kPa, t_1 = 27°C, t_2 = 390°C καί t_3 = 2800°C. Ἔτσι ἔχομε:
Ἰσοεντροπική συμπίεση, 1-2:

Βαθμός συμπιέσεως: $\dfrac{\upsilon_1}{\upsilon_2} = \left(\dfrac{T_2}{T_1}\right)^{1/(k-1)} = \left(\dfrac{663}{300}\right)^{2{,}5} = 7{,}26$

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{\upsilon_1}{\upsilon_2}\right)^k, \quad p_2 = 90 \times 7{,}26^{1{,}4} = 1443 \text{ kPa} \quad \text{ἤ} \quad 14{,}4 \text{ bar}$$

Διεργασία σταθεροῦ ὄγκου, 2 - 3:
Προσδινόμενη θερμότητα:

$$q_{23} = c_\upsilon (T_3 - T_2) = 0{,}71755 \times (3073 - 663) = 1729 \text{ kJ/kg}$$

$$p_3 = p_2 \frac{T_3}{T_2} = 1443 \ \frac{3073}{663} = 6688{,}3 \text{ kPa} \quad \text{ἤ} \quad 66{,}9 \text{ bar}$$

Ἰσοεντροπική ἐκτόνωση, 3 — 4:

$$\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{\upsilon_3}{\upsilon_4}\right)^{k-1}, \quad T_4 = 3073 \times \left(\frac{1}{7{,}26}\right)^{0{,}4} = 1390{,}6 \text{ K} \quad \text{ἤ} \quad 1117{,}5\ ^\circ\text{C}$$

$$\frac{p_4}{p_3} = \left(\frac{\upsilon_3}{\upsilon_4}\right)^{k}, \quad p_4 = 6688{,}3 \times \left(\frac{1}{7{,}26}\right)^{1{,}4} = 416{,}9 \text{ kPa} \quad \text{ἤ} \quad 4{,}2 \text{ bar}$$

Βαθμός ἀποδόσεως τοῦ κύκλου:

$$\eta_\theta = 1 - \frac{1}{r^{k-1}} = 1 - \frac{1}{7{,}26^{0{,}4}} = 0{,}55 \quad \text{ἤ} \quad 55\%$$

Καί ἐδῶ, ὅπως καί στή μηχανή Diesel, ὁ βαθμός ἀποδόσεως πού βρήκαμε εἶναι πολύ πιό μεγάλος ἀπό ὁποιαδήποτε πραγματική βενζινομηχανή. Περισσότερα ὅμως θά δοῦμε στήν ἐξέταση τοῦ πραγματικοῦ κύκλου.

10.4 Μικτός κύκλος (Dual Cycle).

Ὁ μικτός κύκλος ἀποτελεῖ τή βάση λειτουργίας τῶν περισσοτέρων μοντέρνων μηχανῶν Diesel. Εἶναι ἕνας συνδυασμός τοῦ κύκλου Otto καί τοῦ κύκλου Diesel, γιατί ἕνα μέρος τῆς θερμότητας προσδίνεται ὑπό σταθερό ὄγκο (Otto) καί ἕνα μέρος ὑπό σταθερή πίεση (Diesel), ὅπως φαίνεται στό σχῆμα 10.4.

Ἡ λειτουργία τοῦ κύκλου ἀρχίζει ἀπό τό σημεῖο 1, ὅπου, ὅπως καί στίς προηγούμενες μηχανές, ὁ κύλινδρος γεμίζει μέ ἀέρα (p_1, υ_1, T_1). Ἀπό τό σημεῖο 1 ὁ ἀέρας συμπιέζεται ἀδιαβατικά μέχρι τό σημεῖο 2 (p_2, υ_2, T_2). Στή συνέχεια προσδίνεται ἕνα μέρος τῆς θερμότητας ὑπό σταθερό ὄγκο 2 - 3 καί ἕνα μέρος ὑπό σταθερή πίεση 3 - 4. Ἀπό τό σημεῖο 4 ὁ ἀέρας ἐκτονώνεται ἀδιαβατικά μέχρι τό σημεῖο 5 (p_5, υ_5, T_5). Θερμότητα ἀποβάλλεται κατά τή διαδικασία ὑπό σταθερό ὄγκο 5 - 1, ὁπότε ὁ ἀέρας ἐπανέρχεται στήν ἀρχική του κατάσταση.

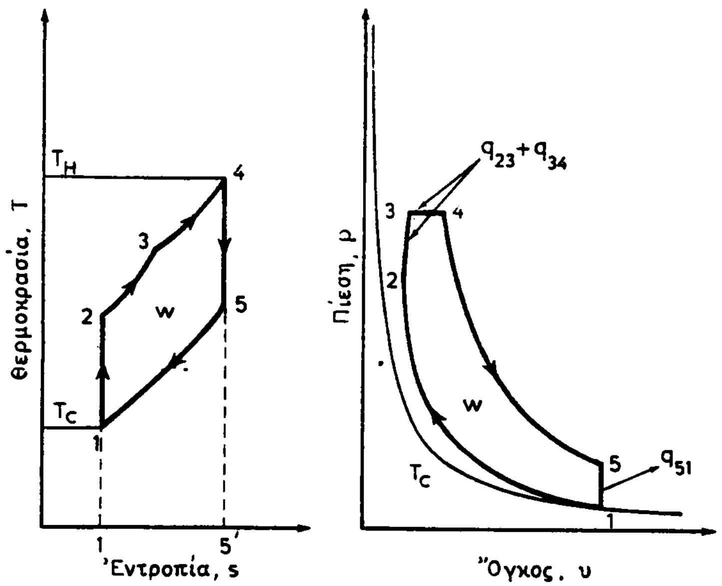
Σ' αὐτό τόν κύκλο ἔχομε, ἐκτός ἀπό τούς λόγους συμπιέσεως r καί καύσεως ρ_κ, τό λόγο ἐκρήξεως $\lambda_\varepsilon = p_3/p_2$, ὁπότε ὁ βαθμός ἀποδόσεως τοῦ κύκλου εἶναι:

$$\eta_\theta = 1 - \frac{1}{r^{k-1}} \frac{\lambda_\varepsilon \rho_\kappa^k - 1}{(\lambda_\varepsilon - 1) + \lambda_\varepsilon k (\rho_\kappa - 1)} \tag{10.8}$$

καί τό ἔργο τοῦ κύκλου ἀνά μονάδα μάζας τοῦ ἐργαζόμενου μέσου:

$$w = q_{23} + q_{34} - q_{51} = c_\upsilon (T_3 - T_2) + c_p (T_4 - T_3) - c_\upsilon (T_5 - T_1) \tag{10.9}$$

Ἀπό τήν ἐξίσωση (10.8) παρατηροῦμε ὅτι ὅσο τό λ_ε τείνει πρός τή μονάδα



Σχ. 10.4.
Μικτός κύκλος (Dual cycle).

τοσο ὁ η_θ πλησιάζει τόν κύκλο Diesel. Ὅμοια, ὅσο τό ρ_κ τείνει πρός τή μονάδα τόσο ὁ η_θ πλησιάζει τόν κύκλο Otto.

Παράδειγμα.

Μιά μηχανή πού λειτουργεῖ μέ βάση τό μικτό κύκλο ἀναρροφᾶ ἀτμοσφαιρικό ἀέρα μάζας 0,3 kg σέ θερμοκρασία 20°C καί τόν συμπιέζει μέχρι πίεση 32 bar. Μετά τήν καύση τοῦ μίγματος, ἡ θερμοκρασία εἶναι 1520°C καί, στό τέλος τῆς ἐκτονώσεως, ὁ ὄγκος τοῦ κυλίνδρου εἶναι 1 m³ καί ἡ θερμοκρασία 370°C. Ἡ ποσότητα τῆς θερμότητας πού δίνεται ὑπό σταθερή πίεση εἶναι 126 kJ. Ζητεῖται νά βρεθοῦν: α) Ἡ πίεση, ἡ θερμοκρασία καί ὁ ὄγκος ὅλων τῶν σημείων τοῦ κύκλου, β) τό ὠφέλιμο ἔργο τοῦ κύκλου, γ) ὁ βαθμός ἀποδόσεως τοῦ κύκλου, ἐπί τοῖς ἑκατό (%). Γιά τόν ἀέρα $c_p = 1$ kJ/kgK, $k = 1,4$.

Λύση.

Ἀπό τή ἐκφώνηση τοῦ προβλήματος γνωρίζομε τά ἑξῆς μεγέθη τοῦ κύκλου (σχ. 10.4):

$p_1 = 1$ bar $\quad t_1 = 20°C \quad p_2 = 32$ bar $\quad t_4 = 1520°C \quad V_5 = 1\ m^3$

$t_5 = 370°C \quad m = 0{,}3kg \quad q_{34} = 126$ kJ

α) Στήν ἀδιαβατική συμπίεση, 1-2, ἔχομε ὅτι:

$$p_2 = p_1 \left(\frac{\upsilon_1}{\upsilon_2}\right)^k , \qquad \frac{\upsilon_1}{\upsilon_2} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{1/k} = 32^{0,714} = 11,88$$

$$\frac{\upsilon_1}{\upsilon_2} = \frac{V_1}{V_2} = r = 11,88$$

Ἐπειδή $V_5 = V_1 = 1\ m^3$ τότε $V_2 = \dfrac{1}{11,88} = 0,084\ m^3$

$$T_2 = T_1\, r^{k-1} = 293 \times 11,88^{0,4} = 788\ K \quad \text{ἤ} \quad 515°C$$

Ἐπίσης $V_3 = V_2 = 0,084\ m^3$

Στήν ὑπό σταθερό ὄγκο, 5 - 1, διαδικασία ἔχομε:

$$p_5 = T_5 \frac{p_1}{T_1} = 643 \times \frac{1}{293} = 2,19\ bar$$

Στή φάση τῆς ὑπό σταθερή πίεση παροχῆς θερμότητας ἔχομε:

$$Q_{34} = mc_p(T_4 - T_3) \quad \text{καί}$$

$$T_3 = T_4 - \frac{Q_{34}}{mc_p} = 1793 - \frac{126}{0,3 \times 1,0047} = 1375\ K \quad \text{ἤ} \quad 1102°C$$

Ἀπό τή φάση τῆς ἐκτονώσεως, 4 - 5 ἔχομε:

$$V_4 = V_3 \frac{T_4}{T_3} = 0,084 \times \frac{1793}{1375} = 0,11\ m^3$$

καί $p_4 = p_5 \left(\dfrac{\upsilon_5}{\upsilon_4}\right)^k = 2,19 \times \left(\dfrac{1}{0,11}\right)^{1,4} = 48,42\ bar$

Ἄρα: $p_3 = p_4 = 48,42\ bar$

β) Τό ὠφέλιμο ἔργο εἶναι:

$$W = (Q_{23} + Q_{34}) - Q_{51}$$

ἀλλά $Q_{23} = c_\upsilon m\,(T_3 - T_2) = 0,71 \times 0,3 \times (1375 - 788) = 125\ kJ$

$Q_{51} = c_\upsilon m\,(T_5 - T_1) = 0,71 \times 0,3 \times (643 - 293) = 74,6\ kJ$

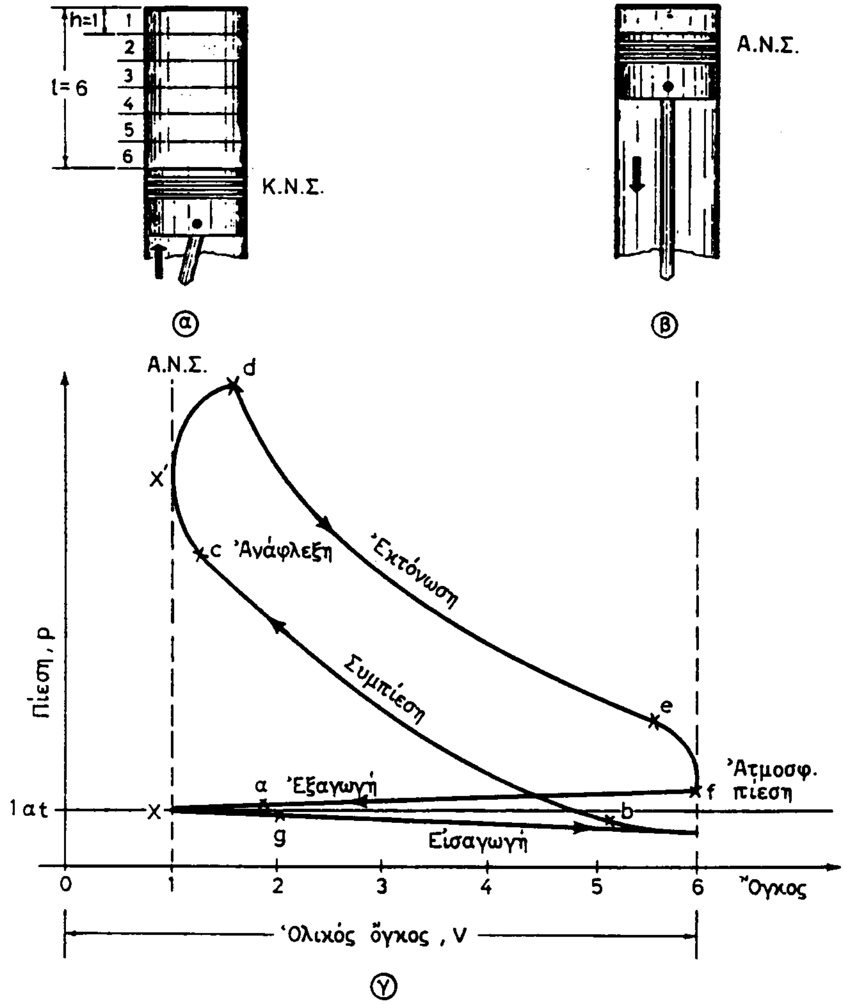
ὁπότε $W = (125 + 126) - 74,6 = 176,4\ kJ$

γ) Ὁ βαθμός ἀποδόσεως: $\eta_\theta = \dfrac{176,4}{251} = 0,703$ ἤ $70,3\%$

10.5 Πραγματικός θερμοδυναμικός κύκλος Diesel καί Otto.

Στά προηγούμενα καλύψαμε τούς θεωρητικούς κύκλους τῶν Diesel καί Otto πού ἀποτελοῦν τή βάση τῆς λειτουργίας τῶν περισσοτέρων σημερινῶν μηχανῶν ἐσωτερικῆς καύσεως. Οἱ πραγματικοί ὅμως κύκλοι, αὐτοί δηλαδή πού παρατηροῦμε στίς μηχανές Diesel καί στίς βενζινομηχανές, λειτουργοῦν μέ τροποποιημένες ὁρισμένες φάσεις τῶν ἀντιστοίχων θεωρητικῶν κύκλων. Αὐτό ἄλλωστε τό ἀναμέναμε, ἀφοῦ κατά τήν ἀνάλυση τῶν κύκλων κάναμε ὁρισμένες παραδοχές, ὅπως π.χ. θεωρήσαμε τίς διαδικασίες τῆς ἐκτονώσεως καί τῆς συμπιέσεως ἰσοεντροπικές, τόν ἀέρα ὡς ἐργαζόμενο μέσο κ.ἄ., πού στήν πραγματική λειτουργία εἶναι πρακτικά ἀδύνατο νά τίς πετύχομε.

Ἔτσι, ἐνῶ οἱ θεωρητικοί κύκλοι Otto καί Diesel ἔχουν τή μορφή πού φαίνεται στά σχήματα 10.3 καί 10.2ζ, οἱ ἀντίστοιχοι πραγματικοί κύκλοι εἶναι αὐτοί πού φαίνονται στά σχήματα 10.5α καί 10.5β. Στούς τελευταίους, ὁρισμένες



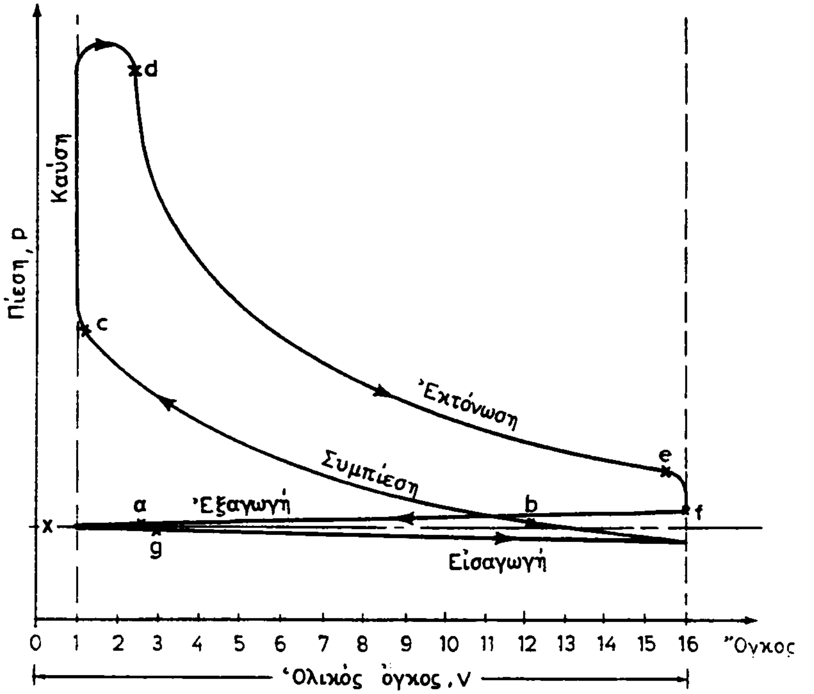
Σχ. 10.5α.
Διάγραμμα πιέσεως - ὄγκου 4χρονης βενζινομηχανῆς: α) 'Αρχή συμπιέσεως ἤ ἐξαγωγῆς. β) 'Αρχή ἐκτονώσεως ἤ εἰσαγωγῆς. γ) Διάγραμμα κύκλου.

φάσεις τῆς λειτουργίας τους ἔχουν σχηματικά σκόπιμα ἐκτονωθεῖ, γιά νά δείξομε τίς ἀλλαγές μεταξύ τῶν φάσεων, ἀλλά καί γιά νά τονίσομε τίς διαφορές πού ὑπάρχουν μεταξύ τῶν θεωρητικῶν καί πραγματικῶν κύκλων.

Στό σχῆμα 10.5α φαίνεται τό διάγραμμα p-V ἑνός πραγματικοῦ 4χρονου κύκλου μιᾶς βενζινομηχανῆς μαζί μέ δύο διαφορετικές θέσεις τοῦ ἐμβόλου μέσα σ' ἕνα κύλινδρο. Στή θέση (α) τό ἔμβολο βρίσκεται στό Κ.Ν.Σ. πού στόν 4χρονο κύκλο εἶναι ἡ ἀρχή τῆς συμπιέσεως τοῦ ἀέρα ἤ τῆς ἐξαγωγῆς τῶν καυσαερίων. Στή θέση (β) τό ἔμβολο βρίσκεται στό Α.Ν.Σ. πού εἶναι ἡ ἀρχή τῆς εἰσαγωγῆς τοῦ ἀέρα ἤ τῆς ἐκτονώσεως τῶν καυσαερίων. Τή διαδρομή *l*, ἀπό τό Κ.Ν.Σ. ἕως τό Α.Ν.Σ. τή διαιρέσαμε σέ 6 ἴσα μέρη, ὁπότε τό ἔμβολο στή μετακίνησή του μεταξύ τῶν δύο αὐτῶν σημείων διάνυσε τά 5/6 τῆς ἀποστάσεως καί ὁ ὄγκος τοῦ κυλίνδρου ἐλαττώθηκε στό 1/6. Δηλαδή ὁ βαθμός συμπιέσεως εἶναι 6:1. Στό διάγραμμα p-V παρατηροῦμε ὅτι ἡ μιά ὁριζόντια γραμμή παριστάνει τήν ἀτμοσφαιρική πίεση, ἐνῶ ἡ ἄλλη εἶναι ἡ γραμμή τοῦ ὄγκου πού τήν ἔχομε διαιρέσει σέ 6 ἴσα μέρη, τά ὁποῖα ἀντιστοιχοῦν στίς πιό πάνω ὑποδιαιρέσεις τοῦ ὄγκου τοῦ κυλίνδρου. Ἡ συνολική διαδρομή τοῦ ἐμβόλου εἶναι μεταξύ 1 καί 6. Ἡ φάση τῆς εἰσαγωγῆς ἀρχίζει ἀπό τό σημεῖο (α), ὅπου ἡ πίεση εἶναι περίπου ἡ ἀτμοσφαιρική. Παρατηροῦμε ὅτι μετά τό Κ.Ν.Σ. ἡ πίεση εἶναι κάτω τῆς ἀτμοσφαιρικῆς, πράγμα πού διευκολύνει τήν εἰσαγωγή τοῦ μίγματος καυσίμου - ἀέρα μέσα στόν κύλινδρο. Ἡ εἰσαγωγή τελειώνει στό σημεῖο (β), ὅπου ἀρχίζει ἡ φάση τῆς συμπιέσεως, ἡ ὁποία συνεχίζεται μέχρι τό Α.Ν.Σ. Ἡ ἀνάφλεξη τοῦ μίγματος γίνεται στό σημεῖο (c), ὅπου ἀρχίζει ἡ καύση. Παρατηροῦμε ὅτι καύση δέν γίνεται μέ σταθερό ὄγκο, ὅπως συμβαίνει στό θεωρητικό κύκλο, ἀλλά ἀρχίζει πρίν (σημεῖο c) καί τελειώνει (σημεῖο d) μετά τό Α.Ν.Σ. Στή διάρκεια τῆς καύσεως ἔχομε ἐπίσης αὔξηση τῆς πιέσεως. Αὐτή ἡ πίεση δίνει τήν ἀπαραίτητη δύναμη γιά νά μετακινηθεῖ τό ἔμβολο μέχρι τό Κ.Ν.Σ. Στό σημεῖο (d) ἀρχίζει ἡ φάση τῆς ἐκτονώσεως πού τελειώνει στό σημεῖο (e). Ἡ φάση τῆς ἐξαγωγῆς ἀρχίζει λίγο πρίν τό Κ.Ν.Σ. (σημεῖο e) καί ἡ πίεση μειώνεται σταδιακά σέ ἀτμοσφαιρική.

Ὁ πραγματικός κύκλος μιᾶς 4χρονης μηχανῆς Diesel φαίνεται στό σχῆμα 10.5β. Στό διάγραμμα p-V τήν ὁριζόντια γραμμή τοῦ ὄγκου τήν ὑποδιαιρέσαμε σέ 16 ἴσα μέρη, πράγμα πού σημαίνει ὅτι ὁ βαθμός συμπιέσεως εἶναι 16:1. Ὁ ὑψηλότερος βαθμός συμπιέσεως εἶναι ἀπαραίτητος γιά νά ἐπιτύχομε ὑψηλή θερμοκρασία, κατάλληλη γιά τήν αὐτανάφλεξη τοῦ καυσίμου. Ἄν συγκρίνομε τά διαγράμματα p-V τοῦ κύκλου τῆς βενζινομηχανῆς (σχ. 10.5α) καί τοῦ κύκλου τῆς μηχανῆς Diesel (σχ. 10.5β), θά παρατηρήσομε ὅτι ὅλες οἱ φάσεις εἶναι περίπου ὅμοιες ἐκτός ἀπό ἐκείνη ὅπου γίνεται ἡ καύση. Στόν κύκλο Diesel τό καύσιμο ψεκάζεται στή μηχανή στό σημεῖο (c), ὅπου ἀρχίζει ἀμέσως ἡ καύση, καί τελειώνει στό σημεῖο (d). Ἐδῶ παρατηροῦμε ὅτι ἡ καύση γίνεται ἐν μέρει ὑπό σταθερό ὄγκο καί ἐν μέρει ὑπό σταθερή πίεση.

Τά διαγράμματα p-V τῆς βενζινομηχανῆς καί τῆς μηχανῆς Diesel, πού λειτουργοῦν μέ βάση τό 2χρονο κύκλο, εἶναι ὅμοια μέ αὐτά πού περιγράψαμε πιό



Σχ. 10.5β.
Διάγραμμα πιέσεως - ὄγκου 4χρονης μηχανῆς Diesel.

πάνω, ἐκτός ἀπό τίς καμπύλες τῶν φάσεων εἰσαγωγῆς καί ἐξαγωγῆς πού δέν ὑπάρχουν πιά, γιατί οἱ δύο αὐτές φάσεις γίνονται σέ πολύ σύντομο χρονικό διάστημα κοντά στό Κ.Ν.Σ. καί δέν ἀντιπροσωπεύονται ἀπό πλήρεις διαδρομές τοῦ ἐμβόλου, ὅπως συμβαίνει στόν 4χρονο κύκλο λειτουργίας. Ἔτσι, τό διάγραμμα μιᾶς 2χρονης μηχανῆς Diesel θά ἦταν ὅμοιο μέ τό διάγραμμα πού σχηματίζουν τά σημεῖα f, b, c, d, e καί f τοῦ σχήματος 10.5β. Οἱ φάσεις τῆς εἰσαγωγῆς καί ἐξαγωγῆς ἐκτελοῦνται μέ κάποια ἐπικάλυψη μεταξύ τῶν σημείων e καί b.

Μέ τήν πιό πάνω σύντομη περιγραφή τῶν πραγματικῶν κύκλων τῶν βενζινομηχανῶν καί μηχανῶν Diesel εἴδαμε τίς διαφορές πού ἐμφανίζονται, σέ σχέση μέ τούς θεωρητικούς κύκλους, στίς φάσεις λειτουργίας τους. Οἱ σοβαρότερες αἰτίες πού προκαλοῦν τίς διαφορές αὐτές εἶναι:

α) Οἱ ἀπώλειες τῆς θερμότητας πού ἀναπόφευκτα ὑπάρχουν σέ ὅλη τή διάρκεια τῆς λειτουργίας τῆς μηχανῆς. Ἔχομε π.χ. ἀπώλεια θερμότητας πρός τό νερό πού ψύχει τή μηχανή, ὅπως ἐπίσης ἔχομε ἀπώλεια λόγω ἀκτινοβολίας. Ἑπομένως οἱ φάσεις τῆς συμπιέσεως καί ἐκτονώσεως δέν εἶναι ἀδιαβατικές.

β) Οἱ ἀπώλειες ἐξαγωγῆς πού ὀφείλονται στό γεγονός ὅτι οἱ βαλβίδες ἐξαγωγῆς ἀνοίγουν πρίν ἀπό τό Κ.Ν.Σ. καί συνεπῶς δέν ἔχομε πλήρη ἐκμετάλλευση τῆς φάσεως τῆς ἐκτονώσεως τῶν καυσαερίων.

γ) Ἡ ἀδυναμία νά πετύχομε θεωρητικά τήν πλήρη καύση τοῦ μίγματος καυσίμου - ἀέρα.

Φυσική συνέπεια ὅλων αὐτῶν εἶναι ὁ χαμηλότερος βαθμός ἀποδόσεως τῶν πραγματικῶν ἔναντι τῶν θεωρητικῶν κύκλων. Ἐνδεικτικά θά ἀναφέρομε ὅτι στίς σημερινές μηχανές Diesel ὁ βαθμός ἀποδόσεως κυμαίνεται μεταξύ 38 καί 42%. Ἡ ὑπόλοιπη θερμική ἐνέργεια τοῦ καυσίμου ἀπορροφᾶται ἀπό τήν ἐνέργεια τῶν καυσαερίων (~33%), ἀπό τήν ἐνέργεια τοῦ νεροῦ ψύξεως (~25%) καί τήν κάθε μορφῆς ἀκτινοβολία (~2%).

Ὅπως εἴπαμε ἤδη ὁ βαθμός ἀποδόσεως ἔχει ἄμεση σχέση μέ τήν εἰδική κατανάλωση τοῦ καυσίμου τῆς μηχανῆς, πού ὑπολογίζεται ἀπό τήν ἐξίσωση:

$$b_e = \frac{3600}{\eta_\theta H_u} \quad \text{σέ kg/kWh} \tag{10.10}$$

ὅπου H_u ἡ κατώτερη θερμογόνος δύναμη τοῦ καυσίμου, σέ kJ/kg.

10.6 Σύγκριση πραγματικῶν κύκλων βενζινομηχανῆς καί Diesel.

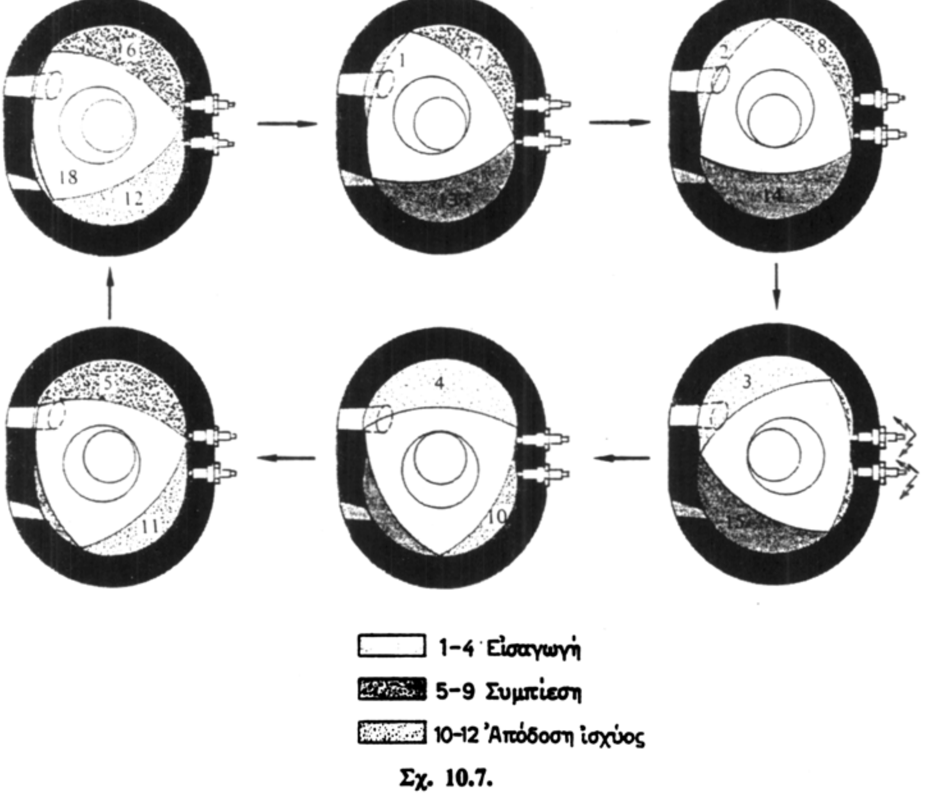
Γενικά, ὡς θερμική μηχανή, ἡ μηχανή ἐσωτερικῆς καύσεως καί κυρίως ἡ μηχανή Diesel, ἔχει τό μεγαλύτερο βαθμό ἀποδόσεως ἀπό ὅλες τίς ἄλλες θερμικές μηχανές. Γι' αὐτό χρησιμοποιεῖται μέ ἐπιτυχία σέ πάρα πολλές καί ποικίλες ἐφαρμογές. Εἰδικότερα στή πρόωση τῶν πλοίων ἡ μηχανή Diesel ἔχει τό προβάδισμα μεταξύ τῶν ἄλλων μηχανῶν λόγω τοῦ μεγάλου βαθμοῦ ἀποδόσεως πού ξεπερνᾶ τό 40% γιά τίς μεγάλες μηχανές.

Ἡ σύγκριση μεταξύ τῆς βενζινομηχανῆς καί τῆς μηχανῆς Diesel γίνεται κυρίως σέ ὅ,τι ἀφορᾶ τό πεδίο ἐφαρμογῆς. Ἡ πρώτη πλεονεκτεῖ σέ μικρές σχετικά ἰσχεῖς, 150 ἕως 380 kW, καί σέ πολύ ὑψηλές ταχύτητες, 4000 ἕως 6000 rpm. Ἐπίσης εἶναι ἐλαφρότερη ἀπό τή δεύτερη. Σέ ἰσχεῖς μέσου μεγέθους (μερικές ἑκατοντάδες kW) ἡ βενζινομηχανή καί ἡ μηχανή Diesel ἔχουν κάποια ἐπικάλυψη, ἐνῶ γιά μεγάλες ἰσχεῖς ἡ μηχανή Diesel ἔχει ἀποκλειστική ἐφαρμογή. Σήμερα ἡ ναυτική μηχανή Diesel φθάνει ἀκόμη καί τήν ἰσχύ τῶν 31000 kW μέ τή μορφή τῆς βραδύστροφης 2χρονης μηχανῆς Diesel (100 - 150 rpm). Ἡ ἰσχύς αὐτή μειώνεται ὅσο μεγαλώνουν οἱ στροφές οἱ ὁποῖες φθάνουν τίς 2000 rpm στίς ταχύστροφες 4χρονες μηχανές Diesel ἰσχύος 3500 kW περίπου.

Τέλος τό καύσιμο τῆς μηχανῆς Diesel εἶναι φθηνότερο ἀπό τό καύσιμο τῶν βενζινομηχανῶν καί αὐτό εἶναι ἰδιαίτερα σημαντικό στή σημερινή ἐποχή ὅπου ἀντιμετωπίζομε κρίση στήν ἐνέργεια.

10.7 Μηχανή Vankel.

Στή μηχανή ἐσωτερικῆς καύσεως πού εἴδαμε προηγουμένως ἡ παλινδρομική κίνηση τοῦ ἐμβόλου μετατρέπεται μέ τή βοήθεια τοῦ διωστήρα σέ περιστροφική κίνηση τοῦ στροφαλοφόρου ἄξονα. Στή μηχανή Vankel τό ἔμβολο περιστρέφεται ἀντί νά παλινδρομεῖ καί ἔτσι ἡ περιστροφική κίνηση τοῦ ἄξονα ἐπιτυγχάνεται μέ ἀπ' εὐθείας σύνδεση τοῦ ἐμβόλου μέ αὐτόν. Οἱ φάσεις τῆς λειτουργίας τῆς μηχανῆς Vankel εἶναι οἱ ἴδιες μέ αὐτές πού προαναφέραμε, δηλαδή εἰσαγωγή, συμπίεση, ἐκτόνωση καί ἐξαγωγή, ὅπως φαίνεται στό σχῆμα 10.7. Παρατηροῦμε ὅτι ἡ μηχανή ἔχει λίγα κινούμενα μέρη, π.χ. ἀντί γιά βαλβίδες εἰσαγωγῆς καί ἐξαγωγῆς ἔχει ἀντίστοιχες θυρίδες. Στίς τρεῖς πλευρές τοῦ περιστρεφόμενου ἐμβόλου διάφορες διεργασίες ἐκτελοῦνται συγχρόνως. Ἔτσι τό μίγμα καυσίμου-ἀέρα εἰσέρχεται στή μηχανή συνεχῶς ἀπό τό 1 στό 4. Στήν κατάσταση 4 τό ἔμβολο κλείνει τή θυρίδα εἰσαγωγῆς καί ἔτσι ἀρχίζει ἡ συμπίεση ἀπό τό 5 στό 8. Στήν κατάσταση 9 γίνεται ἡ ἀνάφλεξη τοῦ μίγματος μέ τή βοήθεια σπινθηριστῶν καί ἀρχίζει ἡ καύση καί ἐκτόνωση ἀπό τό 10 στό 12. Στή συνέχεια ἀποκαλύπτονται οἱ θυρίδες ἐξαγωγῆς καί τά καυσαέρια ἐξέρχονται στήν ἀτμόσφαιρα ἀπό τό 13 στό 18. Ἔτσι ὁλοκληρώνεται ὁ κύκλος λειτουργίας. Ἐδῶ παρατηροῦμε ὅτι σέ κάθε περιστροφή τοῦ ἐμβόλου ἔχομε τρεῖς φάσεις ἐκτονώσεως, πρᾶγμα πού σημαίνει ὅτι ἡ μηχανή ἀποτελεῖ μιά πολύ συμπαγή μονάδα παραγωγῆς ἰσχύος.



Σχ. 10.7.
Φάσεις λειτουργίας μηχανῆς Vankel.

Ἕνα ἀπό τά προβλήματα αὐτῆς τῆς μηχανῆς εἶναι ἡ δύσκολη στεγανοποίηση τῶν χώρων μεταξύ τῶν ἄκρων τοῦ ἐμβόλου καί τοῦ σώματος τῆς μηχανῆς.

Ἐπίσης, ἡ καύση εἶναι ἀτελής καί ἔτσι τά καυσαέρια περιέχουν μεγάλη σχετικά ποσότητα ἄκαυστου μίγματος. Αὐτό ἔχει ὡς ἀποτέλεσμα τή μείωση τοῦ ὁλικοῦ βαθμοῦ ἀποδόσεως σέ σύγκριση μέ τίς προηγούμενες μηχανές. Παρ' ὅλα αὐτά ἡ μεγάλη ἰσχύς πού παράγεται στή μονάδα τοῦ ὄγκου τῆς μηχανῆς καθιστᾶ τή μηχανή Vankel ἐνδιαφέρουσα γιά μερικές ἐφαρμογές (μηχανές αὐτοκινήτων κλπ).

10.8 Ἀσκήσεις.

1. Μιά μηχανή Diesel λειτουργεῖ μέ ἀέρα (σχ. 10.2ζ) καί παίρνει σέ κάθε κύκλο θερμότητα 28,5 kJ/kg. Στήν ἀρχή τῆς συμπιέσεως ἔχει πίεση 100 kN/m^2, θερμοκρασία 305 K καί ὄγκο 0,0425 m^3. Στή φάση ὅπου δίνεται ἡ θερμότητα, ἡ πίεση εἶναι 3450 kN/m^2. Ζητεῖται: α) τά p, V, T σέ κάθε σημεῖο τοῦ κύκλου, β) τό ἔργο καί γ) ὁ βαθμός ἀποδόσεως.

(*Ἀπ.:* α) $V_2 = 0{,}0034\ m^3$, $V_3 = 0{,}0039\ m^3$, $p_4 = 105\ kN/m^2$
$T_2 = 839$ K, $T_3 = 867$ K, $T_4 = 319$ K
β) 18,1 kJ/kg, γ) 63,4%)

2. Σέ ἕνα κύκλο Diesel (σχ. 10.2ζ) ὁ βαθμός συμπιέσεως εἶναι 7:1. Ὁ λόγος $V_3/V_2 = 2{,}5$. Στήν ἀρχή τῆς συμπιέσεως ὁ ἀέρας ἔχει πίεση 100 kPa καί θερμοκρασία 27°C. Νά προσδιορισθεῖ: α) Τό ποσό τῆς θερμότητας πού δίνεται στόν κύκλο ἀνά μονάδα μάζας καί β) ὁ βαθμός ἀποδόσεως.

(*Ἀπ.:* α) 984 kJ/kg, β) 43%)

3. Ἕνας κύκλος Otto λειτουργεῖ μέ ἀέρα καί ἔχει βαθμό συμπιέσεως 8. Στήν ἀρχή τῆς φάσεως τῆς συμπιέσεως ἡ πίεση τοῦ ἀέρα εἶναι 1 bar καί ἡ θερμοκρασία 25°C. Ἡ θερμότητα πού προσδίνεται εἶναι 1547 kJ/kg. Ζητεῖται: α) Νά προσδιορισθοῦν ὅλα τά σημεῖα τοῦ κύκλου καί β) ὁ βαθμός ἀποδόσεως.

(*Ἀπ.:* α) – β) 56,5%)

4. Στόν κύκλο ἀέρα μιᾶς βενζινομηχανῆς (σχ. 10.3) γνωρίζομε τά ἑξῆς στοιχεῖα: $p_1 = 101$ kPa, $T_1 = 333$ K, $V_1 = 0{,}28\ m^3$, $T_3 = 2000$ K, r = 5. Νά προσδιορισθοῦν: α) Τά ὑπόλοιπα σημεῖα τοῦ κύκλου, β) ὁ βαθμός ἀποδόσεως, γ) ἡ θερμότητα πού χάνεται καί δ) ἡ θερμότητα πού δίνεται στόν κύκλο.

(*Ἀπ.:* α) – β) 47,5%, γ) 152 kJ/kg, δ) 290 kJ/kg)

5. Σ' ἕνα κύκλο Diesel ὁ ἀέρας συμπιέζεται ἰσοεντροπικά ἀπό 27°C καί πίεση 1 bar σέ πίεση 37 bar. Στή φάση τῆς ἐξαγωγῆς (ἀφαίρεση θερμότητας) ἡ ἀλλαγή τῆς ἐντροπίας τοῦ ἀέρα εἶναι –0,3853 kJ/kg. Ζητεῖται: α) Ἡ θερμότητα πού δίνεται στή μονάδα μάζας, β) ὁ βαθμός ἀποδόσεως καί γ) ἡ μέγιστη θερμοκρασία τοῦ κύκλου.

(*Ἀπ.:* α) 800 kJ/kg, β) 58%, γ) 1394°C)

6. Μία μηχανή Diesel ἐργάζεται μέ ἀέρα ἐπάνω στό μικτό κύκλο (σχ. 10.4). Ἡ ἰσοεντροπική συμπίεση ἀρχίζει μέ 100 kPa καί 300 K. Ὁ βαθμός συμπιέσεως εἶναι 13:1, ἡ μέγιστη θερμοκρασία 2750 K καί ἡ μέγιστη πίεση 6890 kPa. Νά προσδιορισθεῖ: α) Τό ἔργο πού δίνει ὁ κύκλος ἀνά kg ἀέρα, β) ἡ θερμότητα πού δίνεται ἀνά kg ἀέρα καί γ) ὁ βαθμός ἀποδόσεως.

(*Ἀπ.:* α) 1039 kJ/kg, β) 1705 kJ/kg, γ) 61%)

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΕΝΔΕΚΑΤΟ

ΑΕΡΙΟΣΤΡΟΒΙΛΟΙ

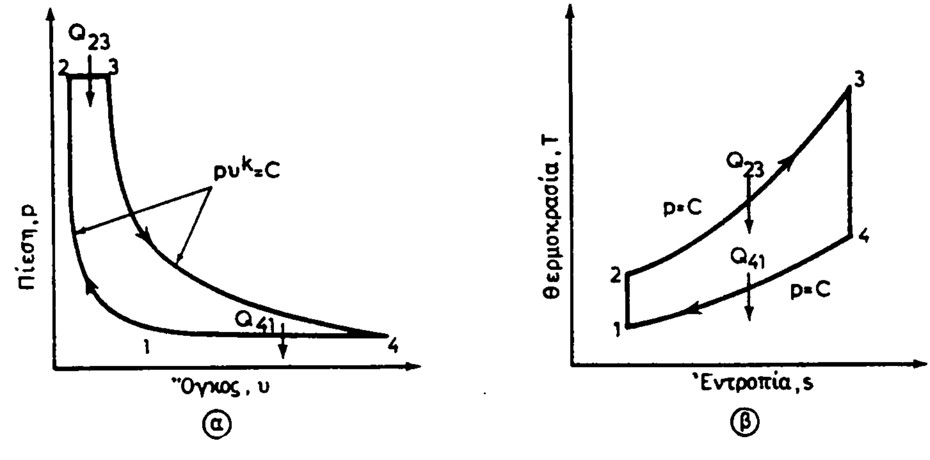
11.1 Γενικά.

Ὁ ἀεριοστρόβιλος, ἡ ἐφαρμογή τοῦ ὁποίου γνώρισε ἀνάπτυξη κυρίως ἀπό τό Β΄ Παγκόσμιο πόλεμο, ἀποτελεῖ μαζί μέ τόν ἀτμοστρόβιλο καί τή μηχανή Diesel, ἄλλη μιά μορφή κινητήριας μηχανῆς. Μέ τήν πάροδο τοῦ χρόνου ἡ ἀπόδοσή του βελτιώθηκε σημαντικά καί τό κόστος ἐγκαταστάσεως καί λειτουργίας του μειώθηκε, σέ σημεῖο ὥστε νά ἀρχίσει νά συναγωνίζεται τίς ἄλλες δύο κινητήριες μηχανές (ἀτμοστρόβιλος, μηχανή Diesel) στήν πρόωση τῶν πλοίων καί στήν κίνηση ὁρισμένων βοηθητικῶν μηχανημάτων, ὅπως γεννήτριες, ἀντλίες κλπ. Βέβαια ἀκόμη καί σήμερα ἐξακολουθοῦν νά γίνονται ἀλλαγές καί βελτιώσεις στόν ἀεριοστρόβιλο, μέ σκοπό τήν παραπέρα βελτίωσή του καί αὔξηση τοῦ συναγωνισμοῦ, παρ' ὅλο ὅτι, γιά ὁρισμένες ἐφαρμογές, ὁ ἀεριοστρόβιλος ἀποτελεῖ τήν καλύτερη λύση. Π.χ. ἕνας σοβαρός παράγοντας πού εὐνοεῖ τή χρησιμοποίηση τοῦ ἀεριοστροβίλου, εἶναι τό ὅτι ἀποτελεῖ μία πολύ συμπαγή καί ἐλαφριά μονάδα, σέ ἀντίθεση μέ τόν ἀτμοστρόβιλο πού καταλαμβάνει μεγάλη ἔκταση καί εἶναι πολύ βαρύτερος.

Τόν ἀεριοστρόβιλο θά τόν μελετήσομε μέ τόν ἴδιο τρόπο πού ἤδη μελετήσαμε τίς δύο προηγούμενες μηχανές. Θά δώσομε δηλαδή πρῶτα μιά σύντομη περιγραφή τοῦ κύκλου ἐπάνω στόν ὁποῖο βασίζεται ἡ λειτουργία τοῦ ἀεριοστροβίλου, θά δοῦμε στή συνέχεια τίς μονάδες ἀπό τίς ὁποῖες ἀποτελεῖται (μηχανικός κύκλος) καί τέλος θά κάνομε τή θερμοδυναμική ἀνάλυση γιά νά βροῦμε τά στοιχεῖα τοῦ κύκλου. ὅπως τό ἔργο πού παράγει, τή θερμότητα πού χρειάζεται, τό βαθμό ἀποδόσεως κλπ.

11.2 Ὁ κύκλος Brayton.

Ὁ ἀεριοστρόβιλος λειτουργεῖ μέ βάση τό θεωρητικό κύκλο Brayton πού εἶναι ἕνας ἀκόμη κύκλος ἀέρα, ὅπως τῆς μηχανῆς Diesel κλπ. Τά διαγράμματα p-υ καί T-s τοῦ κύκλου αὐτοῦ φαίνονται στό σχῆμα 11.2α. Ὅπως βλέπομε ὁ κύκλος ἀποτελεῖται ἀπό δύο διεργασίες μέ σταθερή πίεση, ὅπου δίνεται καί ἀφαιρεῖται θερμότητα 2 - 3 καί 4 - 1 ἀντίστοιχα, καί ἀπό δύο ἰσοεντροπικές διεργασίες, τῆς συμπιέσεως 1 - 2 καί τῆς ἐκτονώσεως 3 - 4, ὅπου παράγεται τό ἔργο. Ὁ κύκλος μπορεῖ νά θεωρηθεῖ κλειστός ἤ ἀνοικτός. Στήν πρώτη περίπτω-



Σχ. 11.2α.
Κύκλος άέρα Brayton: α) Στό διάγραμμα p-υ καί β) στό διάγραμμα T-s.

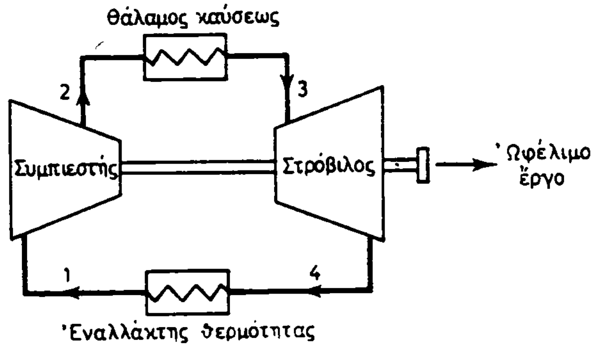
ση ή άφαίρεση τῆς θερμότητας γίνεται καθώς ὁ άέρας περνᾶ μέσα άπό ἕνα ἐναλλάκτη θερμότητας, σάν τό ψυγεῖο ἀτμοῦ πού εἴδαμε στήν ἐγκατάσταση τοῦ ἀτμοστροβίλου, ὁπότε ὁ μηχανικός κύκλος ἔχει τή μορφή τοῦ σχήματος 11.2β. Στή δεύτερη περίπτωση ή άφαίρεση τῆς θερμότητας γίνεται μέ τήν ἐξαγωγή τοῦ ζεστοῦ άέρα στό περιβάλλον καί τήν άναπλήρωσή του άπό καινούργιο άέρα μέ άτμοσφαιρικές συνθῆκες. Ὁ μηχανικός κύκλος ἔχει τότε τή μορφή τοῦ σχήματος 11.2γ. Ἡ διάταξη τοῦ άνοικτοῦ κύκλου εἶναι ή μόνη πού ἐφαρμόζεται στήν πρόωση τῶν πλοίων. Ἀντίθετα, ή διάταξη τοῦ κλειστοῦ κύκλου σπάνια ἐφαρμόζεται καί τή συναντᾶμε κυρίως σέ πυρηνικές ἐγκαταστάσεις. Ἀνεξάρτητα άπό τόν τρόπο άφαιρέσεως τῆς θερμότητας, ή θερμοδυναμική άνάλυση τοῦ κύκλου Brayton εἶναι ή ἴδια καί γιά τίς δύο περιπτώσεις.

11.2.1 Περιγραφή μηχανικοῦ κύκλου.

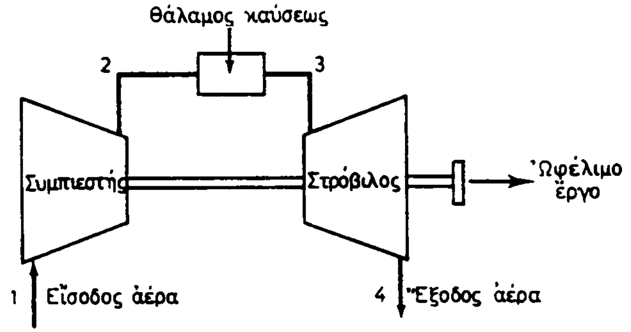
Ὅπως φαίνεται καί άπό τά σχήματα 11.2β καί 11.2γ, οἱ τρεῖς βασικές μονάδες ἑνός άεριοστροβίλου εἶναι ὁ ***συμπιεστής***, ὁ ***θάλαμος καύσεως*** καί ὁ ***στρόβιλος***. Καί οἱ τρεῖς αὐτές μονάδες βρίσκονται μέσα σέ ἕνα κέλυφος, ὅπως φαίνεται στό σχῆμα 11.2δ. Φυσικά ὑπάρχουν καί διάφορα ἄλλα ἐξαρτήματα, άπαραίτητα γιά τή λειτουργία τοῦ άεριοστροβίλου, πού ἔχουν δευτερεύουσα σημασία καί δέν ἐνδιαφέρουν τή θερμοδυναμική άνάλυση τοῦ κύκλου. Ὁ άεριοστρόβιλος, μέ δύο λόγια, λειτουργεῖ ὡς ἑξῆς: ὁ συμπιεστής συμπιέζει τόν άτμοσφαιρικό άέρα ὁ ὁποῖος εἰσέρχεται στό θάλαμο καύσεως γιά τήν καύση τοῦ καυσίμου καί, στή συνέχεια, τά καυσαέρια ἐκτονώνονται στό στρόβιλο καί άποβάλλονται άπό ἐκεῖ στήν άτμόσφαιρα.

Συμπιεστής.

Ὁ συμπιεστής άναρροφᾶ άτμοσφαιρικό άέρα (σημεῖο 1, σχ. 11.2γ) καί τόν



Σχ. 11.2β.
Κλειστός κύκλος ἀεριοστροβίλου.



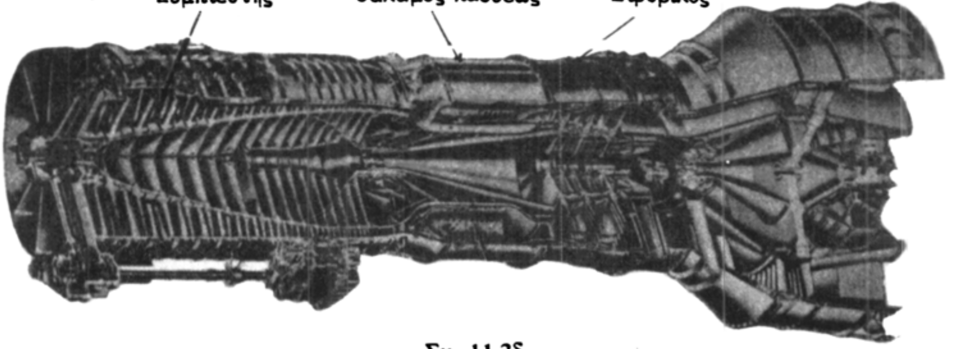
Σχ. 11.2γ.
Ἀνοικτός κύκλος ἀεριοστροβίλου.

συμπιέζει σέ πίεση μερικῶν ἀτμοσφαιρῶν (σημεῖο 2). Ἕνα μέρος τοῦ συμπιεσμένου ἀέρα, πού ὀνομάζεται ***πρωτεύων ἀέρας***, εἰσέρχεται μέσα στό θάλαμο καύσεως ὅπου ἀναμιγνύεται μέ τό καύσιμο. Ὁ ὑπόλοιπος ἀέρας, πού ὀνομάζεται ***δευτερεύων ἀέρας***, ἀναμιγνύεται μέ τά προϊόντα τῆς καύσεως, δηλαδή τά καυσαέρια, καί ἔχει ὡς σκοπό νά τά ψύξει σέ θερμοκρασία κατάλληλη ὥστε νά μποροῦν νά μποῦν μέσα στό στρόβιλο χωρίς νά προκαλέσουν ὑπερθέρμανση τῶν πτερυγίων του.

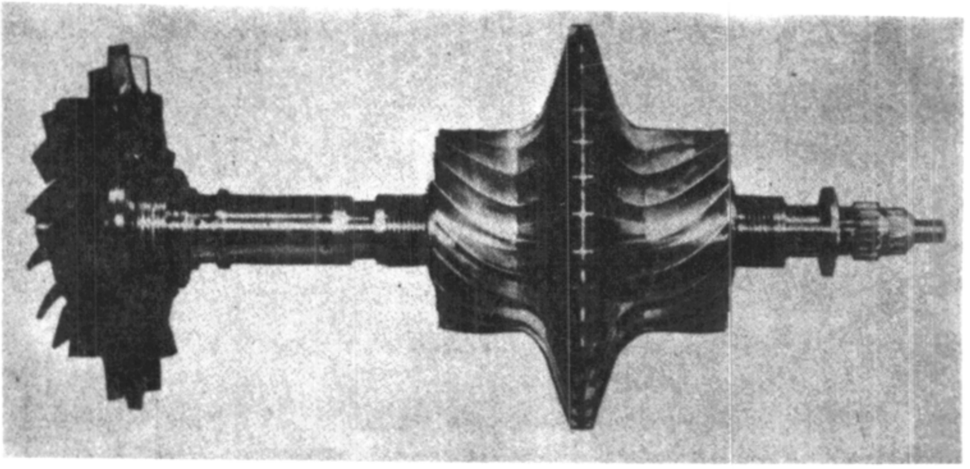
Ὁ συμπιεστής, πού παίρνει κίνηση ἀπό τό στρόβιλο (σχ. 11.2β καί 11.2γ), μπορεῖ νά εἶναι ἀξονικός, ὅπως αὐτός πού εἶναι ἐγκατεστημένος στόν ἀεριοστρόβιλο τοῦ σχήματος 11.2δ, ἤ κεντρόφυγος. Ὁ πρῶτος ἔχει καλύτερο βαθμό ἀποδόσεως ἀπό τό δεύτερο ἀλλά εἶναι ὑψηλό τό κόστος ἀγορᾶς του. Ἡ ἐκλογή τοῦ τύπου τοῦ συμπιεστῆ εἶναι ζήτημα ξεχωριστῆς μελέτης καί δέν μᾶς ἀφορᾶ. Στό σχῆμα 11.2ε φαίνεται τό στροφεῖο ἑνός κεντρόφυγου ἀεριοσυμπιεστῆ.

Θάλαμος καύσεως.

Στό θάλαμο καύσεως δίνεται τό καύσιμο πού ἀναμιγνύεται μέ τό συμπιεσμένο ἀέρα. Ἀκολουθεῖ ἡ καύση τοῦ μίγματος ἀέρα - καυσίμου δηλαδή ἡ πρόσδοση τῆς θερμότητας (ἀπό τό σημεῖο 2 στό σημεῖο 3, σχ. 11.2γ). Ὁ θάλαμος καύ-

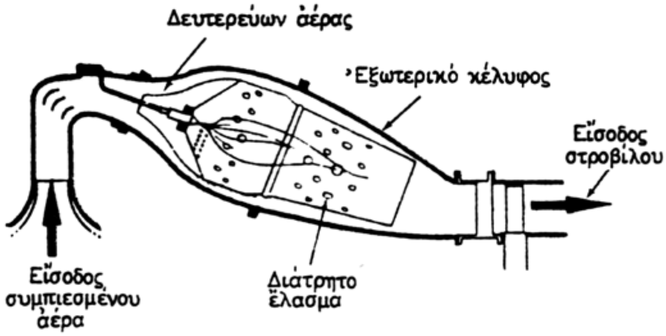


Σχ. 11.2δ.
Διαμήκης τομή ἑνός ἀεριοστροβίλου.



Σχ. 11.2ε.
Κεντρόφυγος συμπιεστής ἑνός ἀεριοστροβίλου.

σεως, πού φαίνεται στό σχῆμα 11.2στ, ἀποτελεῖται ἀπό ἕνα κέλυφος, ἕνα διάτρητο ἐσωτερικό περίβλημα, ἕνα ἀκροφύσιο καυσίμου (καυστήρας) καί ἕνα σύστημα γιά τήν ἀρχική ἀνάφλεξη. Ὁ ἀριθμός τῶν θαλάμων καύσεως πού χρησιμοποιοῦνται σέ ἕνα ἀεριοστρόβιλο ποικίλλει· ὑπάρχουν ἀεριοστρόβιλοι μέ ἕνα μόνο θάλαμο καύσεως, ὑπάρχουν ὅμως καί μέ δεκαέξι. Ὁ ἀέρας τῆς καύσεως εἰσέρχεται στό χῶρο καύσεως ἀπό τό διάτρητο περίβλημα καί ἀποτελεῖ περίπου τό ἕνα τέταρτο τοῦ συνολικοῦ ἀέρα πού ἔρχεται ἀπό τό συμπιεστή. Ὁ ὑπόλοιπος ἀέρας κυκλοφορεῖ μεταξύ κελύφους καί περιβλήματος καί, ὅπως εἴπαμε, χρησιμεύει γιά τήν ψύξη τῶν καυσαερίων. Κάθε θάλαμος ἔχει τό δικό του καυστήρα πού λειτουργεῖ ἀνεξάρτητα ἀπό τούς ἄλλους. Ἡ ἀρχική ἀνάφλεξη γίνεται ἀπό σπινθηριστή, ὁ ὁποῖος σταματᾶ νά λειτουργεῖ ὅταν ἀρχίσει ἡ καύση. Ὁ θάλαμος καύσεως ἔχει τόν καλύτερο βαθμό ἀποδόσεως ἀπό ὅλες τίς μονάδες τοῦ ἀεριοστροβίλου. Ἡ ἀπόδοσή του κυμαίνεται μεταξύ 95 καί 98%.



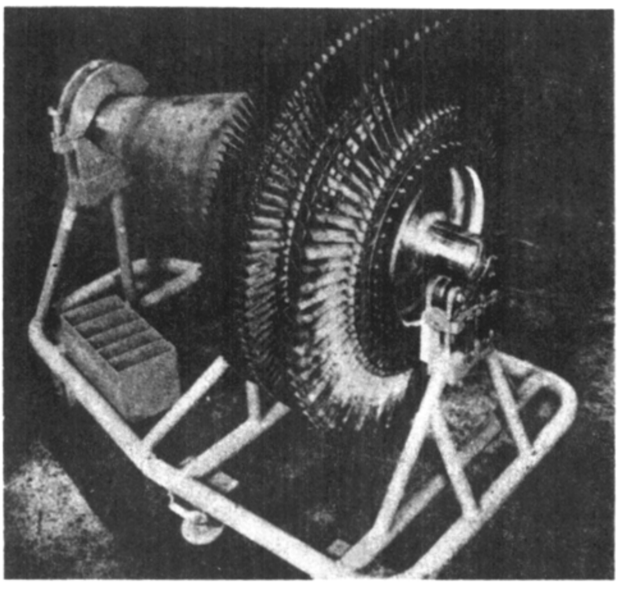
Σχ. 11.2στ.
Θάλαμος καύσεως ἑνός ἀεριοστροβίλου.

Στρόβιλος.

Μετά τήν ἔξοδό τους ἀπό τό θάλαμο καύσεως, τά προϊόντα τῆς καύσεως εἰσέρχονται στό στρόβιλο ὅπου καί ἐκτονώνονται μέχρι τήν ἀτμοσφαιρική πίεση, ἀποδίδοντας τό ἀπαραίτητο ἔργο (ἀπό τό σημεῖο 3 στό σημεῖο 4). Ἔτσι ἔχομε μετατροπή τῆς θερμικῆς ἐνέργειας σέ μηχανική (ἔργο).

Στή θεωρία, τή σχεδίαση καί τά λειτουργικά χαρακτηριστικά, ὁ στρόβιλος ἑνός ἀεριοστροβίλου εἶναι ὅμοιος μέ τό στρόβιλο μιᾶς ἐγκαταστάσεως ἀτμοστροβίλου, πού ἤδη ἀναφέραμε, μέ μόνη διαφορά ὅτι τό ὑλικό τῶν πτερυγίων τοῦ ἀεριοστροβίλου πρέπει νά ἔχει πολύ ὑψηλότερη ἀντοχή στή θερμοκρασία.

Στόν ἀεριοστρόβιλο, τό τμῆμα τοῦ στροβίλου βρίσκεται ἀμέσως μετά τήν ἔ-



Σχ. 11.2ζ.
Κινητό τμῆμα στροβίλου ἑνός ἀεριοστροβίλου.

ξοδο τοῦ θαλάμου καύσεως, ὅπως φαίνεται στό σχῆμα 11.2δ. Ἀποτελεῖται ἀπό τό σταθερό καί τό κινητό μέρος. Στό σταθερό ὑπάρχουν τά προφύσια, τά ὁποῖα μετατρέπουν τήν ὑψηλή πίεση τῶν καυσαερίων (δυναμική ἐνέργεια) σέ ταχύτητα (κινητική ἐνέργεια)· στό σταθερό μέρος ὑπάρχουν ἐπίσης τά ὁδηγητικά πτερύγια, τά ὁποῖα ἁπλῶς κατευθύνουν τή μάζα τῶν καυσαερίων στά πτερύγια τοῦ κινητοῦ μέρους μέ ὁρισμένη γωνία. Τό κινητό μέρος ἀποτελεῖται ἀπό τόν ἄξονα, ἐπάνω στόν ὁποῖο εἶναι στερεωμένα τά πτερύγια (σχ. 11.2ζ).

Τά καυσαέρια, καθώς ἐξέρχονται ἀπό τά προφύσια τοῦ σταθεροῦ μέρους προσπίπτουν ἐπάνω στά πτερύγια τοῦ κινητοῦ μέρους καί προκαλοῦν τήν περιστροφή τοῦ στροβίλου μέ μεγάλη ταχύτητα. Ὁ ἄξονας τοῦ στροβίλου συνδέεται, μέσω μειωτήρα στροφῶν, μέ τόν ἑλικοφόρο ἄξονα, ὅταν ὁ ἀεριοστρόβιλος χρησιμοποιεῖται γιά τήν πρόωση ἑνός πλοίου, ἤ μέ τόν ἄξονα γεννήτριας, ὅταν χρησιμοποιεῖται γιά τήν παραγωγή ἠλεκτρικῆς ἐνέργειας.

Ἕνα μέρος τῆς μηχανικῆς ἐνέργειας πού δίνει ὁ στρόβιλος χρησιμεύει γιά τήν κίνηση τοῦ συμπιεστῆ. Ἔτσι, ἐπάνω στόν ἄξονα τοῦ στροβίλου εἶναι ἐπίσης συνδεμένος καί ὁ ἄξονας τοῦ συμπιεστῆ, ὅπως φαίνεται στό σχῆμα 11.2γ.

Ἡ τοποθέτηση τοῦ μειωτήρα στροφῶν μεταξύ τοῦ ἄξονα τοῦ στροβίλου καί τοῦ ἑλικοφόρου ἄξονα εἶναι ἀπαραίτητη, γιατί ἡ περιστροφική ταχύτητα τοῦ στροβίλου εἶναι μερικῶν δεκάδων χιλιάδων στροφῶν ἐνῶ τῆς ἕλικας ἤ τῆς γεννήτριας μερικῶν ἑκατοντάδων στροφῶν.

Μετά τό στρόβιλο, τά καυσαέρια ὁδηγοῦνται στήν ἀτμόσφαιρα, κλείνοντας ἔτσι τόν κύκλο λειτουργίας τοῦ ἀεριοστροβίλου.

Ὁ μηχανικός κύκλος τοῦ ἀεριοστροβίλου πού μόλις περιγράψαμε εἶναι ἡ πιό ἁπλή μορφή πού συναντᾶμε στήν πράξη. Πιό κάτω θά δοῦμε ὅτι, γιά τή βελτίωση τοῦ βαθμοῦ ἀποδόσεως τῆς ἐγκαταστάσεως, προστίθενται καί ἄλλες μονάδες. Τά καυσαέρια π.χ. πρίν χαθοῦν στήν ἀτμόσφαιρα, περνοῦν πρῶτα ἀπό ἕνα προθερμαντήρα ἀέρα, ὅπου δίνουν ἕνα μέρος τῆς θερμικῆς τους ἐνέργειας πού εἶναι ἀκόμη ἀρκετά ὑψηλή, ἄν λάβει κανείς ὑπ' ὄψη του ὅτι στήν ἔξοδο τοῦ στροβίλου ἔχουν θερμοκρασία γύρω στούς 500 °C.

11.2.2 Ἀνάλυση θερμοδυναμικοῦ κύκλου.

Θεωροῦμε ὅτι ὁ θεωρητικός θερμοδυναμικός κύκλος τοῦ ἀεριοστροβίλου ἤ ὁ κύκλος Brayton (σχ. 11.2α) εἶναι ἀνοικτός (σχ. 11.2γ) καί λειτουργεῖ μέ ἀέρα πού ἀκολουθεῖ τούς νόμους τοῦ τέλειου ἀερίου.

Ὁ κύκλος ἀρχίζει ἀπό τό σημεῖο 1 (σχ. 11.2α), ὅπου ὁ ἀέρας μέ ἀτμοσφαιρικές συνθῆκες εἰσέρχεται στό συμπιεστή καί συμπιέζεται ἰσοεντροπικά μέχρι τό σημεῖο 2. Ἀπό τό σημεῖο αὐτό καί μέχρι τό σημεῖο 3 προσδίνεται στόν ἀέρα θερμότητα μέ σταθερή πίεση, πού ἀντιστοιχεῖ μέ τή φάση τῆς παροχῆς καυσίμου καί τήν ἀνάφλεξη τοῦ μίγματος ἀέρα - καυσίμου στό θάλαμο καύσεως. Ἀπό τό σημεῖο 3 ἀρχίζει ἡ ἰσοεντροπική ἐκτόνωση τοῦ ἀέρα (στήν πραγματικότητα τῶν καυσαερίων) μέσα στό στρόβιλο, ἡ ὁποία δίνει τό ἔργο. Ἡ ἐκτόνωση ὁλοκληρώνεται στό σημεῖο 4, ὅπου ἀρχίζει ἡ ἀπόρριψη ἑνός μέρους τῆς θερμότητας τοῦ ἀέρα μέχρι νά φθάσει στήν κατάσταση τοῦ ἀτμοσφαιρικοῦ ἀέρα πού ἀντιστοιχεῖ στό σημεῖο 1. Ἔτσι ὁλοκληρώνεται ὁ θεωρητικός κύκλος λειτουργίας τοῦ ἀεριοστροβίλου.

Τό ὠφέλιμο ἔργο τοῦ κύκλου στή μονάδα τοῦ χρόνου (ἰσχύς) προκύπτει, ἄν ἀπό τό ἔργο τοῦ στροβίλου ἀφαιρέσομε τό ἔργο πού παίρνει ὁ συμπιεστής. Δηλαδή:

$$\dot{W} = \dot{W}_t - \dot{W}_c \tag{11.1}$$

ὅπου $\dot{W}_t$ ἡ ἰσχύς τοῦ στροβίλου σέ W καί
$\dot{W}_c$ ἡ ἰσχύς τοῦ ἀεροσυμπιεστῆ σέ W.

Ἀλλά ἀπό τόν πρῶτο θερμοδυναμικό νόμο σέ ἀνοικτά συστήματα, ἐξίσωση (6.31), γιά ἰσοεντροπική ἐκτόνωση στό στρόβιλο ($\dot{Q} = 0$) καί ἀμελητέα τή δυναμική καί κινητική ἐνέργεια, τό ἔργο πού παράγεται στό στρόβιλο στή μονάδα τοῦ χρόνου εἶναι:

$$\dot{W}_t = \dot{m}\,(h_3 - h_4) \tag{11.2}$$

ὅπου $\dot{m}$ εἶναι ἡ παροχή μάζας τοῦ ἐργαζόμενου μέσου.

Ἐπειδή ἔχομε θεωρήσει ὅτι τό ἐργαζόμενο μέσο εἶναι ἀέρας (τέλειο ἀέριο) τότε, μέ βάση τήν ἐξίσωση (6.8), ἡ ἐξίσωση (11.2) γράφεται ὡς:

$$\dot{W}_t = \dot{m}c_p\,(T_3 - T_4) \tag{11.2α}$$

Γιά τήν ἰσχύ τοῦ ἀεροσυμπιεστῆ ἰσχύουν ἀντίστοιχες σχέσεις. Ἔχομε δηλαδή:

$$\dot{W}_c = \dot{m}\,(h_2 - h_1) = \dot{m}c_p(T_2 - T_1) \tag{11.3}$$

Ἀντικαθιστώντας τίς ἐξισώσεις (11.2α) καί (11.3) στήν ἐξίσωση (11.1), παίρνομε:

$$\dot{W} = \dot{m}\,(h_3 + h_1 - h_4 - h_2) = \dot{m}c_p\,(T_3 + T_1 - T_4 - T_2) \tag{11.4}$$

Ἐπίσης ἡ θερμότητα πού προσδίνεται μέ σταθερή πίεση εἶναι, ἐξίσωση (6.8):

$$\dot{Q} = \dot{m}\,(h_3 - h_2) = \dot{m}c_p\,(T_3 - T_2) \tag{11.5}$$

ὁπότε ὁ θερμικός βαθμός ἀποδόσεως τοῦ κύκλου εἶναι ἴσος μέ

$$\eta_\theta = \frac{\dot{W}}{\dot{Q}} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} \tag{11.6}$$

Ὁρίζομε τό λόγο πιέσεως r_p ὡς:

$$r_p = \frac{p_2}{p_1} \tag{11.7}$$

ὁπότε, ἀπό τήν ἰσοεντροπική ἐκτόνωση καί συμπίεση, προκύπτει ὅτι:

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{T_3}{T_4} \tag{11.8}$$

Μετά ἀπό ἀντικαταστάσεις στήν ἐξίσωση (11.6) ἔχομε:

$$\eta_\theta = 1 - \frac{1}{r_p^{(k-1)/k}} \tag{11.9}$$

Ἔτσι, στόν κύκλο Brayton ὁ βαθμός ἀποδόσεως η_θ εἶναι συνάρτηση τοῦ λόγου πιέσεως r_p. Ὅσο ὁ r_p μεγαλώνει, τόσο αὐξάνει ὁ βαθμός ἀποδόσεως τοῦ κύκλου. Τά ὅρια αὐξήσεως τοῦ r_p, βέβαια, δέν εἶναι ἀπεριόριστα ὅπως κι ἀλλοῦ εἴπαμε, καθορίζονται ἀπό τά ὅρια ἀντοχῆς τῶν ὑλικῶν τοῦ συμπιεστῆ.

Ἕνα ἀπό τά πιό σοβαρά προβλήματα πού συνάντησαν οἱ κατασκευαστές τῶν ἀεριοστροβίλων ἦταν ὁ πολύ χαμηλός βαθμός ἀποδόσεως τοῦ συμπιεστῆ πού δέν ἦταν παραπάνω ἀπό τό 60%. Ἡ ἀπόδοση τοῦ στροβίλου ἦταν βέβαια μεγαλύτερη, ἀλλά, λόγω τῆς κινήσεώς του ἀπό τό στρόβιλο, ὁ συμπιεστής ἀπορροφοῦσε ὅλο τό ἔργο πού ἔδινε ὁ στρόβιλος, ὁπότε τό ὠφέλιμο ἔργο τοῦ ἀεριοστροβίλου ἦταν ἀσήμαντο. Μετά ἀπό ἔρευνες, κατορθώθηκε νά βελτιωθεῖ ὁ βαθμός ἀποδόσεως τοῦ συμπιεστῆ καί τοῦ στροβίλου καί ἔτσι σήμερα μποροῦμε καί μιλᾶμε γιά βαθμό ἀποδόσεως τοῦ συμπιεστῆ μεταξύ 75 καί 90% καί τοῦ στροβίλου 78 καί 91%.

Οἱ πιό πάνω βαθμοί ἀποδόσεως τοῦ συμπιεστῆ η_c καί τοῦ στροβίλου, η_t μᾶς λένε, ὅπως ξέρομε, τί ποσοστό τῆς θεωρητικῆς διεργασίας (συμπίεση καί ἐκτόνωση) εἶναι δυνατό νά πετύχομε στήν πράξη. Οἱ ἐξισώσεις πού ὁρίζουν τούς βαθμούς αὐτούς εἶναι:

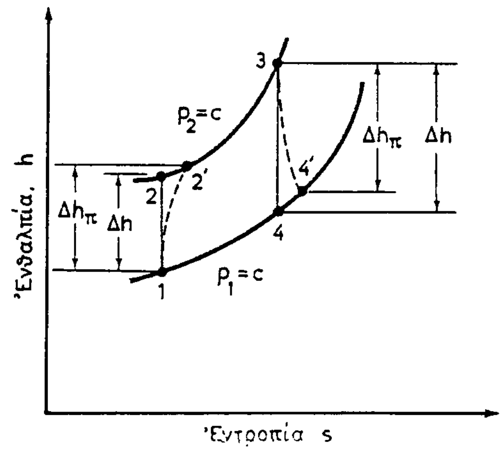
$$\eta_c = \frac{h_2 - h_1}{(h_2 - h_1)_\pi} = \frac{h_2 - h_1}{h_2' - h_1} \tag{11.10}$$

$$\eta_t = \frac{(h_3 - h_4)_\pi}{h_3 - h_4} = \frac{h_3 - h_4'}{h_3 - h_4} \tag{11.11}$$

Στό σχῆμα 11.2η φαίνονται παραστατικά οἱ θεωρητικές καί πραγματικές καταστάσεις τοῦ ἀέρα μετά τή συμπίεση στό συμπιεστή καί τήν ἐκτόνωση στό στρόβιλο. Παρατηροῦμε ὅτι, στήν πραγματικότητα, στήν ἔξοδο τοῦ συμπιεστῆ ὁ ἀέρας ἔχει ὑψηλότερη ἐνθαλία h_2', ἀπό τή θεωρητική h_2, πράγμα πού σημαίνει ὅτι ἡ θερμοκρασία T_2' εἶναι μεγαλύτερη ἀπό τήν T_2, ἐνῶ ἡ πίεση παραμένει ἡ ἴδια. Τό ἴδιο ἀκριβῶς συμβαίνει στήν ἔξοδο τοῦ στροβίλου, ὅπου ἡ πραγματική θερμοκρασία T_4', εἶναι μεγαλύτερη ἀπό τή θεωρητική T_4.

Παράδειγμα 1.

Ἕνας κύκλος Brayton λειτουργεῖ μέ ἀέρα (k = 1,4), ὁ ὁποῖος στήν εἴσοδο τοῦ συμπιεστῆ ἔχει θερμοκρασία 27 °C καί πίεση 10^5 N/m^2. Ὁ λόγος πιέσεως εἶναι 10 καί ἡ μέγιστη θερμοκρασία τοῦ κύκλου εἶναι 1127 °C. Νά προσδιορι-



Σχ. 11.2η.
Θεωρητική καί πραγματική κατάσταση τοῦ ἀέρα στήν ἔξοδο τοῦ συμπιεστῆ καί τοῦ στροβίλου ἑνός ἀεριοστροβίλου.

σθεῖ: α) Ἡ πίεση καί ἡ θερμοκρασία σέ κάθε σημεῖο τοῦ κύκλου, β) τό ἔργο τοῦ συμπιεστῆ καί τοῦ στροβίλου ἀνά μονάδα μάζας καί γ) ὁ θερμικός βαθμός ἀποδόσεως τοῦ κύκλου.

Λύση.

Ἀπό τήν ἐξίσωση (11.7) ἔχομε:

$$p_2 = r_p p_1 = 10 \times 10^5 = 10^6 \ \mathrm{N/m^2}$$

ἀλλά ἀπό τήν ἐξίσωση (6.21) γιά ἀδιαβατική διεργασία (συμπίεση 1 — 2),

$$T_2 = T_1 r_p^{(k-1)/k} = 300 \times 10^{0,29} = 585 \ \mathrm{K} \quad \text{ἤ} \quad 312 \ ^\circ\mathrm{C}$$

Ἀπό τό σχῆμα 11.2α, $p_2 = p_3 = 10^6 \ \mathrm{N/m^2}$ καί $p_4 = p_1 = 10^5 \ \mathrm{N/m^2}$

Ἐπίσης: $T_3 = T_{max} = 1127 + 273 = 1400 \ \mathrm{K}$

Γιά τήν ἀδιαβατική διεργασία 3 - 4 (ἐκτόνωση), ἔχομε:

$$T_4 = T_3 \left(\frac{p_4}{p_3}\right)^{(k-1)/k} = 1400 \left(\frac{10^5}{10^6}\right)^{0,29} = 718 \ \mathrm{K} \quad \text{ἤ} \quad 445 ^\circ\mathrm{C}$$

Ἀπό τόν πρῶτο θερμοδυναμικό νόμο, γιά κάθε μονάδα τοῦ κύκλου ἀνά μονάδα μάζας τοῦ ἐργαζόμενου μέσου, ἔχομε:

Ἔργο τοῦ συμπιεστῆ:

$$w_c = h_2 - h_1 = c_p (T_2 - T_1) = 1,0047 \times (585 - 300) = 286,3 \ \mathrm{kJ/kg}$$

Ἔργο τοῦ στροβίλου:

$$w_t = h_3 - h_4 = c_p (T_3 - T_4) = 1,0047 \times (1400 - 718) = 685,2 \ \mathrm{kJ/kg}$$

Ὠφέλιμο ἔργο:

$$w = w_t - w_c = 685{,}2 - 286{,}3 = 398{,}9 \text{ kJ/kg}$$

Παροχή θερμότητας:

$$q = h_3 - h_2 = c_p\,(T_3 - T_2) = 1{,}0047 \times (1400 - 585) = 818{,}8 \text{ kJ/kg}$$

ὁπότε ὁ βαθμός ἀποδόσεως τῆς ἐγκαταστάσεως εἶναι:

$$\eta_\theta = \frac{398{,}9}{818{,}8} = 0{,}487 \quad \text{ἤ} \quad 48{,}7\%$$

Τό βαθμό ἀποδόσεως μποροῦμε ἐπίσης νά βροῦμε ἀπό τήν ἐξίσωση (11.9):

$$\eta_\theta = 1 - \frac{1}{r_p^{(k-1)/k}} = 1 - \frac{1}{10^{0{,}29}} = 0{,}487 \quad \text{ἤ} \quad 48{,}7\%$$

Παράδειγμα 2.

Ἕνας κύκλος Brayton λειτουργεῖ μέ ἀέρα ($k = 1{,}4$), ὁ ὁποῖος στήν εἴσοδο τοῦ συμπιεστῆ ἔχει πίεση 1 bar καί θερμοκρασία 27°C. Ὁ λόγος πιέσεως εἶναι 10 καί ἡ μέγιστη θερμοκρασία τοῦ κύκλου εἶναι 1127°C. Ὁ συμπιεστής καί ὁ στρόβιλος ἔχουν βαθμό ἀποδόσεως 85% καί ὑπάρχει μία πτώση τῆς πιέσεως τοῦ ἀέρα κατά 0,27 bar ἀπό τήν ἔξοδο τοῦ συμπιεστῆ μέχρι τήν εἴσοδο τοῦ στροβίλου. Νά προσδιορισθεῖ: α) Ἡ πίεση καί ἡ θερμοκρασία σέ κάθε σημεῖο τοῦ κύκλου, β) τό ἔργο τοῦ συμπιεστῆ, τό ἔργο τοῦ στροβίλου καί ὁ βαθμός ἀποδόσεως. Ἐπίσης νά συγκριθοῦν τά ἀποτελέσματα τοῦ ἐρωτήματος (β) μέ τά ἀντίστοιχα τοῦ παραδείγματος 1.

Λύση.

α) Γνωρίζομε ὅτι $p_1 = 1$ bar, $T_1 = 300$ K, $T_3 = T_{max} = 1400$ K.

Ἀπό τό προηγούμενο παράδειγμα, γιά ἀδιαβατική συμπίεση 1 - 2 (σχ. 11.2η), ἔχομε $T_2 = 585$ K. Ἀλλά γιά τό συμπιεστή, ἀπό τήν ἐξίσωση (11.10):

$$\eta_c = \frac{h_2 - h_1}{h_2' - h_1} = \frac{c_p\,(T_2 - T_1)}{c_p\,(T_2' - T_1)}$$

καί ἀντικαθιστώντας τίς ἀριθμητικές τιμές $\quad 0{,}85 = \dfrac{585 - 300}{T_2' - 300}$

ἀπ' ὅπου προκύπτει ὅτι:

$$T_2' = 635{,}3 \text{ K} \quad \text{ἤ} \quad 362{,}30\text{°C}$$

$$p_2' = p_2 = 10^6 \text{ N/m}^2,$$

καί λόγω τῆς πτώσεως πιέσεως:

$$p_3 = p_2 - 0{,}27 \times 10^5 = 0{,}973 \times 10^6 \text{ N/m}^2$$

$p_1 = p_4 = 10^5$ N/m², ὁπότε:

$$T_4 = T_3\left(\frac{p_4}{p_3}\right)^{(k-1)/k} = 1400 \times \left(\frac{10^5}{0,973 \times 10^6}\right)^{0,29} = 723,7\ \text{K} \quad \text{ἤ} \quad 450,73°\text{C}$$

Ἀπό τήν ἐξίσωση (11.11) γιά τό στρόβιλο ἔχομε:

$$\eta_t = \frac{h_3 - h_4'}{h_3 - h_4} = \frac{c_p\,(T_4 - T_4')}{c_p\,(T_3 - T_4)}$$

καί ἀντικαθιστώντας τίς ἀριθμητικές τιμές:

$$0,85 = \frac{1400 - T_4'}{1400 - 723,7}$$

ἀπ' ὅπου προκύπτει ὅτι $T_4' = 825,15$ K ἤ 552,15°C.

β) Ἐφαρμόζομε τόν πρῶτο νόμο γιά κάθε μία μονάδα καί παίρνομε:

Ἔργο τοῦ συμπιεστῆ:

$$w_c = h_2' - h_1 = c_p\,(T_2' - T_1) = 1,0047 \times (635,3 - 300) = 336,9\ \text{kJ/kg}$$

Ἔργο τοῦ στροβίλου:

$$w_t = h_3 - h_4' = c_p(T_3 - T_4') = 1,0047 \times (1400 - 825,15) = 577,55\ \text{kJ/kg}$$

Παροχή θερμότητας:

$$q = h_3 - h_2' = c_p(T_3 - T_2') = 1,0047 \times (1400 - 635,3) = 768,3\ \text{kJ/kg}$$

Ὠφέλιμο ἔργο:

$$w = w_t - w_c = 577,55 - 336,9 = 240,65\ \text{kJ/kg}$$

ὁπότε ὁ βαθμός ἀποδόσεως τοῦ ἀεριοστροβίλου εἶναι:

$$\eta_\theta = \frac{w}{q} = \frac{240,65}{768,3} = 0,31 \quad \text{ἤ} \quad 31\%$$

Συγκρίνοντας τά ἀποτελέσματα πού βρήκαμε μέ ἐκεῖνα τοῦ προηγούμενου παραδείγματος, ὅπου εἴχαμε τόν ἴδιο λόγο πιέσεως, τήν ἴδια μέγιστη θερμοκρασία τοῦ κύκλου καί τήν ἴδια πίεση καί θερμοκρασία στήν εἴσοδο τοῦ συμπιεστῆ, βλέπομε ὅτι:

Τό ἔργο τοῦ συμπιεστῆ αὐξήθηκε κατά:

$$\frac{(336,9 - 286,3) \times 100}{286,3} = 17,7\%$$

Τό ἔργο τοῦ στροβίλου μειώθηκε κατά:

$$\frac{(685,2 - 577,55) \times 100}{685,2} = 15,7\%$$

Ἡ θερμότητα πού δίνεται στόν κύκλο μειώθηκε κατά:

$$\frac{(818{,}8 - 768{,}3) \times 100}{818{,}8} = 6{,}2\%$$

καί ὁ βαθμός ἀποδόσεως ἔγινε χειρότερος ἀπό τόν προηγούμενο κατά:

$$\frac{(0{,}487 - 0{,}31) \times 100}{0{,}487} = 36{,}3\%$$

Παρατηροῦμε λοιπόν ὅτι, μέ τή χρησιμοποίηση τοῦ βαθμοῦ ἀποδόσεως τοῦ συμπιεστῆ καί τοῦ στροβίλου, ἀλλά καί τήν πτώση τῆς πιέσεως πού πραγματικά συναντᾶμε στήν πράξη, πλησιάσαμε περισσότερο μιά πραγματική ἐγκατάσταση ἀεριοστροβίλου. Αὐτός ἄλλωστε εἶναι καί ὁ σκοπός τοῦ ὁρισμοῦ καί τῆς χρησιμοποιήσεως τοῦ βαθμοῦ ἀποδόσεως.

Παράδειγμα 3.

Ἕνας ἀεριοστρόβιλος ἰσχύος 600 kW λειτουργεῖ μέ ἀέρα, ὁ ὁποῖος στήν εἴσοδο τοῦ συμπιεστῆ ἔχει πίεση 1 bar καί θερμοκρασία 21°C. Ὁ λόγος πιέσεως εἶναι 10 καί ἡ παροχή τοῦ καυσίμου εἶναι 0,015 kg καυσίμου γιά κάθε χιλιόγραμμο ἀέρα. Ἡ θερμογόνος δύναμη τοῦ καυσίμου εἶναι 42.000 kJ/kg καυσίμου. Ζητεῖται: α) Ἡ παροχή τοῦ ἀέρα στόν ἀεριοστρόβιλο, β) ἡ ἰσχύς τοῦ στροβίλου καί τοῦ συμπιεστῆ καί γ) ὁ βαθμός ἀποδόσεως.

Λύση.

Γιά κάθε χιλιόγραμμο ἀέρα ἡ θερμότητα πού δίνεται στό θάλαμο καύσεως εἶναι, ἐξίσωση (11.5):

$$q = c_p(T_3 - T_2) \tag{1}$$

ἀλλά $\quad q = 0{,}015 \times 42.000 = 630$ kJ/kg ἀέρα

καί $\quad T_2 = T_1 r_p^{(k-1)/k} = 294 \times 10^{0,29} = 573$ K ἤ 300 °C

Ἀντικαθιστοῦμε στήν ἐξίσωση (1) καί λύνομε ὡς πρός T_3:

$$T_3 = T_2 + \frac{q}{c_p} = 573 + \frac{630}{1{,}0047} = 1200 \text{ K} \quad ἤ \quad 927°C$$

Τό ἔργο τοῦ συμπιεστῆ εἶναι:

$$w_c = h_2 - h_1 = c_p(T_2 - T_1) = 1{,}0047 \times (573 - 294) = 280{,}31 \text{ kJ/kg}$$

Ἔχομε ἐπίσης ὅτι:

$$T_4 = T_3 \left(\frac{p_4}{p_3}\right)^{(k-1)/k} = 1200 \times \left(\frac{10^5}{10^6}\right)^{0,29} = 615 \text{ K} \quad ἤ \quad 342°C$$

Τό ἔργο τοῦ στροβίλου εἶναι:

$$w_t = h_3 - h_4 = c_p(T_3 - T_4) = 1{,}0047 \times (1200 - 615) = 587{,}75 \text{ kJ/kg}$$

Συνεπῶς τό ὠφέλιμο ἔργο εἶναι:

$$w = w_t - w_c = 587{,}75 - 280{,}31 = 307{,}44 \text{ kJ/kg}$$

Ἀλλά ἡ ἰσχύς τοῦ ἀεριοστροβίλου, δηλαδή τό ἔργο στή μονάδα τοῦ χρόνου, εἶναι 600 kW ἤ 600 kJ/s. Παραλείποντας τήν παροχή τοῦ καυσίμου, ὡς πολύ μικρή ποσότητα, ἔχομε ὅτι ἡ παροχή τοῦ ἀέρα εἶναι:

$$\dot{m} = \frac{600}{307{,}44} = 1{,}952 \text{ kg/s} \quad \text{ἤ} \quad 7027{,}2 \text{ kg/h}$$

ὁπότε ἡ ἰσχύς τοῦ συμπιεστῆ καί τοῦ στροβίλου εἶναι:

$$\dot{W}_c = \dot{m}w_c = 1{,}952 \times 280{,}31 = 547{,}05 \text{ kW}$$

$$\dot{W}_t = \dot{m}w_t = 1{,}952 \times 587{,}75 = 1147{,}3 \text{ kW}$$

καί ὁ βαθμός ἀποδόσεως $\quad \eta_\theta = \frac{307{,}44}{630} = 0{,}488 \quad$ ἤ $\quad 48{,}8\%$

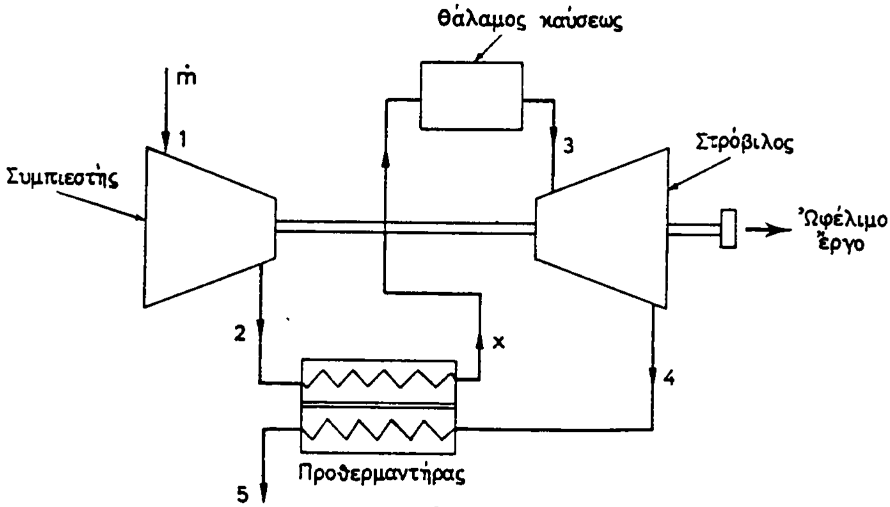
ἤ $\quad \eta_\theta = \frac{600}{1{,}952 \times 630} = 0{,}488$

11.3 Κύκλος Brayton μέ προθερμαντήρα ἀέρα.

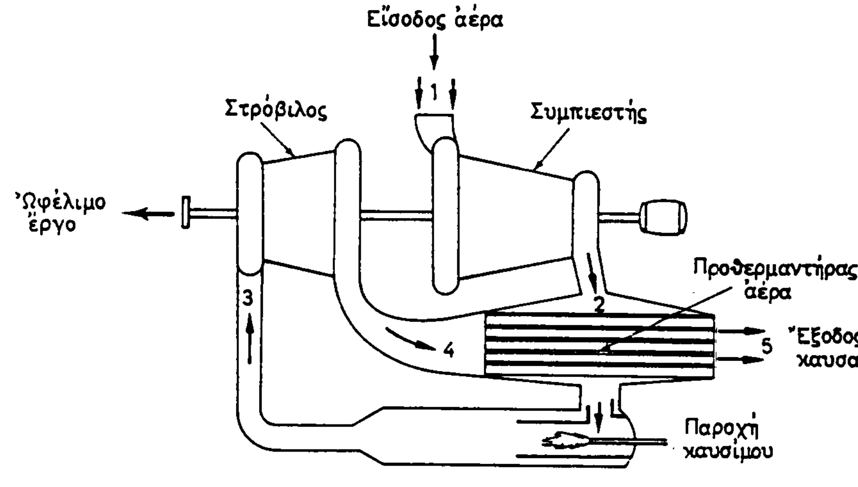
Ὅπως εἴδαμε ἀπό τά προηγούμενα παραδείγματα, ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀέρα στήν ἔξοδο τοῦ στροβίλου, δηλαδή τῶν καυσαερίων στήν πραγματικότητα, εἶναι πολύ πιό ὑψηλή ἀπό ὅ,τι ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀέρα στήν εἴσοδο τοῦ συμπιεστῆ. Αὐτό σημαίνει ὅτι ἕνα ποσοστό τῆς διαθέσιμης ἐνέργειας τοῦ ἀέρα στήν ἔξοδο (καυσαέρια) θά μπορούσαμε νά τό χρησιμοποιήσομε γιά τήν αὔξηση τῆς θερμικῆς ἐνέργειας τοῦ ἐργαζόμενου μέσου πρίν μπεῖ στό στρόβιλο. Ἕνας τρόπος γιά νά τό χρησιμοποιήσομε εἶναι νά προθερμάνομε τόν ἀέρα πρίν πάει στό θάλαμο καύσεως. Ἔτσι ἐπιτυγχάνομε καλύτερο βαθμό ἀποδόσεως, δηλαδή οἰκονομικότερη λειτουργία, γιατί δίνομε ἕνα ποσό θερμικῆς ἐνέργειας στόν ἀέρα πού διαφορετικά θά τό δίναμε μέ τό καύσιμο. Ἡ προθέρμανση τοῦ ἀέρα ἐπιτυγχάνεται μέ τήν τοποθέτηση ἑνός προθερμαντήρα στήν ἔξοδο τοῦ συμπιεστῆ. Στό σχῆμα 11.3α φαίνεται παραστατικά ἕνας ἀεριοστρόβιλος μέ προθερμαντήρα ἀέρα καί στό σχῆμα 11.3β τό διάγραμμα T - s τοῦ ἀντίστοιχου κύκλου Brayton.

Σέ ἕνα προθερμαντήρα μέ ἰδανικές συνθῆκες, τό ποσό τῆς θερμότητας πού ἀφαιρεῖται ἀπό τόν ἀέρα, μεταξύ τῶν σημείων 4 καί 5 (σχ. 11.3β) δίνεται στό συμπιεσμένο ἀέρα μεταξύ τῶν σημείων 2 καί x. Ἔτσι, τό ποσό τῆς θερμότητας πού δίνεται στό θάλαμο καύσεως εἶναι $h_3 - h_x$ ἤ $T_3 - T_x$.

Ἀλλά γιά ἕνα ἰδανικό προθερμαντήρα, ὅπως θά δοῦμε στό κεφάλαιο περί ἐναλλακτῶν θερμότητας, ἔχομε ὅτι $T_x = T_4$ καί $T_5 = T_2$. Ὁπότε ὁ βαθμός ἀποδόσεως τοῦ κύκλου εἶναι:



(α)

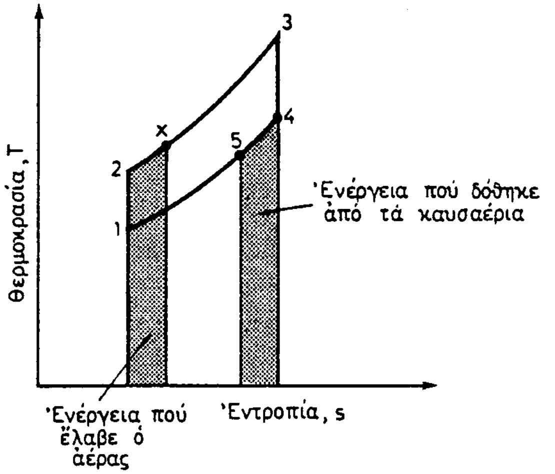


(β)

Σχ. 11.3α.
Σχηματική παράσταση ἑνός ἀεριοστροβίλου μέ προθερμαντήρα ἀέρα.

$$\eta_\theta = \frac{\dot{W}}{\dot{Q}} = 1 - \frac{T_5 - T_1}{T_3 - T_x} = 1 - \frac{T_2 - T_1}{T_3 - T_4} \qquad (11.12)$$

Ἀλλά ἔχομε ἐπίσης ὅτι: $\dfrac{T_2}{T_1} = \dfrac{T_3}{T_4} = r_p^{(k-1)/k}$



Σχ. 11.3β.
Διάγραμμα T-s κύκλου Brayton μέ προθερμαντήρα ἀέρα.

ὁπότε ἡ ἐξίσωση (11.12) γίνεται:

$$\eta_\theta = 1 - \left(\frac{T_1}{T_3}\right) r_p^{(k-1)/k} \tag{11.13}$$

Ἔτσι σέ ἕνα ἰδανικό κύκλο μέ προθερμαντήρα ὁ βαθμός ἀποδόσεως εἶναι συνάρτηση τοῦ λόγου πιέσεως καί τοῦ λόγου τῆς ἐλάχιστης καί μέγιστης θερμοκρασίας πού συναντῶνται στόν κύκλο. Στούς πραγματικούς κύκλους οἱ λόγοι τῶν θερμοκρασιῶν καί πιέσεων εἶναι σημαντικοί παράγοντες.

Ἔχει βρεθεῖ ὅτι ἡ τοποθέτηση τοῦ προθερμαντήρα δέν αὐξάνει πάντα τό βαθμό ἀποδόσεως τοῦ ἀεριοστροβίλου. Αὐτό ὀφείλεται πρῶτα στό ὅτι δέν ὑπάρχει προθερμαντήρας μέ ἀπόδοση ἑκατό τοῖς ἑκατό, ὅπως θεωρήσαμε προηγουμένως, καί δεύτερο στό ὅτι ἄν ἡ πίεση τοῦ ἀέρα μειωθεῖ λόγω τοῦ προθερμαντήρα, ἴσως ὁ βαθμός ἀποδόσεως νά μειωθεῖ. Συνεπῶς τό ἄν θά τοποθετηθεῖ ἤ ὄχι προθερμαντήρας, εἶναι ζήτημα οἰκονομικῆς μελέτης καί δέν θά μᾶς ἀπασχολήσει.

Παράδειγμα.

Ἄς θεωρήσομε τόν κύκλο Brayton τοῦ παραδείγματος 3 τῆς παραγράφου 11.2.2 μέ ἰδανικό προθερμαντήρα (ἀπόδοση 100%). Ζητεῖται ὁ βαθμός ἀποδόσεως τοῦ κύκλου.

Λύση.

Ἀπό τό παράδειγμα 3 τῆς παραγράφου 11.2.2 ἔχομε:

$$r_p = 10, \quad T_1 = 294 \text{ K} \quad \text{καί} \quad T_3 = 1200 \text{ K}$$

ὁπότε ἀπό τήν ἐξίσωση (11.13) ἔχομε:

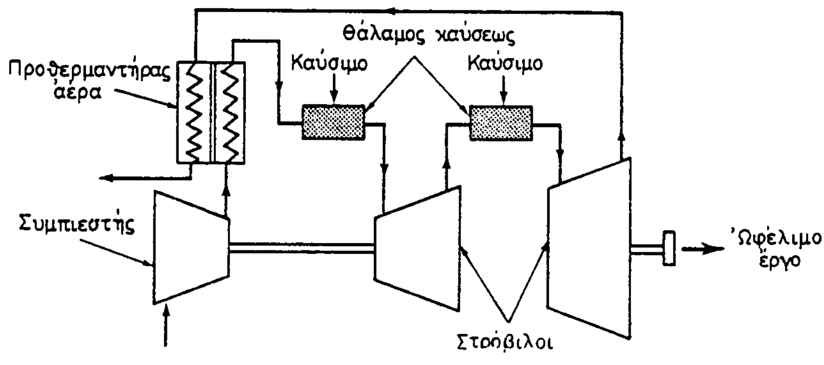
$$\eta_\theta = 1 - \frac{T_1}{T_3}\, r_p^{(k-1)/k} = 1 - \frac{294}{1200}\, 10^{\;0,29} = 0,522 \quad \text{ἤ} \quad 52,2\%$$

Παρατηροῦμε ὅτι μέ τόν προθερμαντήρα ἔχομε θεωρητικά βελτίωση τοῦ βαθμοῦ ἀποδόσεως τοῦ κύκλου κατά 7% περίπου.

11.4 Κύκλος Brayton μέ προθερμαντήρα ἀέρα καί ἀναθερμαντήρα καυσαερίων.

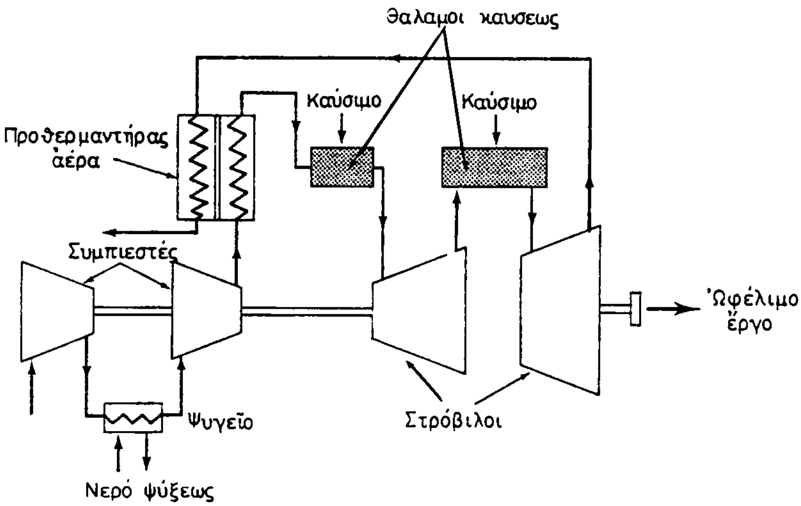
Γιά τή βελτίωση τοῦ βαθμοῦ ἀποδόσεως τοῦ ἀεριοστροβίλου ὑπάρχουν καί ἄλλες μέθοδοι, πού ἐφαρμόζονται ὅμως κυρίως στούς ἀεριοστροβίλους μεγάλης ἰσχύος. Ἐδῶ θά δώσομε μιά σύντομη περιγραφή τῶν μεθόδων αὐτῶν, χωρίς νά προχωρήσομε σέ καμιά θερμοδυναμική ἀνάλυση, γιατί στήν πράξη, τίς μονάδες αὐτές δέν τίς συναντᾶμε συχνά.

Στήν ἀνάλυση τοῦ κύκλου Rankine εἴχαμε δεῖ ὅτι ὁ βαθμός ἀποδόσεως τοῦ κύκλου μπορεῖ νά βελτιωθεῖ μέ τήν ἀναθέρμανση τοῦ ἀτμοῦ μετά ἀπό μερική ἐκτόνωση στό στρόβιλο. Τό ἴδιο μπορεῖ νά γίνει καί στόν ἀεριοστρόβιλο ἄν χωρισθεῖ ὁ στρόβιλος σέ δύο μέρη καί περάσουν τά καυσαέρια τοῦ πρώτου στροβίλου μέσα ἀπό δεύτερο θάλαμο καύσεως. Μετά τήν ἀναθέρμανση, τά καυσαέρια μπαίνουν στό δεύτερο στρόβιλο ὅπου ἐκτονώνονται μέχρι τήν ἀτμοσφαιρική πίεση. Στό σχῆμα 11.4α φαίνεται ἡ σχηματική παράσταση ἑνός ἀεριοστροβίλου μέ προθερμαντήρα ἀέρα καί ἀναθερμαντήρα καυσαερίων.



Σχ. 11.4α.
Σχηματική παράσταση ἀεριοστροβίλου μέ προθερμαντήρα ἀέρα καί ἀναθερμαντήρα καυσαερίων.

Ἕνας ἄλλος τρόπος βελτιώσεως τοῦ βαθμοῦ ἀποδόσεως τοῦ ἀεριοστροβίλου εἶναι ἡ μείωση τοῦ ἔργου τοῦ συμπιεστῆ. Αὐτό μπορεῖ νά γίνει μέ τή συμπίεση τοῦ ἀέρα σέ δύο στάδια καί τήν ψύξη του καθώς περνᾶ ἀπό τό ἕνα στάδιο στό ἄλλο. Στό σχῆμα 11.4β φαίνεται παραστατικά ἡ διάταξη τῶν μονάδων αὐτῶν σέ ἕνα ἀεριοστρόβιλο.



Σχ. 11.4β.
Σχηματική παράσταση ἀεριοστροβίλου μέ προθερμαντήρα ἀέρα, ἀναθερμαντήρα καυσαερίων καί ψύξη ἀέρα.

11.5 Συνδυασμένος κύκλος ἀεριοστροβίλου.

Πρίν ὁλοκληρώσομε τό κεφάλαιο αὐτό εἶναι χρήσιμο νά ἀναφέρομε ὅτι τά τελευταῖα χρόνια ὁ ἀεριοστρόβιλος ἔχει χρησιμοποιηθεῖ ὡς προωστήρια μηχανή πλοίων σέ συνδυασμό μέ τίς δύο προηγούμενες μηχανές, δηλαδή τόν ἀτμοστρόβιλο καί τή μηχανή Diesel. Τό συνδυασμό αὐτό τόν ὀνομάζομε ***συνδυασμένο κύκλο ἀεριοστροβίλου.***

Ὁ συνδυασμός πού συναντᾶμε πιό συχνά στήν πράξη χρησιμοποιεῖ τόν ἀεριοστρόβιλο γιά τήν αὔξηση τῆς ἰσχύος προώσεως μιᾶς ἐγκαταστάσεως μέ μηχανή Diesel καί εἶναι γνωστός ὡς CODOG ἤ CODAG. Στό συνδυασμό CODOG, ὁ ἀεριοστρόβιλος λειτουργεῖ μόνο στό πλῆρες φορτίο (ὑψηλές στροφές) τῆς ἐγκαταστάσεως, ἐνῶ σέ χαμηλό φορτίο (χαμηλές στροφές) μόνο ἡ μηχανή Diesel. Στό συνδυασμό CODAG, ὁ ἀεριοστρόβιλος καί ἡ μηχανή Diesel λειτουργοῦν στό πλῆρες φορτίο, ἐνῶ σέ χαμηλό φορτίο λειτουργεῖ μόνο ἡ μηχανή Diesel. Ἀπό θερμοδυναμική σκοπιά, οἱ μηχανές τῶν συνδυασμῶν αὐτῶν δέν ἔχουν καμιά σύνδεση καί ἑπομένως καμιά θερμοδυναμική ἀνάλυση τοῦ συνδυασμένου κύκλου δέν εἶναι δυνατή. Ἕνας ἄλλος συνδυασμός, ὅπου χρησιμοποιοῦνται ἀεριοστρόβιλος καί ἀτμοστρόβιλος μαζί, εἶναι γνωστός ὡς COGAS.

Τούς πιό πάνω συνδυασμούς συναντᾶμε σέ πολεμικά πλοῖα καί πολύ σπάνια σέ ἐμπορικά, γιατί εἶναι πολύπλοκες ἐγκαταστάσεις μέ ἀρχικό κόστος ἀγορᾶς ἤδη ἀρκετά ὑψηλό, παρ' ὅλο ὅτι ὁ βαθμός ἀποδόσεώς τους εἶναι καλύτερος ἀπό κάθε μία μηχανή ξεχωριστά.

11.6 Ἀσκήσεις.

1. Ἕνας κύκλος ἀέρα Brayton ἔχει λόγο πιέσεως 8. Στὴν εἴσοδο τοῦ συμπιεστῆ ὁ ἀέρας ἔχει πίεση 10^5 N/m² καὶ θερμοκρασία 25°C. Ἡ μέγιστη θερμοκρασία τοῦ κύκλου εἶναι 1100°C. Νὰ προσδιορισθεῖ: α) Ὁ θερμικὸς βαθμὸς ἀποδόσεως, β) τὸ ὠφέλιμο ἔργο καὶ γ) ἡ προσδινόμενη θερμότητα.

(*Ἀπ.:* α) 45%, β) 455 kJ/kg, γ) 833 kJ/kg)

2. Ἕνας κύκλος ἀέρα Brayton ἔχει πίεση ἀέρα στὴν εἴσοδο τοῦ συμπιεστῆ 1 bar καὶ θερμοκρασία 294 K. Ἡ μεγαλύτερη πίεση στὸν κύκλο εἶναι 8 bar καὶ ἡ προσδινόμενη θερμότητα 660 kJ/kg. Νὰ προσδιορισθεῖ: α) Ἡ μεγαλύτερη θερμοκρασία τοῦ κύκλου, β) ὁ βαθμὸς ἀποδόσεως καὶ γ) τὸ ἔργο τοῦ κύκλου, ἂν ἡ παροχὴ τοῦ ἀέρα εἶναι 200 kg/min.

(*Ἀπ.:* α) 921°C, β) 45,3%, γ) 1203 kW)

3. Ἕνας ἀεριοστρόβιλος λειτουργεῖ μὲ ἀέρα καὶ ἔχει τὰ ἑξῆς λειτουργικὰ στοιχεῖα: στὴν ἀρχὴ τῆς συμπιέσεως ἔχει θερμοκρασία 335 K καὶ πίεση 480 kPa. Μετὰ τὴν ***ἀδιαβατικὴ*** συμπίεση ἡ θερμοκρασία εἶναι 540 K καὶ ἡ πίεση 1930 kPa. Ὁ ἀέρας θερμαίνεται καὶ εἰσέρχεται στὸ στρόβιλο μὲ θερμοκρασία 1164 K καὶ πίεση 1930 kPa καὶ ἐκτονώνεται ***ἀδιαβατικὰ*** μέχρι πίεση 480 kPa καὶ θερμοκρασία 820 K. Νὰ βρεθεῖ: α) Ὁ βαθμὸς ἀποδόσεως τοῦ συμπιεστῆ καὶ τοῦ στροβίλου καὶ β) ὁ θερμικὸς βαθμὸς ἀποδόσεως.

(*Ἀπ.:* α) 81%, 89%, β) 33%)

4. Ἕνας ἀεριοστρόβιλος, ποὺ λειτουργεῖ μὲ ἀέρα, χρησιμοποιεῖται γιὰ τὴν παραγωγὴ ἠλεκτρικῆς ἰσχύος 4000 kW. Στὴν εἴσοδο τοῦ συμπιεστῆ ὁ ἀέρας ἔχει πίεση 100 kN/m² καὶ θερμοκρασία 295 K. Ἡ μέγιστη θερμοκρασία καὶ πίεση τοῦ κύκλου εἶναι 1200 K καὶ 400 kN/m² ἀντίστοιχα. Θεωρώντας τὴ μάζα τοῦ καυσίμου ἀμελητέα, νὰ προσδιορισθεῖ: α) Ὁ βαθμὸς ἀποδόσεως τοῦ ἀεριοστροβίλου, β) ἡ προσδινόμενη θερμότητα, γ) ἡ ἰσχὺς τοῦ συμπιεστῆ καὶ τοῦ στροβίλου καὶ δ) ἡ παροχὴ τοῦ ἀέρα σὲ kg/s.

(*Ἀπ.:* α) 33%, β) 762,57 kJ/kg, γ) 2324 kW, 6324 kW, δ) 15,85 kg/s)

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΔΩΔΕΚΑΤΟ

ΑΕΡΟΣΥΜΠΙΕΣΤΕΣ

12.1 Γενικά.

Στά πλοῖα ὁ ἀέρας ὑψηλῆς πιέσεως ἤ ***πεπιεσμένος ἀέρας*** ἐξυπηρετεῖ πολλούς σκοπούς, μεταξύ τῶν ὁποίων εἶναι τό ξεκίνημα καί ὁ ἔλεγχος τῆς λειτουργίας τῶν μηχανῶν Diesel, ἡ λειτουργία ἐργαλείων καί συσκευῶν ἀέρα κλπ. Τό μηχανικό σύστημα πού παράγει τόν πεπιεσμένο ἀέρα εἶναι ὁ γνωστός μας ***ἀεροσυμπιεστής***, πού μιά ἐφαρμογή τοῦ ὁποίου ὡς μιᾶς μονάδας τοῦ ἀεριοστροβίλου ἤδη εἴδαμε.

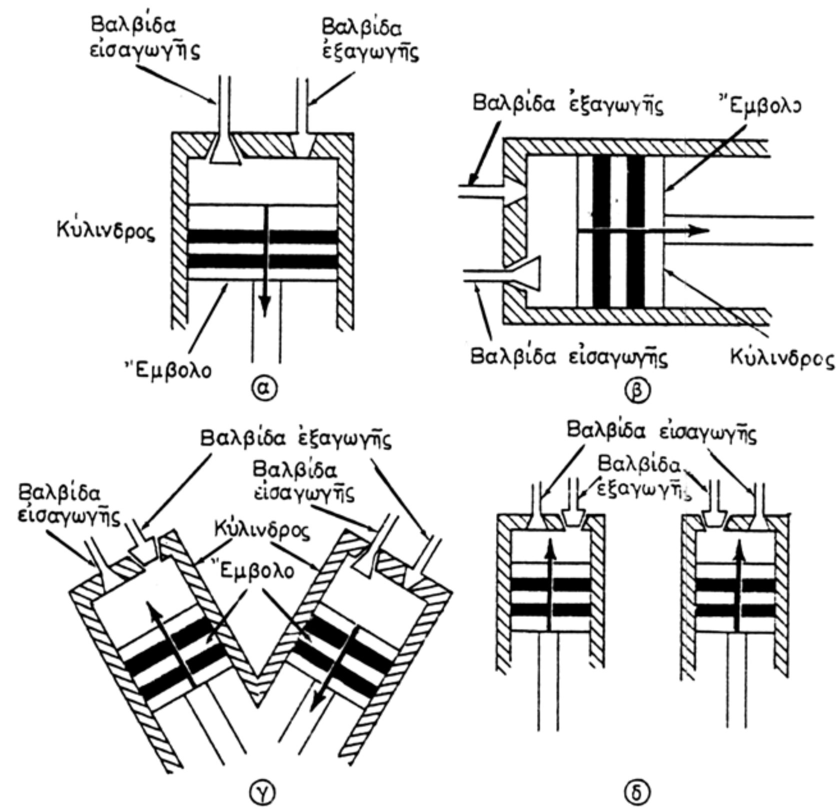
Ὑπάρχουν δύο τύποι ἀεροσυμπιεστῶν: ὁ ***παλινδρομικός*** καί ὁ ***περιστροφικός***. Γιά ὑψηλές πιέσεις καί μικρές παροχές ἀέρα, ὁ παλινδρομικός συμπιεστής εἶναι προτιμότερος· ὁ περιστροφικός χρησιμοποιεῖται κυρίως γιά χαμηλές πιέσεις καί ὑψηλές παροχές ἀέρα. Ἀπό τούς δύο αὐτούς τύπους, ἐπάνω στά πλοῖα, πιό πολύ χρησιμοποιεῖται ὁ παλινδρομικός. Ὁ ἀεροσυμπιεστής εἶναι ἕνα μηχανικό σύστημα πού δέχεται ἐνέργεια γιά νά ἐπιτύχει τή συμπίεση τοῦ ἀέρα. Αὐτό σημαίνει ὅτι θά πρέπει νά εἶναι συνδεμένος μέ κάποιο εἶδος κινητήριας μηχανῆς καί, στούς περισσότερους ἀεροσυμπιεστές, ἡ κινητήρια αὐτή μηχανή εἶναι ὁ ἠλεκτρικός κινητήρας. Ὑπάρχουν ὅμως καί περιπτώσεις ὅπου ἡ κινητήρια μηχανή εἶναι ἡ μηχανή Diesel, ὁ ἀτμοστρόβιλος κλπ. Στό σχῆμα 12.2α φαίνονται μερικά εἴδη παλινδρομικῶν ἀεροσυμπιεστῶν πού συναντᾶμε συχνά ἐπάνω στά πλοῖα καί στό σχῆμα 12.2β ἕνας περιστροφικός ἀεροσυμπιεστής.

Στό κεφάλαιο αὐτό θά ἐξετάσομε τόν ἀεροσυμπιεστή ἀπό θερμοδυναμικῆς σκοπιᾶς, δηλαδή ὡς ἕνα σύστημα στό ὁποῖο δίνομε μηχανική ἤ ἠλεκτρική ἐνέργεια, τήν ὁποία παίρνομε ἀποθηκευμένη μέσα στόν ἀέρα ὑψηλῆς πιέσεως.

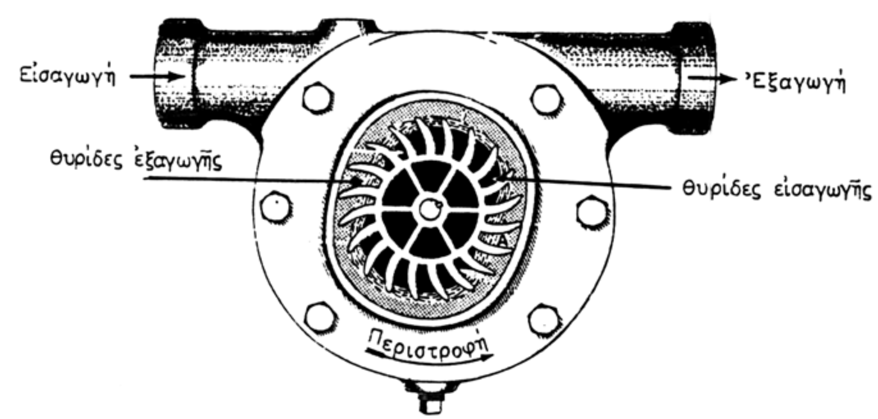
Τόν τρόπο τῆς μετατροπῆς τῆς ἐνέργειας θά τόν δοῦμε ἀμέσως πιό κάτω, ἀρχίζοντας ἀπό τόν παλινδρομικό ἀεροσυμπιεστή.

12.2 Παλινδρομικός ἀεροσυμπιεστής.

Ὅπως φαίνεται ἀπό τό σχῆμα 12.2α, ἕνας παλινδρομικός συμπιεστής ἀποτελεῖται ἀπό ἕνα ἤ περισσότερους κυλίνδρους, πού συνδέονται σέ σειρά ἤ ὑπό γωνία. Κάθε ἕνα ἀπό τούς κυλίνδρους τόν ὀνομάζομε ***βαθμίδα τοῦ ἀεροσυμπιεστῆ*** καί ἔτσι τούς ἀεροσυμπιεστές μέ ἕνα, δύο ἤ περισσότερους κυλίνδρους τούς λέμε μονοβάθμιους, διβάθμιους ἤ πολυβάθμιους ἀεροσυμπιεστές. Κάθε κύλινδρος ἔχει βαλβίδα εἰσαγωγῆς καί βαλβίδα ἐξαγωγῆς τοῦ ἀέρα, ἐνῶ μέσα

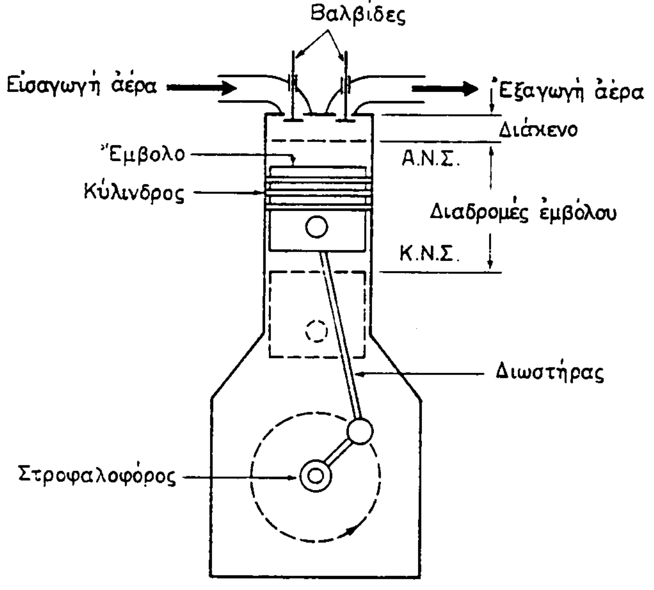


Σχ. 12.2α.
Εἴδη παλινδρομικῶν ἀεροσυμπιεστῶν: α) Κατακόρυφος. β) Ὁριζόντιος. γ) Ὑπὸ γωνία. δ) Δύο βαθμίδων.

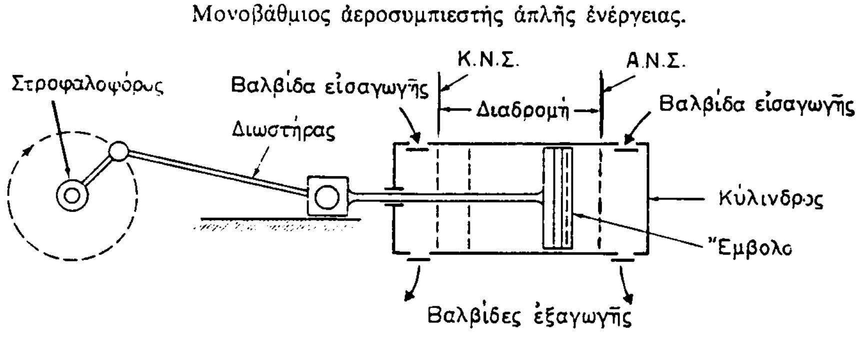


Σχ. 12.2β.
Περιστροφικὸς ἀεροσυμπιεστής.

στόν κύλινδρο παλινδρομεῖ τό ἔμβολο (σχ. 12.2γ). Ἡ κίνηση τοῦ ἐμβόλου μεταφέρεται μέ τή βοήθεια τοῦ διωστήρα ἀπό τό στροφαλοφόρο ἄξονα, ὁ ὁποῖος περιστρέφεται ἀπό τήν κινητήρια μηχανή (ἠλεκτρικός κινητήρας, μηχανή Diesel κλπ.). Ἔχομε δηλαδή μετατροπή τῆς περιστροφικῆς κινήσεως σέ παλινδρομική. Κι ὅπως ἀκριβῶς καί στίς μηχανές ἐσωτερικῆς καύσεως, παρατηροῦμε ἐδῶ ὅτι τά ἐξαρτήματα τῶν ἀεροσυμπιεστῶν μοιάζουν μέ ἐκεῖνα τῶν μηχανῶν Diesel καί τῶν βενζινομηχανῶν. Εἶναι φανερό ὅτι ἡ συμπίεση τοῦ ἀέρα γίνεται μέ τήν πρός τά πάνω διαδρομή τοῦ ἐμβόλου μέσα στόν κύλινδρο. Οἱ ἀεροσυμπιεστές τῆς μορφῆς τοῦ σχήματος 12.2γ ὀνομάζονται καί ***ἀεροσυμπιεστές ἁπλῆς ἐνέργειας***, γιατί συμπιέζουν τόν ἀέρα ***μόνο*** κατά τή μία διαδρομή τοῦ ἐμβόλου. Ὑπάρχουν ὅμως ἀεροσυμπιεστές πού συμπιέζουν τόν ἀέρα καί στίς δύο διαδρομές τοῦ ἐμβόλου, ὅπως φαίνεται στό σχῆμα 12.2δ, τούς ὁποίους λέμε ***ἀεροσυμπιεστές διπλῆς ἐνέργειας.***



Σχ. 12.2γ.
Μονοβάθμιος ἀεροσυμπιεστής ἁπλῆς ἐνέργειας.



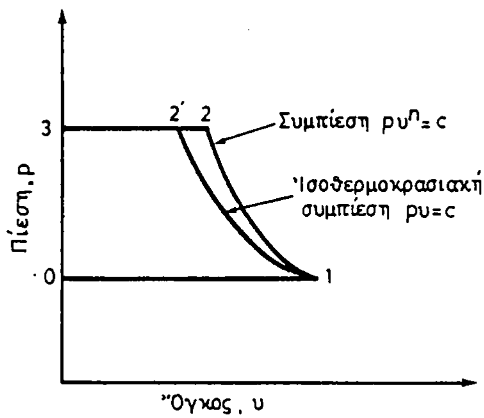
Σχ. 12.2δ.
Μονοβάθμιος ἀεροσυμπιεστής διπλῆς ἐνέργειας.

Στή θερμοδυναμική ἀνάλυση πού ἀκολουθεῖ θά ἐξετάσομε μόνο τόν ἀεροσυμπιεστή ἁπλῆς ἐνέργειας. Γιά νά δοῦμε τό ἀποτέλεσμα τοῦ ἀεροσυμπιεστῆ διπλῆς ἐνέργειας, δέν ἔχομε παρά νά διπλασιάσομε τό ἀποτέλεσμα τοῦ πρώτου.

12.2.1 Ἀεροσυμπιεστής χωρίς διάκενα.

Σ' ὅλους τούς παλινδρομικούς ἀεροσυμπιεστές, μεταξύ τῆς κορυφῆς τοῦ ἐμβόλου καί τῆς κορυφῆς τοῦ κυλίνδρου ὑπάρχει ἕνας κενός χῶρος πού ὀνομάζεται ***διάκενο.*** Στήν ἀνάλυση πού θά κάνομε στήν παράγραφο αὐτή θά θεωρήσομε ὅτι δέν ὑπάρχει διάκενο, πράγμα πού σημαίνει ὅτι ὅλος ὁ ἀέρας πού βρίσκεται μέσα στόν κύλινδρο βγαίνει ἔξω μετά τή συμπίεση, δηλαδή ὅταν τό ἔμβολο φθάσει στό τέλος τῆς πρός τά πάνω διαδρομῆς. Πιό κάτω, θά δοῦμε ποιά εἶναι ἡ ἐπίπτωση πού ἔχει τό διάκενο στήν ἀπόδοση τοῦ ἀεροσυμπιεστῆ.

Στό σχῆμα 12.2ε φαίνεται τό διάγραμμα p-υ τοῦ κύκλου τοῦ ἀεροσυμπιεστῆ χωρίς διάκενο. Στό σημεῖο μηδέν (0), ἀνοίγει ἡ βαλβίδα τῆς εἰσαγωγῆς καί ὁ ἀέρας εἰσέρχεται μέσα στόν κύλινδρο μέ σταθερή πίεση μέχρι νά φθάσει τό ἔμβολο στό Κ.Ν.Σ. στήν κατάσταση 1. Στή συνέχεια τό ἔμβολο μετακινεῖται πρός τά πάνω, ὁ δέ ἀέρας συμπιέζεται ***πολυτροπικά*** ἀπό τό 1 στό 2 καί ἀποκτᾶ τήν πίεση ἐξαγωγῆς. Στό σημεῖο 2 ἀνοίγει ἡ βαλβίδα ἐξαγωγῆς καί ὁ πεπιεσμένος πιά ἀέρας ἐξέρχεται ἀπό τόν ἀεροσυμπιεστή μέ σταθερή πίεση ἀπό τό 2 στό 3. Ὁ ἀέρας αὐτός, μετά τήν ἔξοδό του ἀπό τόν ἀεροσυμπιεστή, ὁδηγεῖται



Σχ. 12.2ε.
Διάγραμμα p-υ παλινδρομικοῦ ἀεροσυμπιεστῆ ἁπλῆς ἐνέργειας χωρίς διάκενα.

συνήθως σέ ἀεροφιάλες ἀποθηκεύσεως πεπιεσμένου ἀέρα. Καθώς τώρα τό ἔμβολο ἀρχίζει νά κινεῖται πρός τά κάτω, ἀνοίγει ἡ βαλβίδα εἰσαγωγῆς καί μιά καινούργια ποσότητα ἀέρα εἰσέρχεται ξανά στόν κύλινδρο ἀπό τό σημεῖο 0. Στό σχῆμα 12.2ε, ἐκτός ἀπό τήν πολυτροπική συμπίεση, φαίνεται ἐπίσης ἡ διεργασία τῆς συμπιέσεως τοῦ ἀέρα μέ σταθερή θερμοκρασία, 1-2'. Ἡ ἐπιφάνεια πού περικλείεται άπό αύτές τίς γραμμές τῶν διεργασιῶν δίνει τό ἔργο τοῦ κύκλου. Ἐπομένως, μέ ἰσοθερμοκρασιακή συμπίεση τοῦ ἀέρα τό ἔργο εἶναι μικρότερο ἀπό αὐτό πού χρειάζεται γιά τήν πολυτροπική συμπίεση.

Τό ἔργο τοῦ κύκλου εἶναι τό ἀλγεβρικό ἄθροισμα τῶν ἔργων πού παίρνομε ἀπό κάθε μιά ἀπό τίς πιό πάνω διεργασίες. Μέ τή βοήθεια τῶν νόμων τοῦ τέλειου ἀερίου μπορεῖ νά ἀποδειχθεῖ ὅτι τό ἔργο τοῦ κύκλου μέ πολυτροπική συμπίεση εἶναι:

$$W = m\frac{n}{n-1}(p_1\upsilon_1 - p_2\,\upsilon_2) \qquad (12.1)$$

ὅπου m ἡ μάζα τοῦ ἐργαζόμενου μέσου (ἀέρας).

Τό ἔργο W μπορεῖ ἐπίσης νά δοθεῖ ὡς συνάρτηση τῶν μεγεθῶν p_1, υ_1 καί p_2. Ἐπειδή ἡ διεργασία εἶναι πολυτροπική, ἔχομε ὅτι:

$$\frac{\upsilon_2}{\upsilon_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{-1/n} \qquad (12.2)$$

καί
$$\frac{p_2\upsilon_2}{p_1\upsilon_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(n-1)/n} \qquad (12.3)$$

Ἀντικαθιστοῦμε τίς πιό πάνω σχέσεις στήν ἐξίσωση (12.1) καί παίρνομε:

$$W = m\frac{n}{n-1}\,p_1\upsilon_1\;\left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(n-1)/n}\right] \qquad (12.4)$$

Μέ ὅμοιο τρόπο μποροῦμε νά ὑπολογίσομε τό ἔργο τοῦ κύκλου γιά συμπίεση μέ σταθερή θερμοκρασία. Τό ἀποτέλεσμα εἶναι:

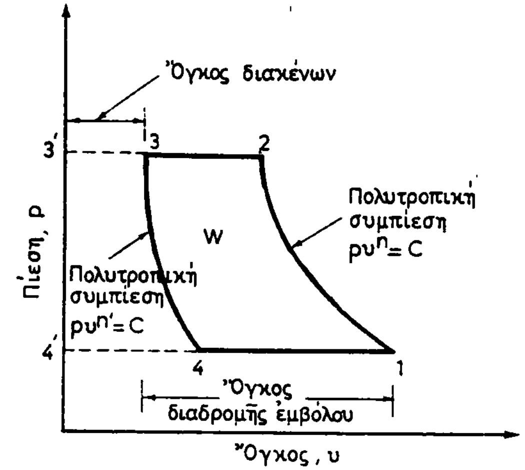
$$W = -\,m p_1\upsilon_1 \ln\left(\frac{p_2}{p_1}\right) \qquad (12.5)$$

12.2.2 Ἀεροσυμπιεστής μέ διάκενα.

Ἄς δοῦμε τώρα πῶς μποροῦμε νά ἐφαρμόσομε αὐτά πού μάθαμε γιά τούς ἀεροσυμπιεστές χωρίς διάκενο, στούς πραγματικούς ἀεροσυμπιεστές πού διαθέτουν διάκενο. Στούς ἀεροσυμπιεστές αὐτούς τό ἔμβολο δέν φθάνει στήν κορυφή τοῦ κυλίνδρου, ἀλλά ἀφήνει ἕνα χῶρο πού τόν λέμε ***ὄγκο διακένων.*** Τόν ὄγκο αὐτό τόν ἐκφράζομε συνήθως ὡς ποσοστό τοῦ συνολικοῦ ἐκτοπιζόμενου ὄγκου τοῦ κυλίνδρου, τοῦ ὄγκου δηλαδή πού δημιουργεῖται κατά τή μετακίνηση τοῦ ἐμβόλου πρός τά κάτω. Ὁ λόγος τῶν δύο αὐτῶν ὄγκων εἶναι:

$$c = \frac{\text{Ὄγκος διακένων}}{\text{Ὄγκος κυλίνδρου}} = \frac{\upsilon_3}{\upsilon_{1\text{-}3}} = \frac{V_3}{V_{1\text{-}3}}$$

Οἱ πιό συνηθισμένες τιμές τοῦ c κυμαίνονται μεταξύ 3 καί 10%. Τό διάγραμμα p-υ ἑνός ἀεροσυμπιεστῆ μέ διάκενο φαίνεται στό σχῆμα 12.2στ.



Σχ. 12.2στ.
Διάγραμμα p-υ παλινδρομικοῦ ἀεροσυμπιεστῆ μέ διάκενο.

Ἀρχίζοντας ἀπό τό σημεῖο 1, ὁ ἀέρας πού ὑπάρχει μέσα στόν κύλινδρο συμπιέζεται πολυτροπικά, $pv^n = C$, μέχρι τήν κατάσταση 2. Ἐκεῖ ἀνοίγει ἡ βαλβίδα ἐξαγωγῆς καί ὁ ἀέρας ἐξέρχεται ἀπό τό συμπιεστή μέ σταθερή πίεση ἀπό τό σημεῖο 2 στό 3. Στήν κατάσταση 3 τό ἔμβολο βρίσκεται στό Α.Ν.Σ. καί ἡ βαλβίδα ἐξαγωγῆς κλείνει μέ ἀποτέλεσμα ὁ συμπιεσμένος ἀέρας πού καταλαμβάνει τόν ὄγκο τῶν διακένων v_3, νά ἐκτονωθεῖ μέσα στόν κύλινδρο πολυτροπικά, $pv^n = C$ μέχρι νά φθάσει τό ἔμβολο στό Κ.Ν.Σ., δηλαδή στήν κατάσταση 4. Στή διάρκεια αὐτῆς τῆς ἐκτονώσεως, ὁ πεπιεσμένος ἀέρας παράγει ἔργο ἐπάνω στό ἔμβολο. Στό σημεῖο 4 ἡ πίεση τοῦ ἀέρα εἶναι ἀρκετά χαμηλή καί ἐπιτρέπει τό ἄνοιγμα τῆς βαλβίδας εἰσαγωγῆς, ὥστε μιά νέα ποσότητα ἀέρα νά μπεῖ μέσα στόν κύλινδρο μέχρι τό σημεῖο 1. Ἔτσι ὁλοκληρώνεται ἕνας κύκλος λειτουργίας.

Ὅπως εἴπαμε καί πιό πάνω, τό ἔργο τοῦ κύκλου δίνεται ἀπό τήν ἐπιφάνεια 1-2-3-4-1 πού εἶναι ἴση μέ:

ἐπιφάνεια 1-2-3-4-1 = ἐπιφάνεια 1-2-3'-4'-1 — ἐπιφάνεια 4-3-3'-4'-4

Ἀλλά οἱ ἐπιφάνειες 1-2-3'-4'-1 καί 4-3-3'-4'-4 παριστάνουν τό ἔργο δύο ἀεροσυμπιεστῶν χωρίς διάκενα, πού ὑπολογίζεται ἀπό τίς ἐξισώσεις (12.1) ἤ (12.4). Ἔτσι μπορεῖ νά ἀποδειχθεῖ ὅτι τό ἔργο τοῦ κύκλου αὐτοῦ εἶναι*:

$$W = m\left\{\frac{n}{n-1}\, p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(n-1/n}\right] - \right.$$

$$\left. - \frac{n'}{n'-1}\, p_4 v_4 \left[1 - \left(\frac{p_3}{p_4}\right)^{(n'-1)/n'}\right]\right\} \qquad (12.6)$$

* Ἡ ἀπόδειξη τῆς ἐξισώσεως (12.6) δίνεται στό Παράρτημα «Α».

Ἀπό τό σχῆμα 12.2στ ἔχομε ὅτι $p_3 = p_2$ καί $p_4 = p_1$. Ἐπίσης χωρίς νά ὑποπέσομε σέ σοβαρό λάθος, μποροῦμε νά θέσομε $n = n'$, ὁπότε ἡ ἐξίσωση (12.6) γράφεται:

$$W = m \frac{n}{n-1} p_1 (\upsilon_1 - \upsilon_4) \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(n-1)/n}\right] \qquad (12.7)$$

Ἀπό τήν ἐξίσωση (12.7) παρατηροῦμε ὅτι, γιά σταθερό p_1, ὅσο τό υ_4 μικραίνει τόσο τό ἔργο τοῦ κύκλου μεγαλώνει. Ἡ φυσική ἔννοια τοῦ πράγματος αὐτοῦ εἶναι ὅτι ὁ ὄγκος τοῦ ἀέρα πού παραμένει μέσα στόν κύλινδρο γίνεται μικρότερος, ἐπομένως περισσότερος ἀέρας μπορεῖ νά μπεῖ στόν κύλινδρο καί τό ἔργο W νά μεγαλώσει ἀνάλογα. Γιά $\upsilon_4 = 0$ ἔχομε τήν ἰδανική περίπτωση τοῦ ἀεροσυμπιεστῆ χωρίς διάκενα. Ἐπίσης παρατηροῦμε ὅτι ἡ διαφορά μεταξύ τῶν ἐξισώσεων (12.7) καί (12.4) εἶναι ὁ ὅρος $(\upsilon_1 - \upsilon_4)$, ὁ ὁποῖος ὅρος παριστάνει τόν ὄγκο τοῦ ἀέρα πού εἰσέρχεται στόν κύλινδρο σέ πίεση p_1 καί θερμοκρασία T_1.

Παράδειγμα 1.

Ἕνας ἰδανικός ἀεροσυμπιεστής ἔχει ἐκτοπιζόμενο ὄγκο στόν κύλινδρο 0,018 m^3 καί ὄγκο διακένων 9,26 × 10^{-4} m^3. Στήν εἴσοδο ὁ ἀέρας ἔχει πίεση 1 bar καί στήν ἔξοδο 5 bar. Ἡ συμπίεση γίνεται πολυτροπικά μέ $n = 1,3$ καί ἡ ἐκτόνωση ἰσοεντροπικά. Νά προσδιορισθεῖ τό ὠφέλιμο ἔργο τοῦ κύκλου καί νά βρεθεῖ τό σφάλμα πού κάνομε ἄν θεωρήσομε ὅτι $n = n'$.

Λύση.

Ἀπό τό σχῆμα 12.2στ, ἔχομε $V_1 - V_3 = 0{,}018\ m^3$

ἀλλά $V_3 = 9{,}26 \times 10^{-4}\ m^3$ ὁπότε $V_1 = 0{,}0189\ m^3$

Ἐπίσης γιά $n' = k = 1{,}4$ ἔχομε:

$$V_4 = V_3 \left(\frac{p_3}{p_4}\right)^{1/n'} = 9{,}26 \times 10^{-4} \times 5^{1/1{,}4} = 0{,}0029\ m^3$$

ὁπότε, ἀπό τήν ἐξίσωση (12.6) ἔχομε ὅτι γιά $V = m\upsilon$,

$$W = \frac{1{,}3}{0{,}3} \times 10^5 \times 0{,}0189 \times [1 - 5^{0{,}231}] - \frac{1{,}4}{0{,}4} \times 10^5 \times 0{,}0029 \times [1 - 5^{0{,}286}] =$$
$$= -3688{,}10 + 593{,}3 = -3094{,}8\ J$$

Τό ἀρνητικό σημεῖο μᾶς δείχνει ὅτι ἔργο ἔγινε ***ἐπάνω*** στόν ἀεροσυμπιεστή, σύμφωνα μέ αὐτά πού εἴπαμε στό τρίτο κεφάλαιο. Δώσαμε δηλαδή ἐνέργεια στόν ἀεροσυμπιεστή.

Ἄν θέσομε $n' = n = 1{,}3$, τότε:

$$V_4 = 9{,}26 \times 10^{-4} \times 5^{1/1{,}3} = 0{,}0032 \text{ m}^3$$
$$V_1 - V_4 = 0{,}0189 - 0{,}0032 = 0{,}0157 \text{ m}^3$$

ὁπότε, ἀπό τήν ἐξίσωση (12.7) ἔχομε:

$$W = \frac{1{,}3}{0{,}3} \times 10^5 \times 0{,}0157 \times [1 - 5^{0{,}231}] = -3063 \text{ J}$$

Τό ἐπί τοῖς ἑκατό σφάλμα πού ἔχομε ἄν θεωρήσομε ὅτι $n' = n$, εἶναι:

$$\frac{3094{,}8 - 3063}{3094{,}8} \times 100 = 1{,}03\%$$

Αὐτό ἀποδεικνύει ὅτι μέ τήν παραδοχή ὅτι $n' = n$ τό σφάλμα μας εἶναι πάρα πολύ μικρό.

Παράδειγμα 2.

Ἕνας ἀεροσυμπιεστής διπλῆς ἐνέργειας μέ ἐκτοπιζόμενο ὄγκο 0,05 m^3 ἔχει περιστροφική ταχύτητα 500 rpm. Ὁ ὄγκος τῶν διακένων εἶναι τό 5%. Ἡ πίεση τοῦ ἀέρα στήν ἀναρρόφηση εἶναι 100 kPa καί ἡ πίεση στήν ἐξαγωγή 600 kPa. Ἡ συμπίεση εἶναι πολυτροπική μέ $n = 1{,}35$. Νά προσδιορισθεῖ ἡ ἰσχύς πού ἀπαιτεῖται γιά τή λειτουργία τοῦ ἀεροσυμπιεστῆ καί ἡ παροχή τοῦ ἀέρα στήν ἔξοδο καί στήν εἴσοδο σέ m^3/s.

Λύση.

Τό ἔργο τοῦ συμπιεστῆ διπλῆς ἐνέργειας εἶναι διπλάσιο ἀπό αὐτό τοῦ συμπιεστῆ ἁπλῆς ἐνέργειας. Ἔτσι προσδιορίζομε πρῶτα τό ἔργο μέ τή βοήθεια τῆς ἐξισώσεως (12.7), ἀφοῦ ἀντικαταστήσομε τούς εἰδικούς ὄγκους υ, ἀπό τούς ὁλικούς V ($V = m\upsilon$):

$$W = \frac{n}{n-1} p_1 (V_1 - V_4) \quad [1 - (\frac{p_2}{p_1})^{(n-1)/n}] \qquad (1)$$

ἀλλά $V_1 = V_{1\text{-}3} + V_3 = V_{1\text{-}3} + cV_{1\text{-}3} = 0{,}05\ (1 + 0{,}05) = 0{,}0525 \text{ m}^3$

$$V_4 = V_3 (\frac{p_3}{p_4})^{1/n} = cV_{1\text{-}3} (\frac{p_3}{p_4})^{1/n} = 0{,}05 \times 0{,}05 \times (\frac{600}{100})^{1/1{,}35} = 0{,}0094 \text{ m}^3$$

Ἀντικαθιστοῦμε στήν ἐξίσωση (1) καί ἔχομε:

$$W = \frac{1{,}35}{0{,}35} \times 100 \times (0{,}0525 - 0{,}0094) \times [1 - (\frac{600}{100})^{0{,}35/1{,}35}] = -9{,}829 \text{ kJ}$$

ὁπότε τό ἔργο τοῦ ἀεροσυμπιεστῆ διπλῆς ἐνέργειας εἶναι:

$$W_1 = 2 \times (-9{,}829) = -19{,}658 \text{ kJ}$$

Ἀφοῦ ὁ συμπιεστής ἔχει περιστροφική ταχύτητα $\omega = 500/60 = 8{,}333$ rps, ἡ ἰσχύς του εἶναι:

$$\dot{W}_1 = W_1\omega = 19{,}658 \times 8{,}333 = -\ 163{,}82\ \text{kW}$$

Ἡ παροχή τοῦ ἀέρα στήν ἔξοδο δίνεται ἀπό τή σχέση:

$$\dot{V}_{\pi_3} = 2\,(V_2 - V_3)\omega \qquad (2)$$

ἀλλά $V_2 = V_1 \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{1/n} = 0{,}0525 \times \left(\frac{100}{600}\right)^{1/1{,}35} = 0{,}0139\ \text{m}^3$

Ἀντικαθιστοῦμε στήν ἐξίσωση (2) καί ἔχομε:

$$\dot{V}_{\pi_3} = 2 \times (0{,}0139 - 0{,}0025) \times 8{,}333 = 0{,}19\ \text{m}^3/\text{s}$$

Ἡ παροχή τοῦ ἀέρα στήν εἴσοδο τοῦ ἀεροσυμπιεστῆ εἶναι:

$$\dot{V}_{\pi_1} = 2\,(V_1 - V_4)\omega = 2 \times (0{,}0525 - 0{,}0094) \times 8{,}333 = 0{,}718\ \text{m}^3/\text{s}$$

Παρατηροῦμε ὅτι στόν ἀεροσυμπιεστή ὁ ὄγκος τοῦ ἀέρα μεταβάλλεται ἀπό τήν εἴσοδο πρός τήν ἔξοδο, ἐνῶ ἡ μάζα παραμένει σταθερή.

12.3 Ὀγκομετρικός βαθμός ἀποδόσεως.

Ὁ σκοπός ἑνός ἀεροσυμπιεστῆ εἶναι νά ἀναρροφήσει ἀέρα, μέ ἀτμοσφαιρική πίεση, καί νά τόν συμπιέσει σέ κάποια μεγαλύτερη πίεση. Ὁ ὄγκος τοῦ ἀέρα πού ἀναρροφᾶ ὁ συμπιεστής εἶναι συνάρτηση τῆς μετατοπίσεως τοῦ ἐμβόλου μέσα στόν κύλινδρο. Ἔτσι, ὁ ὅρος ***ὀγκομετρικός βαθμός ἀποδόσεως*** χρησιμοποιεῖται γιά νά περιγράψει πόσο ἀποδοτικά ἀναρροφᾶ ὁ συμπιεστής τόν ἀτμοσφαιρικό ἀέρα. Ὁ θεωρητικός ὀγκομετρικός βαθμός ἀποδόσεως η_υ, εἶναι ὁ λόγος τοῦ ὄγκου τοῦ ἀτμοσφαιρικοῦ ἀέρα πού εἰσέρχεται στόν κύλινδρο πρός τό μέγιστο ὄγκο τῆς διαδρομῆς τοῦ ἐμβόλου. Γιά τόν ὁρισμό τοῦ η_υ, μποροῦμε ἐπίσης νά χρησιμοποιήσομε, ἀντί τοῦ ὄγκου, τή μάζα τοῦ ἀέρα. Ἔτσι ἔχομε ὅτι:

$$\eta_\upsilon = \frac{\text{ὄγκος τοῦ ἀέρα πού εἰσέρχεται στόν κύλινδρο}}{\text{μέγιστος ὄγκος τῆς διαδρομῆς τοῦ ἐμβόλου}} = \frac{V_1 - V_4}{V_{1\text{-}3}} \qquad (12.8)$$

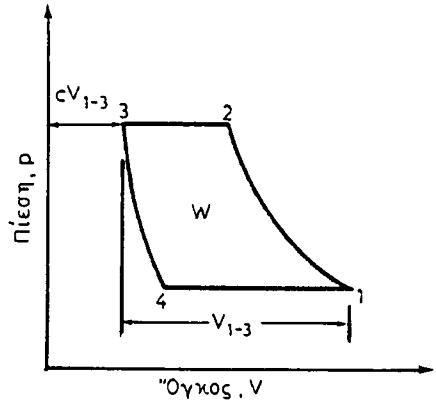
Στόν κύκλο τοῦ σχήματος 12.3α ἡ συμπίεση καί ἐκτόνωση γίνονται πολυτροπικά ($pV^n = C$)· ἀπό τό σχῆμα ἐπίσης προκύπτει ὅτι:

$V_3 = cV_{1\text{-}3}$ καί $V_1 = V_{1\text{-}3} + cV_{1\text{-}3}$

Ὁπότε ὁ ὀγκομετρικός βαθμός ἀποδόσεως, πού δίνεται ἀπό τήν ἐξίσωση (12.8), παίρνει τή μορφή:

$$\eta_\upsilon = 1 + c - c\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{1/n} \qquad (12.9)$$

Ἀναλύοντας τήν ἐξίσωση (12.9) παρατηροῦμε ὅτι ὅσο ὁ ὄγκος τοῦ διακένου καί ἡ πίεση καταθλίψεως αὐξάνουν τόσο ὁ ὀγκομετρικός βαθμός μειώνε-



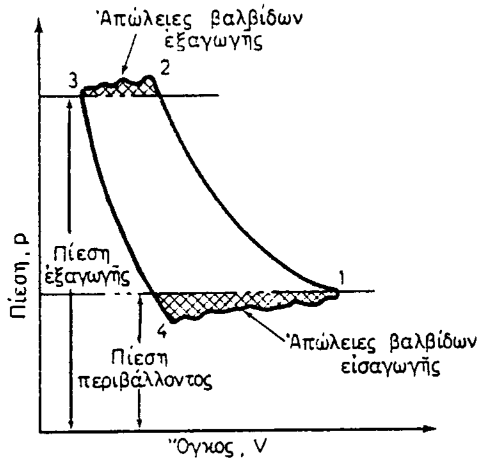
Σχ. 12.3α.
Διάγραμμα p-V ἀεροσυμπιεστῆ ὅπου οἱ διεργασίες τῆς συμπιέσεως καί ἐκτονώσεως εἶναι πολυτροπικές, $pV^n = C$.

ται. Αὐτό ὀφείλεται στό ὅτι στό τέλος τῆς διεργασίας τῆς ἐξαγωγῆς (σημεῖο 3. σχ. 12.3α), μέσα στόν κύλινδρο παγιδεύεται σημαντική ποσότητα ἀέρα, ἡ ὁποία ἐμποδίζει τήν εἰσαγωγή νέας ποσότητας ἀέρα στόν κύλινδρο στήν ἀντίστοιχη φάση (4-1) τοῦ ἑπόμενου κύκλου.

Σ' ἕνα πραγματικό ἀεροσυμπιεστή, ὅπου δέν ὑπάρχουν οἱ θεωρητικές διεργασίες πού περιγράψαμε πιό πάνω, ὁ ὀγκομετρικός βαθμός ἀποδόσεως εἶναι διαφορετικός. Ἄς παρατηρήσομε τό διάγραμμα p-V ἑνός πραγματικοῦ παλινδρομικοῦ ἀεροσυμπιεστῆ, πού ἔχει τή μορφή τοῦ διαγράμματος πού φαίνεται στό σχῆμα 12.3β. Ὅπως εἶναι φυσικό, ἡ πίεση τοῦ ἀέρα τοῦ περιβάλλοντος ἀπό ὅπου ἀναρροφᾶ ὁ συμπιεστής θά πρέπει νά εἶναι μεγαλύτερη ἀπό τήν πίεση μέσα στό κύλινδρο, γιατί διαφορετικά ὁ ἀέρας δέν μπορεῖ νά εἰσέλθει μέσα σ' αὐτόν. Ἐπίσης, κατά τή ροή τοῦ ἀέρα γύρω ἀπό τίς βαλβίδες τῆς εἰσαγωγῆς δημιουργοῦνται τριβές, τίς ὁποῖες θά πρέπει νά ὑπερνικήσει ὁ ἀέρας, ὅπως καί μέσα στόν ἴδιο τόν κύλινδρο. Ἐπιπλέον, τά τοιχώματα τοῦ κυλίνδρου εἶναι ζεστά μέ ἀποτέλεσμα νά αὐξάνουν τή θερμοκρασία τοῦ ἀέρα. Ὅλα αὐτά τά μή ἀναστρέψιμα φαινόμενα ἔχουν ὡς συνέπεια τή μείωση τῆς μάζας τοῦ ἀέρα, καί ἑπομένως τοῦ ὄγκου, πού πραγματικά εἰσέρχεται στό συμπιεστή. Ἐξ αἰτίας αὐτῶν τῶν φαινομένων ὁ θεωρητικός ὀγκομετρικός βαθμός ἀποδόσεως μειώνεται κατά τό λόγο τῆς πιέσεως τοῦ ἀέρα μέσα στόν κύλινδρο p_1 (κατάσταση 1, σχ. 12.3β) πρός τήν πίεση τοῦ ἀέρα τοῦ περιβάλλοντος p_0. Ἐπίσης μειώνεται κατά τό λόγο τῆς θερμοκρασίας τοῦ περιβάλλοντος T_0, πρός τή θερμοκρασία τοῦ ἀέρα στήν κατάσταση 1, T_1. Δηλαδή:

$$\eta_{\upsilon\pi\rho} = \eta_{\upsilon}\left(\frac{p_1}{p_0}\right)\left(\frac{T_0}{T_1}\right) \tag{12.10}$$

Ὅπως φαίνεται καί ἀπό τό σχῆμα 12.3β, τό ἔργο τοῦ πραγματικοῦ ἀεροσυμπιεστῆ εἶναι μεγαλύτερο ἀπό τό ἀντίστοιχο θεωρητικό, γιατί θά πρέπει νά συμ-



Σχ. 12.3β.
Διάγραμμα p-υ ἑνός παλινδρομικοῦ ἀεροσυμπιεστῆ μέ τίς ἀπώλειες στίς βαλβίδες.

πιέσει ἀέρα μικρότερης πιέσεως ἀπό τήν ἀτμοσφαιρική σέ πίεση μεγαλύτερη ἀπό τήν πίεση ἐξαγωγῆς. Ἡ συμπίεση τοῦ ἀέρα σέ πίεση ὑψηλότερη ἀπό τήν πίεση τῆς ἐξαγωγῆς εἶναι ἀπαραίτητη, γιατί τό μή ἀναστρέψιμο φαινόμενο τῶν τριβῶν παρουσιάζεται καί στίς βαλβίδες ἐξαγωγῆς. Τό ἔργο πού χρειάζεται γιά νά ὑπερνικήσει ὁ ἀέρας τίς τριβές φαίνεται ἀπό τά γραμμοσκιασμένα τμήματα τοῦ διαγράμματος p-V τοῦ σχήματος 12.3β. Ὁ ὀγκομετρικός βαθμός ἀποδόσεως τῶν ἀεροσυμπιεστῶν δίνεται ἀπό τούς κατασκευαστές. Ἔτσι, γιά νά βροῦμε τόν ὄγκο τοῦ ἀέρα πού ἀναρροφᾶ ὁ ἀεροσυμπιεστής, πολλαπλασιάζομε τόν ὄγκο τοῦ κυλίνδρου ἐπί τόν ὀγκομετρικό βαθμό ἀποδόσεως.

Ἕνα ἄλλο πρόβλημα πού συναντᾶμε στούς ἀεροσυμπιεστές, εἶναι ἡ μεταβολή τῆς πυκνότητας, καί συνεπῶς τοῦ εἰδικοῦ ὄγκου, μέ τό ὑψόμετρο τοῦ τόπου ὅπου λειτουργεῖ. Ἕνας ἀεροσυμπιεστής στήν ἐπιφάνεια τῆς θάλασσας καταθλίβει περισσότερη μάζα ἀέρα ἀπό ἕνα ἀεροσυμπιεστή πού λειτουργεῖ σέ ὑψόμετρο π.χ. 2.000 μέτρων, γιατί ἡ πυκνότητα τοῦ ἀέρα μειώνεται ὅσο αὐξάνεται τό ὑψόμετρο. Σ' αὐτή τήν περίπτωση ἡ ἀπόδοση τοῦ ἀεροσυμπιεστῆ προσδιορίζεται γιά ***ἐλεύθερο ἀέρα*** καί οἱ διορθώσεις γιά τή θερμοκρασία καί πίεση, ὅπως στήν ἐξίσωση (12.10), θά ἀναφέρονται σέ συνθῆκες περιβάλλοντος 1 ἀτμόσφαιρας καί θερμοκρασίας 20°C, δηλαδή $p_0=1$ bar καί $T_0=293$ K.

Παράδειγμα.

Ἕνας ἀεροσυμπιεστής ἀναρροφᾶ ἀέρα ἀπό τό περιβάλλον σέ πίεση 1 bar καί θερμοκρασία 21°C. Στίς βαλβίδες εἰσαγωγῆς ἔχομε πτώση πιέσεως 0,02 bar καί στό τέλος τῆς ἀναρροφήσεως ὁ ἀέρας ἔχει θερμοκρασία 38°C. Ἡ πίεση καταθλίψεως εἶναι 5 bar καί ἡ πτώση τῆς πιέσεως στίς βαλβίδες τῆς ἐξαγωγῆς 0,2 bar. Ζητεῖται νά προσδιορισθεῖ: α) Ὁ θεωρητικός καί πραγματικός ὀγκομετρικός βαθμός ἀποδόσεως, β) ἡ ἰσχύς τοῦ ἀεροσυμπιεστῆ ἄν ὁ ὄγκος τῆς διαδρομῆς τοῦ ἐμβόλου εἶναι 0,0179 m^3 καί ὁ ὄγκος ἀναρροφήσεως τοῦ ἀέρα 0,0144 m^3. Ὁ ἀεροσυμπιεστής ἔχει περιστροφική ταχύτητα 200 rpm καί γιά τόν ἀέρα $n = 1{,}35$.

Λύση.

Ἀπό τά στοιχεῖα τοῦ προβλήματος προκύπτει ὅτι:

Πίεση ἀναρροφήσεως	$p_1 = 1 - 0{,}02 = 0{,}98 \text{ bar} = 0{,}98 \times 10^5 \text{N/m}^2$
Πίεση καταθλίψεως	$p_2 = 5 - 0{,}2 = 4{,}80 \text{ bar} = 4{,}80 \times 10^5 \text{ N/m}^2$
Πίεση περιβάλλοντος	$p_0 = 1 \text{ bar} = 10^5 \text{ N/m}^2$
Θερμοκρασία περιβάλλοντος	$T_0 = 294 \text{ K}$
Θερμοκρασία στό τέλος τῆς ἀναρροφήσεως	$T_1 = 311 \text{ K}$

α) Ἀπό τίς ἐξισώσεις (12.8) καί (12.10) ὁ θεωρητικός καί πραγματικός ὀγκομετρικός βαθμός ἀποδόσεως τοῦ ἀεροσυμπιεστῆ εἶναι:

$$\eta_\upsilon = \frac{0{,}0144}{0{,}0179} = 0{,}80 \quad \text{καί} \quad \eta_{\upsilon\pi\rho} = 0{,}80 \times \frac{0{,}98}{1} \times \frac{294}{311} = 0{,}745$$

β) Τό πραγματικό ἔργο τοῦ κύκλου εἶναι:

$$W_{\pi\rho} = \eta_{\upsilon\pi\rho}\, W = \eta_{\upsilon\pi\rho} \frac{n}{n-1}\, p_1 V_{1\text{-}3} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(n-1)/n}\right] =$$

$$= 0{,}745 \times \frac{1{,}35}{0{,}35} \times 0{,}98 \times 10^5 \times 0{,}0179 \times \left[1 - \left(\frac{4{,}80}{0{,}98}\right)^{0{,}259}\right] = -2566{,}2 \text{ J}$$

καί ἡ ἰσχύς

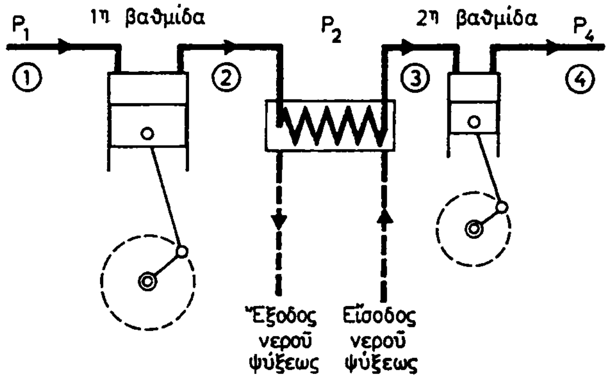
$$\dot{W}_{\pi\rho} = -2566{,}2 \times \frac{200}{60} = -8554 \text{ W}$$

12.4 Πολυβάθμιοι ἀεροσυμπιεστές.

Εἴδαμε προηγουμένως ὅτι γιά τίς ἴδιες πιέσεις εἰσαγωγῆς καί ἐξαγωγῆς ἡ ἰσοθερμοκρασιακή συμπίεση ἀπαιτεῖ τό μικρότερο ἔργο. Γιά νά τό πετύχομε αὐτό στήν πράξη, ψύχομε τούς κυλίνδρους μέ τήν κυκλοφορία νεροῦ γύρω ἀπ' αὐτούς. Ἔτσι κατορθώνομε νά ἀφαιρέσομε ἕνα ποσό θερμότητας ἀπό τόν ἀέρα, ὁπότε ἡ θερμοκρασία στήν κατάσταση 2' (σχ. 12.2ε) εἶναι μικρότερη καί ἡ διεργασία τῆς συμπιέσεως πλησιάζει πρός τήν ἰσοθερμοκρασιακή.

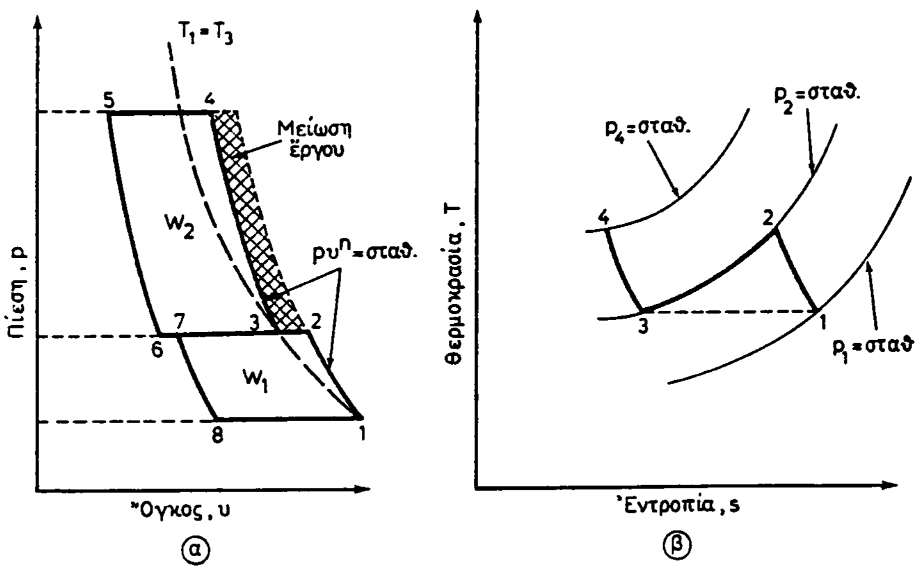
Ἕνας ἄλλος τρόπος γιά νά πλησιάσομε τήν ἰσοθερμοκρασιακή συμπίεση εἶναι ἡ ***ἐνδιάμεση ψύξη*** τοῦ ἀέρα πού ἐφαρμόζεται στούς πολυβάθμιους ἀεροσυμπιεστές, οἱ ὁποῖοι χρησιμοποιοῦνται γιά πιέσεις πάνω ἀπό πέντε ἤ ἕξι ἀτμόσφαιρες.

Ἡ συμπίεση τοῦ ἀέρα στούς πολυβάθμιους ἀεροσυμπιεστές γίνεται σέ δύο ἤ περισσότερες βαθμίδες (ἤ κυλίνδρους), στίς ὁποῖες ὁ ἀέρας ψύχεται στά ἐνδιάμεσα τῶν βαθμίδων μέσα σέ ψυγεῖο νεροῦ (ἐνδιάμεση ψύξη). Θεωρητικά ἡ ἐνδιάμεση ψύξη (ψυγεῖο) ἔχει ὡς σκοπό νά φέρει τόν ἀέρα στήν ἀρχική του θερμοκρασία T_1, κάτι πού μόνο προσεγγιστικά μπορεῖ νά γίνει στήν πράξη.



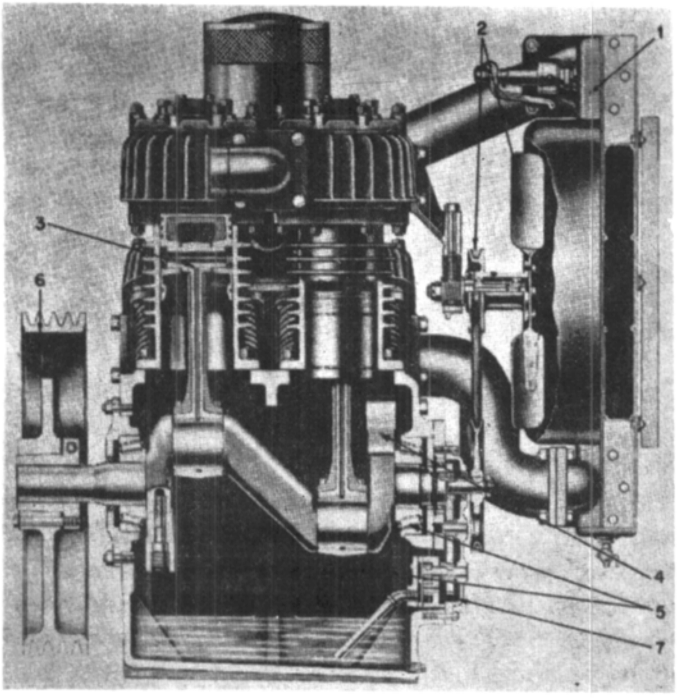
Σχ. 12.4α.
Σχηματική παράσταση διβάθμιου ἀεροσυμπιεστῆ μέ ἐνδιάμεση ψύξη.

Στό σχῆμα 12.4α φαίνεται σχηματικά ἕνας διβάθμιος ἀεροσυμπιεστής μέ μία ἐνδιάμεση ψύξη τοῦ ἀέρα μεταξύ τῆς πρώτης καί δεύτερης βαθμίδας καί στό σχῆμα 12.4β βλέπομε τά διαγράμματα p-υ καί T-s τοῦ ἴδιου ἀεροσυμπιεστῆ. Ἀπό τό διάγραμμα p - υ [σχ. 12.4β(α)] παρατηροῦμε ὅτι μέ τήν ἐνδιάμεση ψύ-



Σχ. 12.4β.
α) Διάγραμμα p-υ γιά διβάθμιο παλινδρομικό ἀεροσυμπιεστή. β) Διάγραμμα T-s γιά διβάθμιο συμπίεση καί ἐνδιάμεση ψύξη.

ξη, πραγματικά κατορθώνομε νά μειώσομε τό ἔργο πού χρειάζεται ὁ ἀεροσυμπιεστής γιά τή συμπίεση τοῦ ἀέρα ἀπό p_1 σέ p_4. Αὐτό σημαίνει ὅτι γιά τίς ἴδιες πιέσεις ὁ διβάθμιος συμπιεστής εἶναι ἀποδοτικότερος ἀπό τό μονοβάθμιο. Στό σχῆμα 12.4γ φαίνεται ἕνας διβάθμιος ἀεροσυμπιεστής μέ ἐνδιάμεση ψύξη.



Σχ. 12.4γ.
Διβάθμιος ἀεροσυμπιεστής μέ ἐνδιάμεση ψύξη: 1. Ἐνδιάμεση ψύξη. 2. Ἀνεμιστήρας. 3. Ἔμβολο. 4. Στροφαλοφόρος. 5 Ἔδρανο βάσεως. 6. Κινητήριος ἄξονας. 7. Ἀντλία λαδιοῦ.

Ἀπό τήν πράξη ἔχει βρεθεῖ ὅτι ὁ πολυτροπικός συντελεστής n τῆς συμπιέσεως στίς δύο βαθμίδες εἶναι ὁ ἴδιος. Ἔτσι, σύμφωνα μέ τήν ἐξίσωση (12.7), τό ἔργο ἀνά κύλινδρο πού χρειάζεται ὁ ἀεροσυμπιεστής γιά τή συμπίεση τοῦ ἀέρα ἀπό p_1 σέ p_4 εἶναι:

Γιά τόν πρῶτο κύλινδρο:

$$W_1 = m \frac{n}{n-1} p_1 (\upsilon_1 - \upsilon_8) \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(n-1)/n}\right] \qquad (12.11)$$

Γιά τό δεύτερο κύλινδρο:

$$W_2 = m \frac{n}{n-1} p_2 (\upsilon_3 - \upsilon_6) \left[1 - \left(\frac{p_4}{p_2}\right)^{(n-1)/n}\right] \qquad (12.12)$$

Τό ὁλικό ἔργο εἶναι τό ἄθροισμα τοῦ ἔργου τῶν δύο βαθμίδων:

$$W = W_1 + W_2 \qquad (12.13)$$

Γιά σταθερή παροχή ἀέρα πρός τό συμπιεστή χωρίς διάκενα, ἡ μάζα πού εἰσέρχεται στήν πρώτη βαθμίδα ἰσοῦται μέ τή μάζα πού ἐξέρχεται ἀπό τή δεύτερη βαθμίδα. Ὁπότε, μέ βάση τήν ἐξίσωση (12.4), τό ἔργο πού ἀπορροφᾶ ὁ ἀεροσυμπιεστής εἶναι

$$W = m\frac{n}{n-1}R\,\{T_1\,[1-(\frac{p_2}{p_1})^{(n-1)/n}] + T_3\,[1-(\frac{p_4}{p_2})^{(n-1)/n}]\} \qquad (12.14)$$

Στήν ἰδανική περίπτωση ὅπου $T_1 = T_3$, τό ὁλικό ἔργο τοῦ συμπιεστῆ, ἐξίσωση (12.14), γράφεται:

$$W = m\frac{n}{n-1}RT_1\,[2-(\frac{p_2}{p_1})^{(n-1)/n} - (\frac{p_4}{p_2})^{(n-1)/n}] \qquad (12.15)$$

Ὁ καθορισμός τῆς ἐνδιάμεσης πιέσεως p_2 δέν εἶναι τυχαῖος· καθορίζεται ἔτσι ὥστε τό ἔργο τοῦ ἀεροσυμπιεστῆ W νά εἶναι τό ἐλάχιστο. Ἐφ' ὅσον τό W θά πρέπει νά εἶναι ἐλάχιστο, τότε, ὅπως ξέρομε ἀπό τά μαθηματικά, θέτομε τήν πρώτη παράγωγο τῆς ἐξισώσεως (12.14) ὡς πρός τή μεταβλητή p_2 ἴση μέ τό μηδέν καί λύνοντας ὡς πρός p_2 ἔχομε ὅτι:

$$p_2 = \sqrt{p_1 p_4} \qquad (12.16)$$

Ἔτσι, ὅταν ἡ τιμή τῆς πιέσεως p_2 προσδιορίζεται ἀπό τήν ἐξίσωση (12.16), τότε τό ἔργο εἶναι ἴσο καί στίς δύο βαθμίδες καί τό ὁλικό ἔργο εἶναι τό ἐλάχιστο.

Μέ ὅμοιο τρόπο, γιά νά εἶναι τό ἔργο ἑνός ἀεροσυμπιεστῆ τριῶν βαθμίδων τό ἐλάχιστο, ἡ πίεση στό τέλος τῆς πρώτης βαθμίδας p_2 καί ἡ πίεση στό τέλος τῆς δεύτερης βαθμίδας p_2' προσδιορίζονται ἀπό τίς σχέσεις:

$$p_2 = \sqrt[3]{p_1^2 p_4} \qquad (12.17)$$

$$p_2' = \sqrt[3]{p_1 p_4^2} \qquad (12.18)$$

ὅπου p_1 καί p_4 εἶναι ἡ πίεση τοῦ ἀέρα στήν εἰσαγωγή καί στήν ἐξαγωγή ἀντίστοιχα.

Παράδειγμα 1.

Ἕνας ἰδανικός διβάθμιος ἀεροσυμπιεστής μέ ἐνδιάμεση ψύξη ἀναρροφᾶ ἀέρα σέ πίεση 1 bar καί θερμοκρασία 27 °C καί τόν καταθλίβει σέ πίεση 10 bar. Ἡ παροχή εἶναι 18 m³/min καί ὁ ἐκθέτης τῆς πολυτροπικῆς συμπιέσεως εἶναι 1,35. Νά προσδιορισθεῖ: α) Ἡ ἐλάχιστη ἰσχύ πού χρειάζεται ὁ ἀεροσυμπιεστής, β) ἡ ἰσχύς ἑνός μονοβάθμιου ἀεροσυμπιεστῆ γιά τήν ἴδια πίεση εἰσαγωγῆς καί ἐξαγωγῆς, γ) ἡ μέγιστη θερμοκρασία τοῦ ἀέρα γιά τά ἐρωτήματα (α), (β) καί (δ) ἡ θερμότητα πού ἀφαιρεῖται στήν ἐνδιάμεση ψύξη.

Λύση.

α) Ἡ ἰσχύς ἑνός ἰδανικοῦ ἀεροσυμπιεστῆ ($T_1 = T_3$) προκύπτει ἀπό τήν ἐξίσωση (12.15). Μᾶς χρειάζονται τά στοιχεῖα $\dot{m}$, p_2, πού τά ὑπολογίζομε:

$$\dot{m} = \frac{\dot{V}}{\upsilon} \quad \text{όπου} \quad \upsilon = \frac{RT_1}{p_1} = \frac{0,287 \times 300}{10^2} = 0,861 \text{ m}^3/\text{kg}$$

όπότε
$$\dot{m} = \frac{18}{0,861 \times 60} = 0,348 \text{ kg/s}$$

$$p_2 = \sqrt{p_1 p_4} = \sqrt{1 \times 10} = 3,162 \text{ bar}$$

$$\dot{W} = \frac{0,348 \times 1,35 \times 0,287 \times 300}{0,35} [2 - (\frac{3,162}{1})^{0,259} - (\frac{10}{3,162})^{0,259}]$$

$$= -80,30 \text{ kW}$$

β) Γιά μονοβάθμιο συμπιεστή, ή ίσχύς πού άπαιτεῖται προκύπτει (ἐξίσωση 12.7):

$$\dot{W} = \frac{1,35}{0,35} \times 10^2 \times \frac{18}{60} \times [1 - (\frac{10}{1})^{0,259}] = -94,37 \text{ kW}$$

Παρατηροῦμε ὅτι ὁ μονοβάθμιος συμπιεστής χρειάζεται ἰσχύ κατά 17,5% μεγαλύτερη τῆς ἰσχύος τοῦ διβάθμιου συμπιεστῆ.

γ) Ἡ μέγιστη θερμοκρασία στό διβάθμιο συμπιεστή εἶναι:

$$T_{max} = T_2 = T_1 (\frac{p_2}{p_1})^{(n-1)/n} = 300 (\frac{3,162}{1})^{0,259} = 404,2 \text{ K} \quad \text{ἤ} \quad 131,2 °\text{C}$$

καί στό μονοβάθμιο:

$$T_{max} = T_2 = T_1 (\frac{p_2}{p_1})^{(n-1)/n} = 300 (\frac{10}{1})^{0,259} = 544,6 \text{ K} \quad \text{ἤ} \quad 271,6 °\text{C}$$

δ) Ἡ ἀφαίρεση τῆς θερμότητας στήν ἐνδιάμεση ψύξη γίνεται μέ σταθερή πίεση, ὁπότε:

$$q = c_p (T_2 - T_3) = c_p (T_2 - T_1) = 1,0047 \times (404,2 - 300) = 104,69 \text{ kJ/kg}$$

Ἐπειδή ἡ παροχή τοῦ ἀέρα εἶναι 0,348 kg/s ἔχομε:

$$\dot{Q} = q\dot{m} = 0,348 \times 104,69 = 36,43 \text{ kW}$$

Παράδειγμα 2.

Ἕνας ἰδανικός ἀεροσυμπιεστής δύο φάσεων μέ ἐνδιάμεση ψύξη ἀναρροφᾶ ἀέρα μέ πίεση 1 bar καί θερμοκρασία 10 °C καί τόν συμπιέζει ἀδιαβατικά μέχρι 6,5 bar. Μετά τή συμπίεση, ὁ ἀέρας ψύχεται μέ σταθερή πίεση στούς 20 °C καί στή συνέχεια συμπιέζεται ἀδιαβατικά μέχρι 39 bar. Ἡ παροχή τοῦ ἀέρα εἶναι 23 m^3/h. Ζητεῖται: α) Ἡ ἰσχύς πού χρειάζεται ὁ συμπιεστής καί β) ἡ μέγιστη θερμοκρασία τοῦ ἀέρα.

Λύση.

α) Ἐφ' ὅσον ὁ ἀέρας συμπιέζεται ἀδιαβατικά, τότε ἔχομε n = k = 1,4. Ἡ παροχή τοῦ συμπιεστῆ σέ kg/s εἶναι:

$$\dot{m} = \frac{\mathring{V}}{\upsilon} \quad \text{ὅπου} \quad \upsilon = \frac{RT_1}{p_1} = \frac{0{,}287 \times 283}{100} = 0{,}8122 \text{ m}^3/\text{kg}$$

$$\text{καί} \quad \dot{V} = \frac{23}{3600} = 0{,}0064 \text{ m}^3/\text{s}$$

Ἄρα:

$$\dot{m} = \frac{0{,}0064}{0{,}8122} = 0{,}0079 \text{ kg/s}$$

Ἡ ἰσχύς τοῦ ἀεροσυμπιεστῆ προκύπτει ἀπό τήν ἐξίσωση (12.14):

$$\dot{W} = \frac{0{,}0079 \times 1{,}4}{0{,}4} \times 0{,}287 \times \{283\,[1 - (\frac{6{,}5}{1})^{0{,}286}] + 293\,[1 - (\frac{39}{6{,}5})^{0{,}286}]\} =$$

$$= 0{,}008 \times (-\,200{,}37 - 196{,}12) = -3{,}17 \text{ kW}$$

β) Ἡ μέγιστη θερμοκρασία τοῦ ἀέρα ἐμφανίζεται στήν ἔξοδο τοῦ ἀεροσυμπιεστῆ, δηλαδή:

$$T_{max} = T_4 = T_3\,(\frac{p_4}{p_3})^{(k-1)/k} = 293 \times (\frac{39}{6{,}5})^{0{,}286} = 489{,}12 \text{ K}$$

$$\text{ἤ} \quad 216{,}12^\circ\text{C}$$

12.5 Συντελεστές ἀποδόσεως ἀεροσυμπιεστῶν.

Ὑπολογίσαμε ὥς τώρα τό ἔργο ἤ τήν ἰσχύ ἑνός ἀεροσυμπιεστῆ ὅπου οἱ διεργασίες ἦταν ἀναστρέψιμες. Στούς πραγματικούς ὅμως ἀεροσυμπιεστές οἱ διεργασίες δέν εἶναι ἀναστρέψιμες καί συνεπῶς τό θεωρητικό ἔργο δέν εἶναι τό ἴδιο μέ τό πραγματικό. Γιά νά λάβομε ὑπ' ὄψη μας αὐτές τίς μή ἀναστρέψιμες διεργασίες (πραγματικές), χρησιμοποιοῦμε τούς συντελεστές ἀποδόσεως.

Ὁ ***βαθμός συμπιέσεως*** η_{cn}, εἶναι ὁ λόγος τοῦ θεωρητικοῦ καί πραγματικοῦ ἔργου πού χρειάζεται ὁ ἀεροσυμπιεστής· μᾶς δείχνει δηλαδή πόσο μιά πραγματική συμπίεση πλησιάζει τή θεωρητική. Ὁ ***μηχανικός βαθμός ἀποδόσεως*** η_m, εἶναι ὁ λόγος τοῦ πραγματικοῦ ἔργου τοῦ ἀεροσυμπιεστῆ πρός τό ἔργο πού δίνει σ' αὐτόν ἡ κινητήρια μηχανή (ἠλεκτρικός κινητήρας κλπ.). Ὁ βαθμός αὐτός καλύπτει τίς ἀπώλειες πού ἀναπόφευκτα ὑπάρχουν μεταξύ τοῦ ἀεροσυμπιεστῆ καί τῆς κινητήριας μηχανῆς.

Τό γινόμενο τῶν δύο αὐτῶν βαθμῶν ἀποδόσεως μᾶς δίνει τό ***βαθμό ἀποδόσεως τοῦ ἀεροσυμπιεστῆ*** η_c, δηλαδή:

$$\eta_c = \eta_{cn}\eta_m \tag{12.19}$$

Ὁ βαθμός ἀποδόσεως τοῦ ἀεροσυμπιεστῆ η_c μᾶς δείχνει πόσο καλά ἐκμεταλλεύεται ὁ ἀεροσυμπιεστής τήν ἰσχύ πού παίρνει ἀπό τήν κινητήρια μηχανή· μέ ἄλλα λόγια πόσο ἀποδοτικά δουλεύει.

Ἄς δοῦμε μέ ἕνα παράδειγμα τί σημαίνουν αὐτοί οἱ συντελεστές ἀποδόσεως.

Παράδειγμα.

Ἕνας ἀεροσυμπιεστής κινεῖται ἀπό ἕνα ἠλεκτρικό κινητήρα ἰσχύος 37,3 kW. Ἀναρροφᾶ ἀέρα ἀπό πίεση 101,4 kPa καί 300 K καί τόν καταθλίβει μέ πίεση 377,1 kPa. Ζητεῖται ὁ βαθμός ἀποδόσεως τοῦ συμπιεστῆ: α) Γιά ἀδιαβατική συμπίεση καί β) γιά ἰσοθερμοκρασιακή συμπίεση. Ἡ παροχή τοῦ ἀέρα εἶναι 0,189 m^3/s.

Λύση.

α) Γιά ἀδιαβατική συμπίεση $n = k = 1{,}4$. Ἐπίσης γιά $\dot{V}_1 - \dot{V}_4 = 0{,}189\ m^3/s$ καί, μέ βάση τήν ἐξίσωση (12.7), ἡ θεωρητική ἰσχύς τοῦ ἀεροσυμπιεστῆ εἶναι:

$$\dot{W} = \frac{k}{k-1}\, p_1(\dot{V}_1 - \dot{V}_4)\left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(k-1)/k}\right] =$$

$$= \frac{1{,}4}{0{,}4} \times 101{,}4 \times 0{,}189 \times \left[1 - \left(\frac{377{,}1}{101{,}4}\right)^{0{,}286}\right] = -30{,}58\ \mathrm{kW}$$

ὁπότε ὁ βαθμός ἀποδόσεως τοῦ ἀεροσυμπιεστῆ η_c, εἶναι:

$$\eta_c = \frac{30{,}58}{37{,}3} = 0{,}820 \quad ἤ \quad 82\%$$

β) Γιά ἰσοθερμοκρασιακή συμπίεση, ἡ ἰσχύς προκύπτει ἀπό τήν ἐξίσωση (12.5) καί δίνεται ὡς:

$$\dot{W} = -p_1(\mathring{V}_1 - \mathring{V}_4)\ln\frac{p_2}{p_1} = -101{,}4 \times 0{,}189 \times \ln\frac{377{,}1}{101{,}4} = 25{,}17\ \mathrm{kW}$$

ὁπότε ὁ βαθμός ἀποδόσεως τοῦ ἀεροσυμπιεστῆ εἶναι:

$$\eta_c = \frac{25{,}17}{37{,}3} = 0{,}675 \quad ἤ \quad 67{,}5\%$$

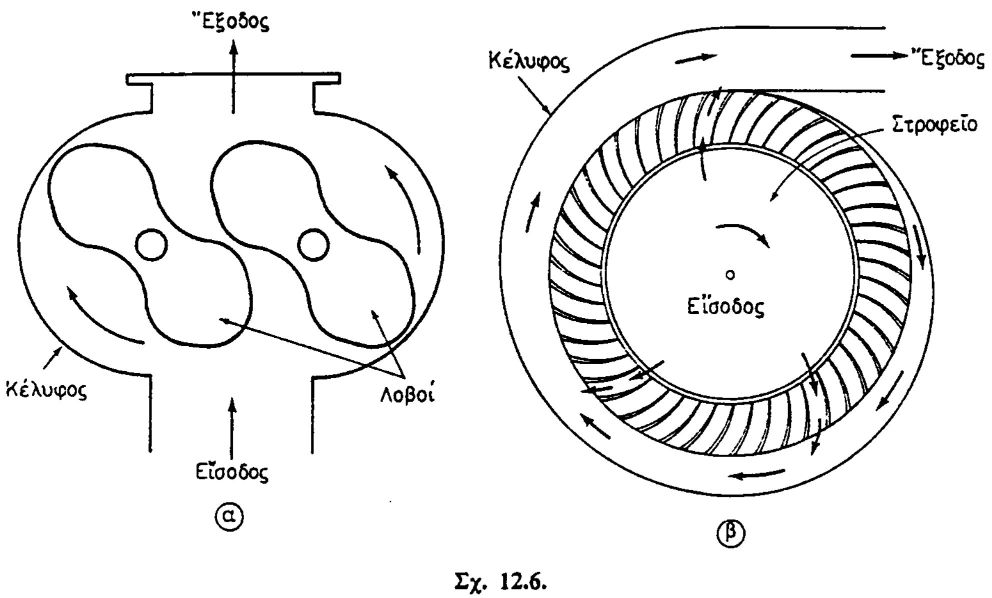
12.6 Περιστροφικός ἀεροσυμπιεστής.

Γιά τούς ἀεροσυμπιεστές αὐτούς θά περιορισθοῦμε μόνο στή στοιχειώδη περιγραφή καί δέν θά προχωρήσομε στή θερμοδυναμική ἀνάλυση τοῦ κύκλου λειτουργίας, γιατί δέν παρουσιάζει ἰδιαίτερο ἐνδιαφέρον γιά τούς μηχανικούς τῶν πλοίων.

Ὑπάρχουν δύο εἰδῶν περιστροφικοί ἀεροσυμπιεστές· ὁ ***περιστροφικός συμ-***

πιεστής μέ λοβούς [σχ. 12.6(α)] καί ὁ ***περιστροφικός συμπιεστής μέ στροφεῖο*** [σχ. 12.6(β)]. Ὁ περιστροφικός ἀεροσυμπιεστής μέ λοβούς χρησιμοποιεῖται κυρίως γιά τήν ὑπερπλήρωση τῶν μηχανῶν Diesel. Ὁ ἀέρας παγιδεύεται ἀπό τούς λοβούς καί τό κέλυφος καί συμπιέζεται μέχρι τήν πίεση καταθλίψεως. Ἡ ἐλευθερία μεταξύ τῶν λοβῶν καί τοῦ κελύφους καί μεταξύ τῶν ἴδιων τῶν λοβῶν εἶναι πολύ μικρή ὥστε νά ἐλαχιστοποιήσει τίς ἀπώλειες τοῦ ἀέρα ἀπό τό χῶρο τῆς καταθλίψεως πρός τό χῶρο τῆς ἀναρροφήσεως. Ἀπό τό σχῆμα 12.6(α) παρατηροῦμε ἐπίσης ὅτι οἱ λοβοί στρέφουν μέ ἀντίθετη φορά.

Ὁ περιστροφικός ἀεροσυμπιεστής μέ στροφεῖο [σχ. 12.6(β)] ἔχει διαφορετική ἀρχή λειτουργίας. Ὁ ἀέρας εἰσέρχεται ἀπό τό κέντρο τοῦ στροφείου, δηλαδή κατά τή διεύθυνση τοῦ ἄξονα περιστροφῆς, καί περνᾶ μέσα ἀπό σταθερά καί κινητά πτερύγια ὅπου καί συμπιέζεται. Αὐτό τό εἶδος τῶν ἀεροσυμπιεστῶν χρησιμοποιεῖται στούς ἀεριοστροβίλους πού εἴδαμε στό προηγούμενο κεφάλαιο. Ἔχουν μεγάλο ὄγκο παροχῆς ἀέρα, ἀλλά ἡ αὔξηση τῆς πιέσεως εἶναι μικρή.



Σχ. 12.6.
Περιστροφικός ἀεροσυμπιεστής: α) Μέ λοβούς καί β) μέ στροφεῖο.

12.7 Ἀσκήσεις.

1. Ἕνας ἀεροσυμπιεστής ἔχει παροχή 100 m^3/s καί ἀναρροφᾶ φυσικό ἀέριο σέ πίεση 101 kPa καί θερμοκρασία 280 K. Ἡ πίεση στήν ἔξοδο εἶναι 500 kPa καί ἡ συμπίεση εἶναι πολυτροπική μέ $n = 1{,}45$. Ζητεῖται: α) Ἡ ἰσχύς πού χρειάζεται ὁ ἀεροσυμπιεστής, β) ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀέρα στήν ἔξοδο καί γ) ἡ ἰσχύς πού χρειάζεται ὁ ἀεροσυμπιεστής γιά ἰσοθερμοκρασιακή συμπίεση.

   (*Ἀπ.:* α) −20.919 kW, β) 460 K, γ) −16.155 kW)

2. Ζητεῖται ὁ ὀγκομετρικός βαθμός ἀποδόσεως ἑνός μονοβάθμιου διπλῆς ἐνέργειας ἀεροσυμπιεστῆ πού ἔχει διάμετρο κυλίνδρου 45 cm καί διαδρομή ἐμβόλου 45 cm. Ὁ ἀεροσυμπιε-

στής ἔχει παροχή 0,166 m^3/s, καί περιστροφική ταχύτητα 150 rpm. Στήν ἀναρρόφηση, ἡ πίεση τοῦ ἀέρα εἶναι 101,3 kPa καί ἡ θερμοκρασία 300 K, ἐνῶ στήν ἔξοδο ἡ πίεση εἶναι 675 kPa. Ἡ συμπίεση καί ἐκτόνωση εἶναι πολυτροπικές διεργασίες μέ $n = 1{,}33$.

(*Ἀπ.* 0,464)

3. Ἕνας συμπιεστής λαμβάνει 10,78 m^3/s ἀέρα σέ πίεση 1,16 bar καί τόν συμπιέζει μέχρι 5,78 bar. Ὁ βαθμός συμπιέσεως γιά ἰσοθερμοκρασιακή συμπίεση εἶναι 70% καί ὁ μηχανικός βαθμός ἀποδόσεως 91%. Ζητεῖται: α) Ἡ ἰσχύς τῆς κινητήριας μηχανῆς καί β) ἡ πραγματική ἰσχύς τοῦ ἀεροσυμπιεστῆ.

(*Ἀπ.:* α) −52,54 kW, β) −47,82 kW)

4. Ἕνας διβάθμιος συμπιεστής ἀναρροφᾶ ἀέριο ἥλιον σέ πίεση 1,36 bar καί θερμοκρασία 27°C καί τό συμπιέζει πολυτροπικά ($n = 1{,}5$) μέχρι 68 bar. Ἡ ἐνδιάμεση ψύξη θεωροῦμε ὅτι εἶναι ἰδανική. Ἄν ἡ παροχή τοῦ συμπιεστῆ εἶναι 9,1 kg/min, ζητεῖται νά βρεθεῖ: α) Ἡ ἰσχύς τοῦ ἀεροσυμπιεστῆ, β) ἡ πίεση στό ψυγεῖο, γ) ἡ μέγιστη θερμοκρασία, δ) ἡ θερμότητα πού ἀφαιρεῖται στό ψυγεῖο καί ε) ἡ ἰσχύς τοῦ ἀεροσυμπιεστῆ ἄν ἦταν μιᾶς βαθμίδας.

(*Ἀπ.:* α) −521 kW, β) 9,62 bar, γ) 302°C, δ) 217 kW, ε) −761 kW)

5. Ἕνας παλινδρομικός ἀεροσυμπιεστής μέ $c = 0{,}03$ ἀναρροφᾶ ἀτμοσφαιρικό ἀέρα πιέσεως 10^5 N/m^2 καί θερμοκρασίας 27°C καί τόν καταθλίβει μέ πίεση $10{,}2 \times 10^5$ N/m^2. Ἡ συμπίεση καί ἡ ἐκτόνωση γίνεται πολυτροπικά μέ $n = 1{,}25$. Στίς βαλβίδες τῆς εἰσαγωγῆς καί τῆς ἐξαγωγῆς ἔχομε πτώση τῆς πιέσεως κατά 5%. Ὁ ἀέρας θερμαίνεται στούς 38°C ἀπό τά τοιχώματα τοῦ κυλίνδρου στό τέλος τῆς διαδρομῆς τῆς εἰσαγωγῆς. Νά προσδιορισθεῖ: α) Ὁ θεωρητικός καί ὁ πραγματικός ὀγκομετρικός βαθμός ἀποδόσεως καί β) τό ἔργο τοῦ ἀεροσυμπιεστῆ ἀνά μονάδα μάζας.

(*Ἀπ.:* α) 0,822 0,753, β) − 203 kJ/kg)

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΔΕΚΑΤΟ ΤΡΙΤΟ

ΜΙΓΜΑΤΑ ΑΕΡΙΩΝ ΚΑΙ ΥΔΡΑΤΜΩΝ

13.1 Γενικά.

Στούς θερμοδυναμικούς κύκλους καί τίς διεργασίες πού ἐξετάσαμε ὥς τώρα, θεωρήσαμε ὅτι τό ἐργαζόμενο μέσο εἶναι καθαρή οὐσία. Στήν πράξη ὅμως αὐτό δέν ἀληθεύει. Συνήθως συναντᾶμε μίγματα διαφόρων ἄλλων καθαρῶν οὐσιῶν. Χαρακτηριστικό παράδειγμα ὁ ἀτμοσφαιρικός ἀέρας, τόν ὁποῖο, γιά νά ἁπλοποιήσομε τούς ὑπολογισμούς μας, θεωρήσαμε ὥς τώρα ὡς καθαρή οὐσία, ἐνῶ στήν πραγματικότητα εἶναι μίγμα πολλῶν ἄλλων καθαρῶν οὐσιῶν, ὅπως εἶναι τό ὀξυγόνο, τό ἄζωτο, ὁ ὑδρατμός καί ἄλλα ἀέρια.

Γιά νά ἀντιμετωπίσομε λοιπόν τίς πρακτικές ἀνάγκες πού συναντᾶμε στίς διάφορες διεργασίες, εἴμαστε ὑποχρεωμένοι νά ἐξετάσομε τή συμπεριφορά ὄχι πιά τῶν καθαρῶν οὐσιῶν, ἀλλά τῶν μιγμάτων τῶν καθαρῶν οὐσιῶν. Ἀπό τά μίγματα αὐτά τό πιό συνηθισμένο εἶναι τό μίγμα ἀερίων - ὑδρατμοῦ. Τό συναντᾶμε σέ πολλές τεχνικές ἐφαρμογές μέ πιό ἐνδιαφέρουσα τήν περίπτωση τῶν κλιματιστικῶν ἐγκαταστάσεων στά πλοῖα. Ἄλλο μίγμα, ἐπίσης μέ πρακτικό ἐνδιαφέρον, εἶναι ἡ ἀνάμιξη τοῦ ἀέρα μέ τό καύσιμο στούς θαλάμους καύσεως τῶν λεβήτων καί μηχανῶν, πού προκαλεῖ τή χημική ἀντίδραση.

Στό κεφάλαιο αὐτό θά ἐξετάσομε πρῶτα τά μίγματα ἰδανικῶν (τελείων) ἀερίων, ὥστε νά γνωρίσομε τίς βασικές ἀρχές πού τά διέπουν καί νά ἀποκτήσομε κάποια ἐμπειρία ὡς πρός τόν τρόπο πού θά τίς ἐφαρμόσομε σέ ὁποιοδήποτε ἄλλο εἶδος μίγματος. Πιό πολύ ὅμως θά ἀσχοληθοῦμε μέ τή μελέτη τοῦ μίγματος ἀερίων - ὑδρατμοῦ, γιατί αὐτό μᾶς ἐνδιαφέρει περισσότερο ἀπό πρακτική σκοπιά.

13.2 Νόμος τοῦ Dalton.

Σέ προηγούμενα κεφάλαια εἴχαμε ἀσχοληθεῖ μέ τίς σχέσεις πού ὑπάρχουν μεταξύ τῶν ἰδιοτήτων μιᾶς καθαρῆς οὐσίας πού παρατηροῦνται εὔκολα, ὅπως ἡ πίεση ἤ ἡ θερμοκρασία, καί τῶν ἰδιοτήτων πού ἐμφανίζονται στόν πρῶτο καί δεύτερο θερμοδυναμικό νόμο. Τά ἀποτελέσματα τῶν σχέσεων αὐτῶν τά ἐνσωματώσαμε σέ πίνακες, διαγράμματα ἤ, στήν περίπτωση τῶν τελείων ἀερίων, τά περιγράψαμε μέ ἀλγεβρικές σχέσεις. Ἄν προσπαθήσομε νά κάνομε τό ἴδιο γιά τά μίγματα, θά βρεθοῦμε στήν ἀνάγκη νά ἐκτελέσομε πάρα πολλά πειράματα, δεδομένου ὅτι ὑπάρχει τεράστια ποικιλία μιγμάτων πού μᾶς ἐνδιαφέρουν πρακτικά. Ἔτσι, εἶναι φυσικό νά προσπαθήσομε νά βροῦμε τρόπο πού νά μᾶς ἐπιτρέπει νά ὑπολογίζομε τίς θερμοδυναμικές ἰδιότητες ἑνός μίγματος, γνωρίζοντας μόνο τίς ἰδιότητες τῶν συστατικῶν οὐσιῶν καί τίς ἀναλογίες μέ τίς ὁποῖες εἶναι ἀναμιγμένες μέσα στό μίγμα.

Ὁ τρόπος αὐτός δόθηκε ἀπό τόν Dalton (1802), ὁ ὁποῖος περιέγραψε τή συμπεριφορά τῶν μιγμάτων ἀερίων ὡς ἑξῆς:

Κάθε συστατικό ἑνός μίγματος ἀερίων μέσα σ' ἕνα δοχεῖο συμπεριφέρεται καί ἔχει τίς ἴδιες ἰδιότητες, σάν νά ὑπῆρχε μόνο του μέσα στό δοχεῖο.

Ἡ διαπίστωση αὐτή, πού εἶναι ἀποτέλεσμα πειραμάτων καί εἶναι γνωστή ὡς ὁ ***νόμος τοῦ Dalton***, ἐφαρμόζεται μόνο γιά τίς θερμοδυναμικές ἰδιότητες, ὅπως πίεση, θερμοκρασία, ἐνθαλπία κλπ. Ἀργότερα, ὁ νόμος τοῦ Dalton διαμορφώθηκε ἀπό τόν Gibbs ὥστε νά μπορεῖ νά ἐφαρμοσθεῖ σέ πρακτικές ἐφαρμογές. Ἡ νέα μορφή τοῦ νόμου τοῦ Dalton ὀνομάζεται ***νόμος τῶν Gibbs - Dalton*** καί ἔχει δύο μέρη. Τό πρῶτο ἀφορᾶ τήν πίεση τοῦ μίγματος καί τό δεύτερο τήν ἐσωτερική ἐνέργεια, τήν ἐνθαλπία καί τήν ἐντροπία:

α) Ἡ πίεση ἑνός μίγματος ἀερίων εἶναι ἴση μέ τό ἄθροισμα τῶν πιέσεων πού θά ἐξασκοῦσε κάθε ἀέριο τοῦ μίγματος ἄν μόνο του καταλάμβανε τόν ὄγκο τοῦ μίγματος καί εἶχε τή θερμοκρασία τοῦ μίγματος.

Ἡ πίεση πού ἀσκεῖ κάθε συστατικό τοῦ μίγματος ὀνομάζεται ***μερική πίεση*** τοῦ συστατικοῦ. Τήν πίεση αὐτή τή μετρᾶμε μέ πείραμα, ὅπου ἡ μάζα τοῦ συστατικοῦ καταλαμβάνει ὄγκο ἴσο μέ τόν ὄγκο τοῦ μίγματος καί ἔχει τή θερμοκρασία τοῦ μίγματος.

Ἄν a, b, c,..., n εἶναι οἱ δεῖκτες πού ἀναφέρονται σέ κάθε ἕνα συστατικό τοῦ μίγματος, τότε ἀλγεβρικά ἀπό τόν πιό πάνω νόμο προκύπτουν τά ἑξῆς:

Ἄν t εἶναι ἡ θερμοκρασία τοῦ μίγματος, τότε:

$$t = t_\alpha = t_b = t_c = \ldots = t_n \tag{13.1}$$

Ἀφοῦ κάθε συστατικό καταλαμβάνει τόν ὄγκο τοῦ μίγματος V, τότε:

$$V = V_\alpha = V_b = V_c = \ldots = V_n \tag{13.2}$$

ἤ σέ σχέση μέ τόν εἰδικό ὄγκο υ καί τή μάζα m τοῦ μίγματος:

$$m\upsilon = m_\alpha \upsilon_\alpha = m_b \upsilon_b = m_c \upsilon_c = \ldots = m_n \upsilon_n \tag{13.3}$$

καί τελικά ἡ πίεση τοῦ μίγματος p εἶναι τό ἄθροισμα τῶν μερικῶν πιέσεων τῶν συστατικῶν:

$$p = p_\alpha + p_b + p_c + \ldots + p_n \tag{13.4}$$

Ἐπίσης, ἡ μάζα τοῦ μίγματος εἶναι ἴση μέ τό ἄθροισμα τῶν μαζῶν τῶν συστατικῶν, δηλαδή:

$$m = m_\alpha + m_b + m_c + \ldots + m_n \tag{13.5}$$

ὁπότε, ἀπό τίς ἐξισώσεις (13.3) καί (13.5), ἡ σχέση μεταξύ τῶν εἰδικῶν ὄγκων εἶναι:

$$\frac{1}{\upsilon} = \frac{1}{\upsilon_\alpha} + \frac{1}{\upsilon_b} + \frac{1}{\upsilon_c} + \ldots + \frac{1}{\upsilon_n} \qquad (13.6)$$

καί ἡ πυκνότητα τοῦ μίγματος ρ, πού εἶναι τό ἀντίστροφο τοῦ εἰδικοῦ ὄγκου, δίνεται ἀπό τή σχέση:

$$\rho = \rho_\alpha + \rho_b + \rho_c + \ldots + \rho_n \qquad (13.7)$$

β) Ἡ ἐσωτερική ἐνέργεια, ἡ ἐνθαλπία καί ἡ ἐντροπία ἑνός μίγματος ἀερίων εἶναι ἀντίστοιχα ἴση μέ τό ἄθροισμα τῆς ἐσωτερικῆς ἐνέργειας, τῆς ἐνθαλπίας καί τῆς ἐντροπίας πού θά εἶχε κάθε συστατικό τοῦ μίγματος, ἄν κάθε ἕνα ἀπό αὐτά καταλάμβανε τόν ὄγκο τοῦ μίγματος καί εἶχε τή θερμοκρασία τοῦ μίγματος.

Τίς ἰδιότητες αὐτές τίς μετρᾶμε ἐπίσης μέ πειράματα, ὅπως εἴπαμε καί πιό πάνω γιά τήν πίεση τῶν συστατικῶν ἑνός μίγματος.

Ἀλγεβρικά τό δεύτερο μέρος τοῦ νόμου Gibbs - Dalton γράφεται ὡς ἑξῆς:

Ἐσωτερική ἐνέργεια: $$U = U_\alpha + U_b + U_c + \ldots + U_n \qquad (13.8)$$

$$mu = m_\alpha u_\alpha + m_b u_b + m_c u_c + \ldots + m_n u_n \qquad (13.8\alpha)$$

Ἐνθαλπία: $$H = H_\alpha + H_b + H_c + \ldots + H_n \qquad (13.9)$$

$$mh = m_\alpha h_\alpha + m_b h_b + m_c h_c + \ldots + m_n h_n \qquad (13.9\alpha)$$

Ἐντροπία: $$S = S_\alpha + S_b + S_c + \ldots + S_n \qquad (13.10)$$

$$ms = m_\alpha s_\alpha + m_b s_b + m_c s_c + \ldots + m_n s_n \qquad (13.10\alpha)$$

Ἄν γνωρίζομε τή σύνθεση τοῦ μίγματος καί δύο ἰδιότητές του, π.χ. τήν πίεση καί τόν ὄγκο, μποροῦμε μέ τίς πιό πάνω ἐξισώσεις νά προσδιορίσομε τίς θερμοδυναμικές ἰδιότητες τοῦ μίγματος.

Τέλος, οἱ εἰδικές θερμότητες τοῦ μίγματος βρίσκονται σέ συνάρτηση μέ τίς ἀντίστοιχες εἰδικές θερμότητες τῶν ἀερίων πού τό ἀποτελοῦν καί τῆς κατά μάζα ἀναλογίας. Ἔτσι, γιά τόν προσδιορισμό τους ἐφαρμόζομε τίς σχέσεις:

$$mc_p = m_\alpha c_{p\alpha} + m_b c_{pb} + \ldots + m_n c_{pn} \qquad (13.11)$$

$$mc_\upsilon = m_\alpha c_{\upsilon\alpha} + m_b c_{\upsilon b} + \ldots + m_n c_{\upsilon n} \qquad (13.12)$$

Παράδειγμα.

Ἕνα μίγμα ἀποτελεῖται ἀπό 2 kg ἀέρα καί 4 kg ἄζωτο, ἔχει θερμοκρασία 25°C καί καταλαμβάνει ὄγκο 1 m^3. Νά προσδιορισθεῖ ὁ εἰδικός ὄγκος, ἡ πίεση, ἡ εἰδική ἐνθαλπία, ἡ εἰδική ἐσωτερική ἐνέργεια καί ἡ εἰδική ἐντροπία τοῦ μίγματος. Ὁ ἀέρας καί τό ἄζωτο θεωροῦνται τέλεια ἀέρια.

Λύση.

Οἱ δεῖκτες «a» καί «b» ἀναφέρονται στόν ἀέρα καί τό ἄζωτο ἀντίστοιχα. Ἔτσι ἔχομε:

Γιά τόν ἀέρα μάζας 2 kg καί ὄγκου 1 m^3:

$$t_a = 25°C \qquad \upsilon_a = \frac{V}{m_a} = \frac{1}{2} = 0{,}5\ m^3/kg$$

Ἐπίσης ἀπό τό νόμο τῶν τελείων ἀερίων ἔχομε:

$$p_a = \frac{R_a T_a}{\upsilon_a} = \frac{0{,}287 \times 298}{0{,}5} = 171{,}1\ kN/m^2$$

Ἀπό πίνακες μέ ἰδιότητες τοῦ ἀέρα, μποροῦμε νά βροῦμε ὅτι:

$$h_a = 298{,}52\ kJ/kg, \qquad u_a = 212{,}90\ kJ/kg, \qquad s_a = 2{,}3596\ kJ/kgK$$

Γιά τό ἄζωτο μάζας 4 kg καί ὄγκου 1 m^3:

$$t_b = 25°C \qquad \upsilon_b = \frac{V}{m_b} = \frac{1}{4} = 0{,}25\ m^3/kg$$

$$p_b = \frac{R_b T_b}{\upsilon_b} = \frac{0{,}297 \times 298}{0{,}25} = 354\ kN/m^2$$

Ἐπίσης, ἀπό πίνακες μέ ἰδιότητες τοῦ ἀζώτου, μποροῦμε νά βροῦμε ὅτι:

$$h_b = 309{,}64\ kJ/kg, \qquad u_b = 221{,}11\ kJ/kg, \qquad s_b = 6{,}4644\ kJ/kg\ K$$

ὁπότε γιά τό μίγμα μάζας 6 kg καί ὄγκου 1 m^3:

$$t = 25°C \qquad \upsilon = \frac{1}{6} = 0{,}167\ m^3/kg$$

Ἀπό τήν ἐξίσωση (13.4): $p = p_a + p_b = 171{,}1 + 354 = 525{,}1\ kN/m^2$

Ἀπό τήν ἐξίσωση (13.9α): $h = \dfrac{(2 \times 298{,}52) + (4 \times 309{,}64)}{2 + 4} = 305{,}93\ kJ/kg$

Ἀπό τήν ἐξίσωση (13.8α): $u = \dfrac{(2 \times 212{,}9) + (4 \times 221{,}11)}{2 + 4} = 218{,}37\ kJ/kg$

Ἀπό τήν ἐξίσωση (13.10α): $s = \dfrac{(2 \times 2{,}3596) + (4 \times 6{,}4644)}{2 + 4} = 5{,}0961\ kJ/kgK$

13.3 Ἀδιαβατική ἀνάμιξη τελείων ἀερίων.

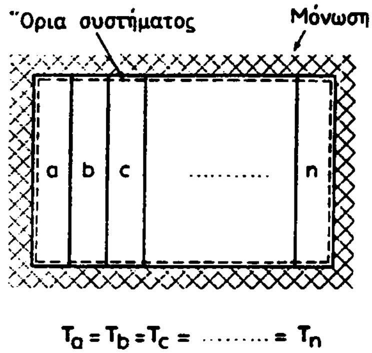
Μέχρι ἐδῶ ἐξετάσαμε τίς σχέσεις πού ὑπάρχουν μεταξύ τῶν ἰδιοτήτων ἑνός μίγματος ἀερίων καί τῶν συστατικῶν ἀερίων πού τό ἀποτελοῦν. Ἄς δοῦμε τώρα τήν περίπτωση ἑνός μίγματος πού προέρχεται ἀπό τήν ἀνάμιξη τελείων ἀερίων.

Τό μίγμα πού προέρχεται ἀπό τήν ἀνάμιξη τελείων ἀερίων ἀποδεικνύεται ὅτι εἶναι καί αὐτό τέλειο ἀέριο καί ἡ σταθερά του R δίνεται ὡς:

$$R = \frac{1}{m}(m_\alpha R_\alpha + m_b R_b + ... + m_n R_n) \tag{13.13}$$

ὅπου R_α, R_b, ..., R_n, εἶναι οἱ σταθερές τῶν συστατικῶν τοῦ μίγματος.

Τό μίγμα αὐτό ἔχει ἐπίσης ὁρισμένα χαρακτηριστικά, ὅπως θά φανεῖ ἀπό τήν ἐξέταση τοῦ συστήματος τοῦ σχήματος 13.3.



Σχ. 13.3.
Ἀδιαβατική μέ σταθερό ὄγκο ἀνάμιξη τελείων ἀερίων.

Τό σύστημα αὐτό ἀποτελεῖται ἀπό ἕνα ἀδιαβατικά μονωμένο δοχεῖο, τό ὁποῖο εἶναι χωρισμένο μέ κινητά διαφράγματα σέ διαμερίσματα διαφόρων μεγεθῶν. Κάθε διαμέρισμα περιέχει ἕνα τέλειο ἀέριο πού τό χαρακτηρίζομε μέ τούς δεῖκτες a, b, c, ..., n. Οἱ πιέσεις καί οἱ θερμοκρασίες τῶν ἀερίων εἶναι οἱ ἴδιες καί ἴσες μέ p καί T ἀντίστοιχα.

Ἡ διαδικασία τῆς ἀναμίξεως τῶν ἀερίων ἀρχίζει ὅταν μετακινήσομε τό ἕνα μετά τό ἄλλο, τά κινητά διαφράγματα καί συντελεῖται λόγω τῆς κινήσεως τῶν μορίων τῶν ἀερίων. Στό τέλος τῆς διαδικασίας τά ἀέρια ἔχουν αναμιχθεῖ ὁμοιόμορφα. Αὐτό πού μᾶς ἀπασχολεῖ εἶναι κατά πόσο ἄλλαξε ἡ θερμοκρασία καί ἡ πίεση τοῦ συστήματος, λόγω τῆς ἀδιαβατικῆς μέ σταθερό ὄγκο διεργασίας.

Κατά τή διεργασία ὁ ὄγκος τοῦ συστήματος παραμένει ὁ ἴδιος καί ἐπομένως τό ἔργο εἶναι μηδέν. Ἐπίσης, ἡ μεταφορά τῆς θερμότητας ἀπό ἤ πρός τό σύστημα εἶναι μηδέν, γιατί εἶναι ἀδιαβατικά μονωμένο. Δηλαδή $W = 0$ καί $Q = 0$.

Ἀπό τόν πρῶτο θερμοδυναμικό νόμο ὅμως γιά κλειστά συστήματα, ἐξίσωση (4.10), ἔχομε ὅτι:

$$\Delta U = Q - W = 0$$

Αὐτό σημαίνει ὅτι ἡ μεταβολή τῆς ἐσωτερικῆς ἐνέργειας εἶναι μηδέν, δηλαδή κατά τή διάρκεια τῆς ἀναμίξεως τῶν ἀερίων ἡ ἐσωτερική ἐνέργεια τοῦ συστήματος παρέμεινε ἡ ἴδια. Ἀλλά, ὅπως εἴπαμε στό ἕκτο κεφάλαιο (παράγρ. 6.5) ἡ ἐσωτερική ἐνέργεια ἑνός τέλειου ἀερίου εἶναι συνάρτηση μόνο τῆς θερμοκρασίας του. Ἐπίσης, ὅπως εἴδαμε ἀπό τήν ἐξίσωση (13.8), ἡ ἐσωτερική ἐνέργεια τοῦ μίγματος εἶναι ἴση μέ τό ἄθροισμα τῶν ἐσωτερικῶν ἐνεργειῶν κάθε ἑνός ἀερίου, θεωρουμένου στή θερμοκρασία τοῦ μίγματος. Ἔτσι δέν μπορεῖ παρά ἡ ***τελική θερμοκρασία τοῦ μίγματος νά εἶναι ἴση μέ τήν ἀρχική θερμοκρασία κάθε ἀερίου,*** δηλαδή T.

Ἄς δοῦμε τώρα ποιά εἶναι ἡ τελική πίεση, p', τοῦ μίγματος. Ὁ ὄγκος κάθε διαμερίσματος εἶναι V_α, V_b,..., V_n, οἱ ἀντίστοιχες μάζες εἶναι m_α, m_b,..., m_n καί οἱ μερικές πιέσεις μετά τήν ἀνάμιξη εἶναι p_α, p_b, ..., p_n.

Ἀπό τό νόμο τῶν Gibbs - Dalton ἔχομε ὅτι:

$$p' = p_\alpha + p_b + \ldots + p_n \tag{13.14}$$

καί λόγω γεωμετρίας τοῦ συστήματος (σχ. 13.3):

$$V = V_\alpha + V_b + \ldots + V_n \tag{13.15}$$

Ἀλλά ἡ ἀρχική θερμοκρασία κάθε συστατικοῦ εἶναι ἴση μέ τή θερμοκρασία τοῦ μίγματος· ἐπίσης, κάθε συστατικό καταλαμβάνει ἀρχικό ὄγκο V_α, V_b κλπ. ἔχει πίεση p, ἐνῶ μετά τήν ἀνάμιξη καταλαμβάνει ὄγκο V καί ἔχει πίεση p_α, p_b κλπ. Ἄρα μποροῦμε νά γράψομε:

$$pV_\alpha = p_\alpha V \tag{13.16}$$

$$pV_b = p_b V$$

$$\text{κλπ.}$$

Ἀντικαθιστοῦμε στήν ἐξίσωση (13.14) καί ἔχομε:

$$p' = \frac{pV_\alpha}{V} + \frac{pV_b}{V} + \ldots + \frac{pV_n}{V} =$$

$$= \frac{p}{V}(V_\alpha + V_b + \ldots + V_n) = \frac{pV}{V} = p \tag{13.17}$$

Αὐτό σημαίνει ὅτι μετά τήν ἀδιαβατική ἀνάμιξη τῶν ἀερίων ἡ πίεση παραμένει ἡ ἴδια, δηλαδή ἡ ἀρχική πίεση κάθε ἀερίου εἶναι ἴση μέ τήν τελική πίεση τοῦ μίγματος.

Θά δοῦμε τώρα ἄν μέ τήν ἀνάμιξη τῶν ἀερίων ἔχομε μεταβολή τῆς ἐντροπίας τοῦ συστήματος. Ἀπό τήν ἐξίσωση (8.5) βλέπομε ὅτι ἡ μεταβολή τῆς ἐντροπίας ἑνός τέλειου ἀερίου ἐξαρτᾶται ἀπό τή θερμοκρασία καί τόν εἰδικό ὄγκο. Ἄν ἐφαρμόσομε τήν ἐξίσωση αὐτή στήν ἀδιαβατική ἀνάμιξη τῶν ἀερίων, ὅπου ἡ θερμοκρασία ὅπως εἴπαμε παραμένει σταθερή, τότε γιά ἕνα ἀπό τά ἀέρια, π.χ. τό «α», ἡ μεταβολή τῆς ἐντροπίας Δs_α εἶναι:

$$\Delta s_\alpha = R_\alpha \ln \frac{V}{V_\alpha} \qquad (13.18)$$

Ἀλλά ὁ ὄγκος V εἶναι μεγαλύτερος ἀπό τόν ὄγκο V_α, πράγμα πού σημαίνει ὅτι τό $\ln (V/V_\alpha)$ εἶναι θετικός ἀριθμός, δηλαδή ἡ μεταβολή τῆς ἐντροπίας εἶναι θετική, καί συνεπῶς ἡ ἐντροπία τοῦ ἀερίου «α» αὐξήθηκε. Ἐπειδή ὅμως ἡ ἐντροπία τοῦ μίγματος εἶναι τό ἄθροισμα τῶν ἐντροπιῶν κάθε ἀερίου, ἕπεται ὅτι καί ἡ ἐντροπία τοῦ μίγματος αὐξάνει στήν ἀδιαβατική ἀνάμιξη μέ σταθερή θερμοκρασία.

Παράδειγμα 1.

Ἕνα μίγμα τελείων ἀερίων προῆλθε ἀπό τήν ἀδιαβατική ἀνάμιξη 0,232 kg ὀξυγόνου καί 0,768 kg ἀτμοσφαιρικοῦ ἀζώτου. Πρίν ἀπό τήν ἀνάμιξη, τά δύο ἀέρια εἶχαν τήν ἴδια πίεση καί τήν ἴδια θερμοκρασία. Ζητεῖται νά βρεθεῖ ἡ αὔξηση τῆς ἐντροπίας λόγω τῆς ἀναμίξεως.

Λύση.

Ἡ αὔξηση τῆς ἐντροπίας κάθε ἀερίου τοῦ μίγματος δίνεται ἀπό τήν ἐξίσωση (13.18). Ὁ ὑπολογισμός τῶν λόγων V/V_α, V/V_b γίνεται ὡς ἑξῆς:

Ἀπό τόν Πίνακα Γ6 τοῦ παραρτήματος «Γ» ἔχομε ὅτι:

Γιά τό ὀξυγόνο: $R_\alpha = 260$ J/kgK
Γιά τό ἄζωτο: $R_b = 295$ J/kgK

Ὅπως εἴπαμε προηγουμένως, μετά τήν ἀδιαβατική μέ σταθερή πίεση ἀνάμιξη, ἡ τελική θερμοκρασία τοῦ μίγματος εἶναι ἡ ἴδια μέ τήν ἀρχική θερμοκρασία κάθε ἀερίου, ἔστω T. Τότε ἔχομε ὅτι:

$$V_\alpha = \frac{m_\alpha R_\alpha T}{p} \qquad V_b = \frac{m_b R_b T}{p}$$

ἀλλά ὁ ὄγκος τοῦ μίγματος εἶναι:

$$V = V_\alpha + V_b = \frac{m_\alpha R_\alpha + m_b R_b}{p} T$$

ὁπότε $$\frac{V}{V_\alpha} = \frac{m_\alpha R_\alpha + m_b R_b}{m_\alpha R_\alpha} = \frac{(0{,}232 \times 260) + (0{,}768 \times 295)}{0{,}232 \times 260} = 4{,}756$$

$$\frac{V}{V_b} = \frac{m_\alpha R_\alpha + m_b R_b}{m_b R_b} = \frac{(0{,}232 \times 260) + (0{,}768 \times 295)}{0{,}768 \times 295} = 1{,}266$$

Ἡ αὔξηση τῆς ἐντροπίας τοῦ μίγματος εἶναι ἴση μέ τό ἄθροισμα τῆς ἐντροπίας κάθε ἀερίου. Ἀπό τήν ἐξίσωση (13.18) ἡ αὔξηση τῆς ἐντροπίας τοῦ ὀξυγόνου εἶναι:

$$\Delta S_\alpha = m_\alpha R_\alpha \ln\frac{V}{V_\alpha} = 0{,}232 \times 260 \times \ln 4{,}756 = 94{,}05 \text{ J/K}$$

καί τοῦ ἀζώτου:

$$\Delta S_b = m_b R_b \ln\frac{V}{V_b} = 0{,}768 \times 295 \times \ln 1{,}266 = 53{,}44 \text{ J/K}$$

Ἄρα ἡ συνολική αὔξηση τῆς ἐντροπίας τοῦ μίγματος εἶναι:

$$\Delta S = \Delta S_\alpha + \Delta S_b = 94{,}05 + 53{,}44 = 147{,}49 \text{ J/K}$$

Παρατήρηση.

Ἡ πιό πάνω αὔξηση τῆς ἐντροπίας δέν παρατηρεῖται ὅταν ἀναμίξομε δύο ὅμοια ἀέρια, π.χ. 1 kg ἀζώτου μέ ἄλλο 1 kg ἀζώτου. Στήν περίπτωση αὐτή ἡ μεταβολή τῆς ἐντροπίας εἶναι μηδέν. Αὐτό τό φαινόμενο ὀνομάζεται ***παράδοξο τοῦ Gibbs.*** Ἡ ἐξήγησή του ἀπαιτεῖ προχωρημένες θεωρητικές γνώσεις καί ξεφεύγει ἀπό τό σκοπό τοῦ βιβλίου αὐτοῦ.

Παράδειγμα 2.

Ἕνα δοχεῖο περιέχει 0,1 m^3 ὑδρογόνο σέ θερμοκρασία 15°C καί πίεση 160 kN/m^2. Ἕνα ἄλλο δοχεῖο περιέχει 0,15 m^3 ἄζωτο σέ θερμοκρασία 15°C καί πίεση 160 kN/m^2. Τά δύο δοχεῖα συνδέονται μεταξύ τους μέ ἕνα σωλήνα καί μία βαλβίδα πού τά ἀπομονώνει. Τά δοχεῖα, ὁ σωλήνας καί ἡ βαλβίδα εἶναι πολύ καλά μονωμένα. Ἡ βαλβίδα, πού στήν ἀρχή εἶναι κλειστή, ἀνοίγεται καί ἐπιτρέπει στά δύο ἀέρια νά ἀναμιχθοῦν. Μετά ἀπό λίγο οἱ συνθῆκες τοῦ μίγματος μέσα στά δύο δοχεῖα εἶναι ὁμοιόμορφες. Ἄν τά δύο ἀέρια θεωρηθοῦν τέλεια ἀέρια, ζητεῖται: α) Ἡ θερμοκρασία τοῦ μίγματος, β) οἱ μερικές πιέσεις τῶν ἀερίων, γ) ὁ εἰδικός ὄγκος τοῦ μίγματος, δ) ἡ σταθερά R καί οἱ εἰδικές θερμότητες τοῦ μίγματος καί ε) ἡ αὔξηση τῆς ἐντροπίας τοῦ συστήματος πού ἀποτελεῖται ἀπό τά δύο ἀέρια μετά τήν ἀνάμιξη.

Λύση.

α) Τό ὑδρογόνο καί ἄζωτο θεωροῦμε ὅτι εἶναι τέλεια ἀέρια. Ἐπειδή ἡ ἀνάμιξη εἶναι ἀδιαβατική (δοχεῖα καί σωλῆνες καλά μονωμένα), ἡ τελική πίεση τοῦ μίγματος εἶναι ἴση μέ τήν ἀρχική πίεση τῶν ἀερίων. Δηλαδή $p = 160$ kN/m^2. Ἡ θερμοκρασία εἶναι ἐπίσης ἡ ἴδια, δηλαδή $t = 15°C$ ἀφοῦ ἔχομε διεργασία μέ σταθερό ὄγκο, δηλαδή $W = 0$.

β) Οἱ μερικές πιέσεις τῶν ἀερίων, θεωρούμενες ὅταν τό ἀέριο καταλαμβάνει ὅλο τόν ὄγκο τοῦ συστήματος στή θερμοκρασία τοῦ μίγματος, ὑπολογίζονται ὡς ἑξῆς:

Γιά τό ὑδρογόνο ($R_\alpha = 4{,}125$ kJ/kg K ἀπό Πίνακα Γ6).
Ὑπολογίζομε τή μάζα του:

$$m_\alpha = \frac{p_\alpha V_\alpha}{R_\alpha T_\alpha} = \frac{160 \times 0{,}1}{4{,}125 \times 288} = 0{,}01347 \text{ kg}$$

Ὅταν καταλαμβάνει ὅλο τόν ὄγκο τοῦ συστήματος V, ὁ εἰδικός ὄγκος τοῦ ὑδρογόνου εἶναι:

$$\upsilon_\alpha = \frac{V}{m_\alpha} = \frac{0{,}1 + 0{,}15}{0{,}01347} = 18{,}559 \text{ m}^3/\text{kg}$$

Ἄρα ἡ μερική πίεση τοῦ ὑδρογόνου εἶναι:

$$p_\alpha = \frac{R_\alpha T}{\upsilon_\alpha} = \frac{4{,}125 \times 288}{18{,}559} = 64 \text{ kN/m}^2$$

Μέ ὅμοιο τρόπο γιά τό ἄζωτο ($R_b = 0{,}297$ kJ/kgK ἀπό Πίνακα Γ6) βρίσκομε ὅτι:

$$m_b = \frac{p_b V_b}{R_b T_b} = \frac{160 \times 0{,}15}{0{,}297 \times 288} = 0{,}28058 \text{ kg}$$

καί
$$\upsilon_b = \frac{V}{m_b} = \frac{0.25}{0.28058} = 0{,}89101 \text{ m}^3/\text{kg}$$

καί ἡ μερική πίεση τοῦ ἀζώτου εἶναι:

$$p_b = \frac{R_b T}{\upsilon_b} = \frac{0{,}297 \times 288}{0{,}89101} = 96 \text{ kN/m}^2$$

γ) Ἡ συνολική μάζα τοῦ μίγματος εἶναι, ἐξίσωση (13.5):

$$m = m_\alpha + m_b = 0{,}01347 + 0{,}28058 = 0{,}29405 \text{ kg}$$

καί ὁ εἰδικός ὄγκος τοῦ μίγματος:

$$\upsilon = \frac{V}{m} = \frac{0{,}25}{0{,}29405} = 0{,}8502 \text{ m}^3/\text{kg}$$

Τό ἴδιο ἀποτέλεσμα παίρνομε καί ἀπό τήν ἐξίσωση (13.6):

$$\frac{1}{\upsilon} = \frac{1}{\upsilon_\alpha} + \frac{1}{\upsilon_\beta} = \frac{1}{18{,}559} + \frac{1}{0{,}89101} = 1{,}17620$$

ἤ
$$\upsilon = 0{,}8502 \text{ m}^3/\text{kg}$$

δ) Ἡ σταθερά τοῦ μίγματος εἶναι:

$$R = \frac{p\upsilon}{T} = \frac{160 \times 0{,}8502}{288} = 0{,}472 \text{ kJ/kgK}$$

Τό ἴδιο ἀποτέλεσμα θά πάρομε ἄν ἐφαρμόσομε τήν ἐξίσωση (13.13):

$$R = \frac{1}{m}(m_\alpha R_\alpha + m_b R_b) =$$

$$= \frac{1}{0,29405}[(0,01347 \times 4,125) + (0,28058 \times 0,297)] = 0,472 \text{ kJ/kgK}$$

Γιά νά βροῦμε τίς εἰδικές θερμότητες c_p καί c_υ τοῦ μίγματος, ἐφαρμόζομε τίς ἐξισώσεις (13.11) καί (13.12). Οἱ ἀντίστοιχες εἰδικές θερμότητες τοῦ ὑδρογόνου καί ἀζώτου εἶναι (Πίνακας Γ6 Παραρτήματος «Γ»):

Ὑδρογόνο: $c_{p\alpha} = 14,3136$ kJ/kgK $c_{\upsilon\alpha} = 10,190$ kJ/kgK

Ἄζωτο: $c_{pb} = 1,0399$ kJ/kgK $c_{\upsilon b} = 0,7431$ kJ/kgK

Ἔτσι ἔχομε:

$$mc_p = m_\alpha c_{p\alpha} + m_b c_{pb} = (0,01347 \times 14,3136) + (0,28058 \times 1,0399) =$$
$$= 0,48458 \text{ kJ/K}$$

$$c_p = \frac{0,48458}{0,29405} = 1,648 \text{ kJ/kgK}$$

$$mc_\upsilon = m_\alpha c_{\upsilon\alpha} + m_b c_{\upsilon b} =$$
$$= (0,01347 \times 10,190) + (0,28058 \times 0,7431) = 0,34576 \text{ kJ/K}$$

$$c_\upsilon = \frac{0,34576}{0,29405} = 1,176 \text{ kJ/kgK}$$

ε) Ἀκολουθοῦμε τή μέθοδο τοῦ παραδείγματος 1 καί ἔχομε:

$$\frac{V}{V_\alpha} = \frac{m_\alpha R_\alpha + m_b R_b}{m_\alpha R_\alpha} = 1 + \frac{m_b}{m_\alpha}\frac{R_b}{R_\alpha} = 1 + \left(\frac{0,28058}{0,01347} \times \frac{0,297}{4,125}\right) = 2,4998$$

$$\frac{V}{V_b} = \frac{m_\alpha R_\alpha + m_b R_b}{m_b R_b} = 1 + \frac{m_\alpha}{m_b}\frac{R_A}{R_b} = 1 + \left(\frac{0,01347}{0,28058} \times \frac{4,125}{0,297}\right) = 1,6668$$

ὁπότε ἡ αὔξηση τῆς ἐντροπίας εἶναι, ἐξίσωση (13.18):

$$\Delta S = m_\alpha R_\alpha \ln\frac{V}{V_\alpha} + m_b R_b \ln\frac{V}{V_b} =$$

$$= 0,01347 \times 4,125 \times \ln 2,4998 + 0,28058 \times 0,297 \times \ln 1,6668 =$$
$$= 0,0935 \text{ kJ/K}$$

13.4 Μίγματα τελείων ἀερίων - ἀτμῶν.

Στήν πράξη συχνά συναντᾶμε μίγματα ἀερίων καί ἀτμῶν. Τά προϊόντα π.χ.

τῆς καύσεως περιέχουν ὑδρατμούς καί ἀέρια· ὁ ἐξαερωτήρας (καρμπυρατέρ) ἑνός αὐτοκινήτου περιέχει ἕνα μίγμα ἀέρα καί ἀτμοῦ βενζίνης. Ἀλλά τό πιό συνηθισμένο καί γνωστό μίγμα εἶναι τοῦ ἀέρα καί τοῦ ὑδρατμοῦ. Μέ αὐτό θά ἀσχοληθοῦμε πιά μέχρι τό τέλος τοῦ κεφαλαίου, γιατί εἶναι σημαντικό στήν ψύξη καί τή θέρμανση πού θά μᾶς ἀπασχολήσουν σέ ἑπόμενα κεφάλαια. Θά πρέπει μόνο νά διευκρινήσομε ὅτι οἱ μέθοδοι καί τά ἀποτελέσματα μποροῦν νά ἐφαρμοσθοῦν ἐξ ἴσου καλά σέ ὁποιοδήποτε ἄλλο μίγμα μέ τίς κατάλληλες οὐσίες (συστατικά).

13.4.1 Μίγματα ἀέρα - ἀτμοῦ. Ἀέρια κατάσταση.

Ὅταν τό μίγμα εἶναι μιᾶς φάσεως, δηλαδή ὅταν ἔχομε ἀέρα καί ὑπέρθερμο ἀτμό ἤ ἀέρα καί κεκορεσμένο ἀτμό, τότε ὁ νόμος τῶν Gibbs - Dalton μπορεῖ νά ἐφαρμοσθεῖ χωρίς καμιά τροποποίηση. Μέ τό πιό κάτω παράδειγμα θά δοῦμε μιά ἐφαρμογή μίγματος ἀτμοῦ καί ἀέρα.

Παράδειγμα.

Ἀτμός 0,01 kg καί ἀέρας 0,99 kg σχηματίζουν μέσα σέ ἕνα δοχεῖο ἀέριο μίγμα σέ πίεση 100 kN/m^2 καί θερμοκρασία 20°C. Νά προσδιορισθοῦν: α) Οἱ μερικές πιέσεις τοῦ ἀτμοῦ καί τοῦ ἀέρα καί β) ὁ εἰδικός ὄγκος τοῦ μίγματος.

Λύση.

Τά ἐρωτήματα (α) καί (β) πρέπει νά λυθοῦν συγχρόνως. Ἔχομε ὅτι:

$$p = p_s + p_\alpha \tag{1}$$

ὅπου: p ἡ πίεση τοῦ μίγματος πού ἰσοῦται μέ 100 kN/m^2,
p_s ἡ πίεση τοῦ ἀτμοῦ καί
p_α ἡ πίεση τοῦ ἀέρα.

Γιά τόν ἀέρα ἀπό τό νόμο τῶν τελείων ἀερίων ἔχομε ὅτι:

$$p_\alpha \upsilon_\alpha = R_\alpha T = 287 \times 293 = 84.091 \text{ J/kg} \tag{2}$$

Ἄν υ εἶναι ὁ εἰδικός ὄγκος τοῦ μίγματος, τότε, ἀπό τήν ἐξίσωση (13.3) ἔχομε:

$$m\upsilon = m_\alpha \upsilon_\alpha = m_s \upsilon_s$$

ἤ

$$1 \times \upsilon = 0{,}99\, \upsilon_\alpha = 0{,}01\, \upsilon_s \tag{3}$$

Γιά τόν ἀτμό γνωρίζομε ὅτι ἡ πίεση p_s, καί ὁ εἰδικός ὄγκος υ_s σχετίζονται ἀπό τούς πίνακες ὑπέρθερμου ἀτμοῦ. Οἱ πίνακες ὅμως δέν μᾶς δίνουν στοιχεῖα γιά τόσο χαμηλές πιέσεις ὅσο ἡ πίεση καί θερμοκρασία πού μᾶς ἐνδιαφέρει. Ἔτσι καταφεύγομε στήν ***παραδοχή*** ὅτι ὁ ἀτμός χαμηλῆς πιέσεως μπορεῖ προσεγγιστικά νά θεωρηθεῖ ὡς ἕνα τέλειο ἀέριο, ὁπότε ἔχομε ὅτι:

$$p_s \upsilon_s = R_s T = 462 \times 293 = 135.366 \text{ J/kg} \tag{4}$$

όπου 462 J/kgK είναι ή σταθερά R γιά τό H_2O (Πίνακας Γ6).

Διαιροῦμε κατά μέλη τίς ἐξισώσεις (4), (2) καί μέ τήν ἐξίσωση (3) παίρνομε:

$$\frac{p_s}{p_\alpha} = \frac{462}{287} \times \frac{\upsilon_\alpha}{\upsilon_s} = \frac{462}{287} \times \frac{0{,}01}{0{,}99} = 0{,}01626 \qquad (5)$$

Ἀλλά ἀπό τήν ἐξίσωση (1): $p_s + p_\alpha = 100\ kN/m^2$

καί ἀπό τήν ἐξίσωση (5): $p_s + \dfrac{p_s}{0{,}01626} = 100$ καί $p_s = 1{,}60\ kN/m^2$

ὁπότε ἀπό τήν ἐξίσωση (1): $p_\alpha = 100 - 1{,}60 = 98{,}40\ kN/m^2$

Ἀπό τήν ἐξίσωση (4) ὁ εἰδικός ὄγκος τοῦ ἀτμοῦ εἶναι:

$$\upsilon_s = \frac{135.366}{1{,}60 \times 10^3} = 84{,}60\ m^3/kg$$

ὁπότε ἀπό τήν ἐξίσωση (3) ἔχομε τόν εἰδικό ὄγκο τοῦ μίγματος:

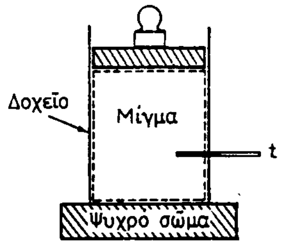
$$\upsilon = 0{,}01 \times 84{,}6 = 0{,}846\ m^3/kg \text{ μίγματος}$$

13.4.2 Μίγματα ἀτμοῦ - νεροῦ - ἀέρα.

Στό προηγούμενο παράδειγμα ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀτμοῦ ἦταν 20°C καί ἡ μερική πίεση, ὅπως τήν ὑπολογίσαμε, 0,016 bar (1,60 kN/m²). Ἄν δοῦμε τούς πίνακες ἀτμοῦ θά βροῦμε ὅτι στή θερμοκρασία τῶν 20°C ἡ πίεση τοῦ κεκορεσμένου ἀτμοῦ εἶναι 0,0234 bar, δηλαδή κατά πολύ μεγαλύτερη ἀπό τήν προηγούμενη. Αὐτό σημαίνει ὅτι ὁ ἀτμός ἦταν ὑπέρθερμος καί τό μίγμα μιᾶς φάσεως ὅπως εἴχαμε θεωρήσει, δηλαδή ἀέρας - ὑπέρθερμος ἀτμός. Ἀπό τήν ἐξίσωση (4) τοῦ προηγούμενου παραδείγματος βλέπομε ὅτι ἄν αὐξήσομε τή μάζα τοῦ ἀτμοῦ, τότε αὐξάνει καί ἡ μερική πίεση τοῦ ἀτμοῦ. Ἄς ὑποθέσομε λοιπόν ὅτι αὐξάνομε τήν πίεση πάνω ἀπό τήν πίεση τοῦ κεκορεσμένου ἀτμοῦ πού ἀντιστοιχεῖ στούς 20°C, δηλαδή 0,0234 bar. Τότε ὁ ἀτμός θά ἦταν ὑγρός καί ἑπομένως τό μίγμα δέν θά εἶχε μία φάση ἀλλά δύο, ἀτμό καί νερό, μέσα στόν ἀέρα. Αὐτό ὀφείλεται στό ὅτι ἡ πίεση κορεσμοῦ πού ἀντιστοιχεῖ στή θερμοκρασία τοῦ μίγματος εἶναι ἡ μεγαλύτερη πίεση στήν ὁποία μπορεῖ νά ὑπάρχει κεκορεσμένος ἀτμός μέσα στό μίγμα σ' αὐτή τή θερμοκρασία.

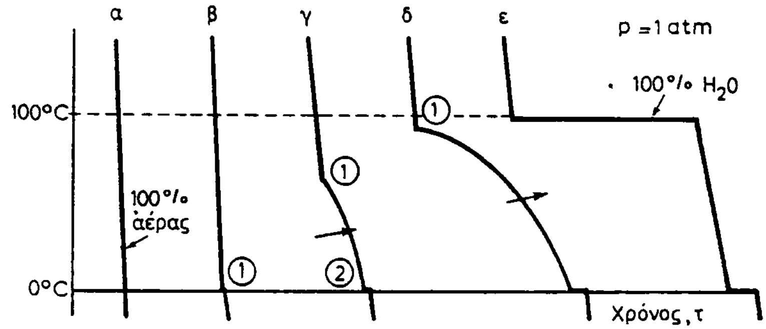
Γιά νά καταλάβομε τί σημαίνουν ὅλα αὐτά, θά ἐκτελέσομε μερικά πειράματα μέ σταθερή πίεση, ὅπως καί στό πέμπτο κεφάλαιο (5.3), μόνο πού ἐδῶ ἀντί νά δίνομε θά ἀφαιροῦμε θερμότητα.

Στό σχῆμα 13.4α φαίνεται ἕνα δοχεῖο πού περιέχει μίγμα ἀέρα καί ἀτμοῦ. Ἡ πίεση στό δοχεῖο διατηρεῖται σταθερή μέ τή βοήθεια ἑνός βάρους, τό ὁποῖο βρίσκεται ἐπάνω σέ ἕνα ἔμβολο πού δέν ἔχει τριβές. Ἡ πίεση τοῦ μίγματος μπορεῖ νά ἔχει ὁποιαδήποτε τιμή, ἀλλά, γιά νά εἴμαστε πιό συγκεκριμένοι, θεωροῦμε ὅτι ἡ πίεση αὐτή εἶναι μία ἀτμόσφαιρα. Ἐπίσης ἡ θερμοκρασία τοῦ μίγματος εἶναι πάνω ἀπό τή θερμοκρασία τοῦ βρασμοῦ τοῦ νεροῦ, δηλαδή, στήν περίπτωσή μας, πάνω ἀπό τούς 100°C. Στή βάση τοῦ κυλίνδρου τοποθετοῦμε γιά κάθε πείραμα ἕνα πολύ ψυχρό σῶμα καί ἀρχίζομε νά καταγράφομε τή θερμοκρασία τοῦ μίγματος σέ συνάρτηση μέ τό χρόνο.



Σχ. 13.4α.
Ψύξη μίγματος ἀέρα-ἀτμοῦ μέ σταθερή πίεση.

Στό πρῶτο μας πείραμα θεωροῦμε ὅτι τό μίγμα περιέχει μιά μικρή ποσότητα ἀτμοῦ. Ἄν παρατηρήσομε τό ἐσωτερικό τοῦ κυλίνδρου, θά δοῦμε ὅτι ὅσο ἡ θερμοκρασία τοῦ μίγματος εἶναι πάνω ἀπό τούς 0°C ὑπάρχει μόνο ἡ ἀέρια φάση. Ἐπίσης παρατηροῦμε ὅτι ἡ θερμοκρασία τοῦ μίγματος μειώνεται πολύ γρήγορα, ὅπως φαίνεται ἀπό τήν καμπύλη β τοῦ σχήματος 13.4β. Ὅταν τό μίγμα ἀποκτήσει τή θερμοκρασία τῶν 0°C, τότε βλέπομε ὅτι στή βάση τοῦ κυλίνδρου ἀρχίζουν καί σχηματίζονται μικροί κρύσταλλοι πάγου (σημεῖο 1). Οἱ



Σχ. 13.4β.
Καμπύλες ψύξεως μίγματος ἀέρα-ἀτμοῦ σέ πίεση μιᾶς ἀτμόσφαιρας.

κρύσταλλοι αὐτοί συνεχίζουν νά μεγαλώνουν, ἄν καί σέ μικρότερο ρυθμό, ὅσο πέφτει ἡ θερμοκρασία τοῦ μίγματος.

Στό δεύτερο πείραμα, αὐξάνομε τήν ποσότητα τοῦ ἀτμοῦ μέσα στό μίγμα καί διατηροῦμε τήν ἴδια πίεση (1 ἀτμόσφαιρα). Αὐτή τή φορά ἡ πτώση τῆς θερμοκρασίας σέ συνάρτηση μέ τό χρόνο δίνεται ἀπό τήν καμπύλη γ. Ἄν παρατηρήσομε τό ἐσωτερικό τοῦ κυλίνδρου, θά δοῦμε ὅτι, σέ θερμοκρασία ἀρκετά πιό πάνω ἀπό τούς 0°C (σημεῖο 1), ἀρχίζουν καί σχηματίζονται στή βάση τοῦ κυλίνδρου μικρές σταγόνες νεροῦ οἱ ὁποῖες μεγαλώνουν μέχρι τή θερμοκρασία 0°C, ὁπότε παγώνουν (σημεῖο 2). Ἄν συνεχίσομε νά ψύχομε τόν κύλινδρο, ὅλος ὁ ἀτμός πού συμπυκνώθηκε (νερό) μετατρέπεται σέ πάγο. Τό σημεῖο ὅπου ἐμφανίζονται οἱ πρῶτες σταγόνες ὀνομάζεται ***σημεῖο δρόσου***. Ἡ δρόσος φυσικά στή συνέχεια μετατρέπεται σέ πάγο.

Ἄν συνεχίσομε τά πειράματά μας μέ πίεση μιᾶς ἀτμόσφαιρας, ἀλλά μέ ὅλο καί μεγαλύτερη ποσότητα ἀτμοῦ μέσα στό μίγμα ἀέρα - ἀτμοῦ, τό σημεῖο ὅπου παρατηροῦμε τίς πρῶτες σταγόνες νεροῦ (σημεῖο 1) ἐμφανίζεται σέ ὅλο καί ὑψηλότερη θερμοκρασία. Συγχρόνως, ὁ χρόνος πού χρειάζεται γιά νά παγώσει τό νερό μεγαλώνει. Τελικά καταλήγομε στήν καμπύλη ε, ὅπου ἔχομε καθαρό H_2O μέ τίς γνωστές ἰδιότητες, ὅπως συμπύκνωση στούς 100°C. Ἄν στόν ἀέρα δέν ὑπάρχει καθόλου ἀτμός, τότε βρισκόμαστε στήν καμπύλη α. Ἡ συμπεριφορά αὐτή τοῦ μίγματος φαίνεται στό σχῆμα 13.4β.

Τή σειρά τῶν πιό πάνω πειραμάτων μποροῦμε νά τήν ἐφαρμόσομε μέ διαφορετικές πιέσεις τοῦ μίγματος. Ἡ μορφή τῶν καμπυλῶν θά εἶναι ἡ ἴδια μέ μόνη διαφορά ὅτι τό σημεῖο δρόσου θά ἐμφανισθεῖ σέ ὑψηλότερες θερμοκρασίες τοῦ μίγματος, ὅσο αὐξάνει ἡ πίεση.

Ἡ ἀνάγκη νά ἐκτελέσομε τόσα πειράματα γιά νά καθορίσομε τήν κατάσταση τοῦ μίγματος ἀέρα - ἀτμοῦ, προκύπτει ἀπό τό γεγονός ὅτι γιά τόν καθορισμό της θά πρέπει νά προσδιορίσομε τρεῖς ἰδιότητες, π.χ. τή θερμοκρασία, τόν εἰδικό ὄγκο καί τή σύνθεση τοῦ μίγματος. Κι αὐτό, γιατί τό μίγμα δέν εἶναι καθαρή οὐσία ὅπως τό νερό, ὅπου ἀρκοῦσε μία μόνο ἰδιότητα, π.χ. μόνο ἡ πίεση.

Ὅταν σέ ἕνα μίγμα ὁ ἀτμός εἶναι κεκορεσμένος, δηλαδή στό σημεῖο 1 τοῦ σχήματος 13.4β, τότε τό μίγμα λέγεται ***κεκορεσμένο μίγμα.*** Ἄν τό μίγμα εἶναι ἀτμός καί ἀέρας, ὀνομάζεται ***κεκορεσμένος ἀέρας.*** Αὐτή ἡ ὀνομασία δέν εἶναι ἀπόλυτα σωστή, γιατί ὁ ἀτμός εἶναι αὐτός πού συμπυκνώνεται καί ὄχι ὁ ἀέρας. Καλύτερα λοιπόν θά λέγαμε ὅτι ὁ ***χῶρος*** τοῦ μίγματος γίνεται ***κεκορεσμένος.*** Τή σύνθεση τοῦ κεκορεσμένου ἀέρα τήν ὑπολογίζομε ἀπό τήν κατάσταση στήν ὁποία ὁ ἀτμός εἶναι κεκορεσμένος· τή μερική πίεση δηλαδή τή βρίσκομε ἀπό τούς πίνακες κεκορεσμένου ἀτμοῦ, στή θερμοκρασία πού ἀντιστοιχεῖ.

Τέλος ἡ σύνθεση ἑνός μίγματος ἀέρα - ἀτμοῦ χαρακτηρίζεται ἀπό τήν ποσότητα y, πού ὁρίζεται ὡς:

$$y = \frac{\text{μάζα τοῦ ἀέρα}}{\text{μάζα τοῦ μίγματος}} = \frac{m_\alpha}{m_\alpha + m_s} \tag{13.19}$$

Φυσικά γιά $y = 1$ ἔχομε καθαρό ἀέρα καί γιά $y = 0$ καθαρό νερό.

Παράδειγμα.

Νά ὑπολογισθεῖ ἡ ἐνθαλπία h καί τό y ἑνός μίγματος κεκορεσμένου ἀέρα πιέσεως μιᾶς ἀτμόσφαιρας καί θερμοκρασίας 20°C.

Λύση.

Ἀπό τό νόμο Gibbs - Dalton, ἐξίσωση (13.4), ἔχομε:

$$p_s + p_\alpha = 101{,}33 \times 10^3 \text{ N/m}^2 \; (1 \text{ atm} = 101{,}33 \times 10^3 \text{ N/m}^2) \tag{1}$$

Ἀπό τήν ἐξίσωση (13.3): $y\upsilon_\alpha = (1-y)\upsilon_s$ (2)

Ἀπό τήν ἐξίσωση (13.9α): $h = yh_\alpha + (1-y)\,h_s$ (3)

Ἀπό τό νόμο τῶν τελείων ἀερίων, γιά ἀέρα 20°C ἔχομε:

$$p_\alpha = \frac{R_\alpha T}{\upsilon_\alpha} = \frac{287 \times 293}{\upsilon_\alpha} \qquad (4)$$

Ἀπό τόν πίνακα τοῦ κεκορεσμένου ἀτμοῦ (Πίνακας Γ1 Παραρτήματος «Γ») γιά θερμοκρασία ἀτμοῦ $t_s = 20°C$, ἔχομε ὅτι:

$$p_s = 2{,}3366 \times 10^3\ N/m^2 \quad \upsilon_s = 57{,}838\ m^3/kg \quad h_s = 2538{,}2\ kJ/kg$$

Ἄρα ἀπό τήν ἐξίσωση (1) ἔχομε τή μερική πίεση τοῦ ἀέρα:

$$p_\alpha = (101{,}33 - 2{,}3366) \times 10^3 = 98{,}993 \times 10^3\ N/m^2$$

ὁπότε ὁ εἰδικός ὄγκος τοῦ ἀέρα εἶναι:

$$\upsilon_\alpha = \frac{R_\alpha T}{p_\alpha} = \frac{287 \times 293}{98{,}993 \times 10^3} = 0{,}849\ m^3/kg$$

Ἀπό τήν ἐξίσωση (2) ἔχομε:

$$\frac{y}{1-y} = \frac{\upsilon_s}{\upsilon_\alpha} = \frac{57{,}838}{0{,}849} = 68{,}088$$

$$\text{ἤ } y = 0{,}9855\ \text{kg ἀέρα/kg μίγματος}$$

ὁπότε ἡ μάζα τοῦ ἀτμοῦ στό μίγμα εἶναι:

$$1 - y = 1 - 0{,}9855 = 0{,}0145\ \text{kg ἀτμοῦ/kg μίγματος}$$

Γιά τόν ὑπολογισμό τῆς ἐνθαλπίας, ἐκλέγομε αὐθαίρετα ἕνα σημεῖο ἀναφορᾶς καί θεωροῦμε ὅτι σ' αὐτό ἡ ἐνθαλπία τοῦ ἀτμοῦ καί τοῦ νεροῦ εἶναι μηδέν. Τότε ἀπό τήν ἐξίσωση (3) ἡ ἐνθαλπία τοῦ μίγματος εἶναι (γιά τόν ἀέρα $c_p = 1$ kJ/kg K):

$$h = yc_{pa}\,t_\alpha + (1-y)h_s = 0{,}9855 \times 1{,}0 \times 20 + 0{,}0145 \times 2538{,}2$$
$$= 56{,}61\ \text{kJ/kg μίγματος.}$$

13.5 Ὑπολογισμός ὑγρασίας ἀέρα (ψυχρομετρία) — Ψυχρομετρικό διάγραμμα.

Ἡ ψυχρομετρία ἀσχολεῖται μέ τή μελέτη τῶν μιγμάτων ἀέρα - ἀτμοῦ - νεροῦ καί ἐνδιαφέρεται γιά τόν καθορισμό τῶν ἰδιοτήτων τους. Εἶναι ἰδιαίτερα χρήσιμη γι' αὐτούς πού ἀσχολοῦνται μέ τίς κλιματιστικές ἐγκαταστάσεις, π.χ. ἡ ὑγρασία τοῦ ἀτμοσφαιρικοῦ ἀέρα ἐπηρεάζει, θετικά ἤ ἀρνητικά, τή διαβίωση τοῦ ἀνθρώπου.

Τά μίγματα ἀέρα - ἀτμοῦ - νεροῦ τά συναντᾶμε σέ πολλές τεχνικές ἐφαρμογές καί, ἐπάνω στά πλοῖα, στίς ψυκτικές καί κλιματιστικές ἐγκαταστάσεις πού θά δοῦμε σέ ἑπόμενο κεφάλαιο. Λόγω τῶν πολλῶν αὐτῶν ἐφαρμογῶν καθιερώθηκε ἕνα διάγραμμα, τό λεγόμενο ***ψυχρομετρικό διάγραμμα***, τό ὁποῖο μᾶς βοηθᾶ νά προσδιορίσομε τίς ἰδιότητες ἑνός μίγματος ἀέρα - ἀτμοῦ, χωρίς νά καταφεύγομε σέ χρονοβόρους ὑπολογισμούς. Ἡ ἐνθαλπία π.χ. τοῦ προηγούμενου παραδείγματος θά μποροῦσε νά βρεθεῖ μέ πολύ πιό ἁπλό ἀλλά καί γρήγορο τρόπο μέ τό διάγραμμα αὐτό ἀπό ὅ,τι μέ τήν ἐφαρμογή τῶν μαθηματικῶν σχέσεων πού χρησιμοποιήσαμε προηγουμένως.

Τό ψυχρομετρικό διάγραμμα, ἕνα μέρος τοῦ ὁποίου φαίνεται ὑπό κλίμακα στό σχῆμα 13.5α, ἔχει συντεταγμένες τή θερμοκρασία καί τή σύνθεση τοῦ μίγματος πού ἐμφανίζεται ὡς ὁ λόγος (μάζα ὑδρατμοῦ)/(μάζα ξηροῦ ἀέρα). Γιά νά μπορέσομε ὅμως νά χρησιμοποιήσομε τό διάγραμμα, πρέπει πρῶτα νά δοῦμε μερικούς νέους ὅρους πού περιλαμβάνονται στήν ψυχρομετρία.

Ἡ ***εἰδική ὑγρασία*** ω ὁρίζεται ὡς ὁ λόγος τῆς μάζας τοῦ ὑδρατμοῦ σέ ἕνα δεδομένο ὄγκο μίγματος πρός τή μάζα τοῦ ἀέρα, ξηροῦ ἤ χωρίς ὑδρατμό, στόν ἴδιο ὄγκο:

$$\omega = \frac{\text{μάζα ὑδρατμοῦ}}{\text{μάζα ἀέρα (ξηροῦ)}} = \frac{1-y}{y} \qquad (13.20)$$

Συνήθως οἱ θερμοκρασίες καί πιέσεις πού συναντᾶμε στίς κλιματιστικές μονάδες εἶναι τέτοιες πού μᾶς ἐπιτρέπουν νά θεωρήσομε τόν ἀτμό ὡς τέλειο ἀέριο, ὁπότε μποροῦμε νά γράψομε ὅτι:

$$\omega = \frac{m_s}{m_\alpha} = \frac{\upsilon_\alpha}{\upsilon_s} \qquad (13.21)$$

καί
$$\omega = \frac{\upsilon_\alpha}{\upsilon_s} = \frac{R_\alpha}{R_s}\,\frac{p_s}{p_\alpha} = \frac{287}{462}\,\frac{p_s}{p_\alpha} = 0{,}621\,\frac{p_s}{p_\alpha} \qquad (13.22)$$

ὅπου οἱ δεῖκτες «s» καί «α» ἀναφέρονται στόν ὑδρατμό καί ἀέρα ἀντίστοιχα.

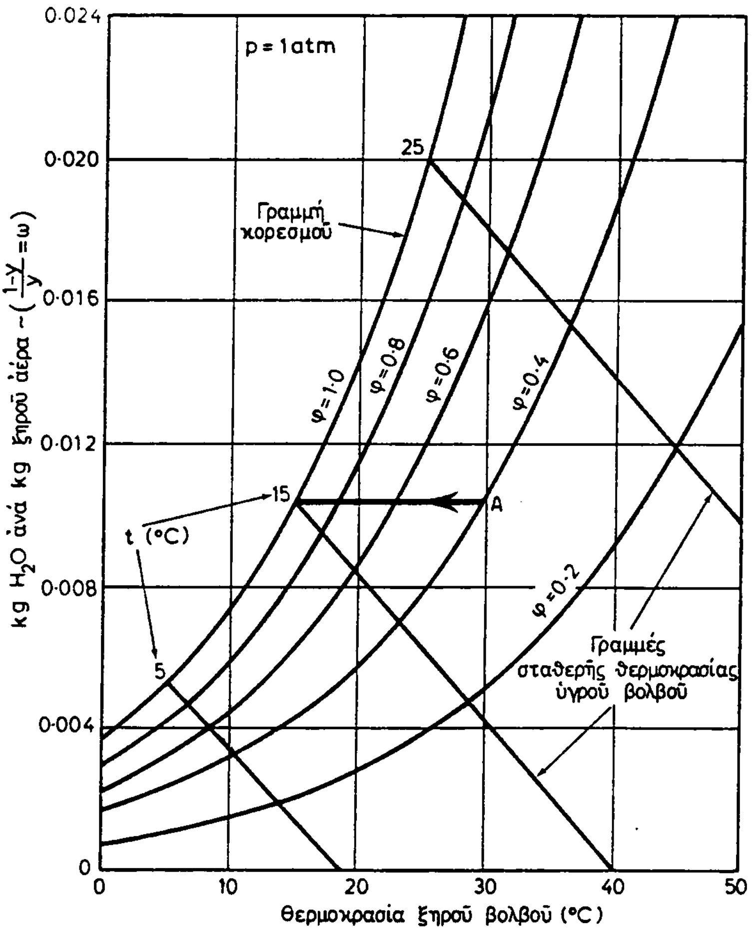
Ἄν ἡ εἰδική ὑγρασία εἶναι μικρή, ἡ πίεση τοῦ μίγματος p ἔχει πολύ μικρή διαφορά ἀπό τή μερική πίεση τοῦ ἀέρα p_α. Μποροῦμε τότε προσεγγιστικά νά γράψομε ὅτι:

$$\omega = 0{,}621\,\frac{p_s}{p} \qquad (13.23)$$

Ἡ ***σχετική ὑγρασία*** φ ἑνός μίγματος ἀέρα - ἀτμοῦ - νεροῦ ὁρίζεται ὡς ὁ λόγος τοῦ εἰδικοῦ ὄγκου τοῦ κεκορεσμένου ἀτμοῦ υ_g στή θερμοκρασία τοῦ μίγματος πρός τόν εἰδικό ὄγκο τοῦ ἀτμοῦ υ_s στό μίγμα:

$$\varphi = \frac{\upsilon_g}{\upsilon_s} \qquad (13.24)$$

Σύμφωνα μέ τόν ὁρισμό, φ = 1 γιά κεκορεσμένο ἀτμό.



Σχ. 13.5α.
Ψυχρομετρικό διάγραμμα ἀέρα-ἀτμοῦ σέ 1 atm (ὑπό κλίμακα).

Ἄν θεωρήσομε τόν ἀτμό ὡς τέλειο ἀέριο, τότε ἡ ἐξίσωση (13.24) μπορεῖ νά γραφεῖ προσεγγιστικά:

$$\varphi = 1{,}611\ \omega \frac{p_a}{p_g} \tag{13.24α}$$

ὅπου p_g εἶναι ἡ πίεση κορεσμοῦ τοῦ ἀτμοῦ στή θερμοκρασία πού ἐπικρατεῖ.

Ἡ σχετική ὑγρασία μπορεῖ ἀκόμη νά ὁρισθεῖ ὡς ὁ λόγος τῆς μερικῆς πιέσεως τοῦ ὑδρατμοῦ p_s μέσα στό μίγμα ἀέρα - ὑδρατμοῦ στή θερμοκρασία τοῦ μίγματος πρός τήν πίεση τοῦ κεκορεσμένου ὑδρατμοῦ p_g πού ἀντιστοιχεῖ στή θερμοκρασία τοῦ μίγματος:

$$\varphi = \frac{p_s}{p_g} \tag{13.25}$$

Ἂν θεωρήσομε ὅτι ὁ ὑδρατμός εἶναι τέλειο ἀέριο, τότε μπορεῖ νά ἀποδειχθεῖ ὅτι οἱ ἐξισώσεις (13.24) καί (13.25) εἶναι ἰσοδύναμες.

Τήν ὑγρασία πού περιέχει ἕνα μίγμα τή μετρᾶμε μερικές φορές μέ τή μέθοδο τῆς σταδιακῆς ψύξεως μέ σταθερή πίεση, τήν ὁποία περιγράψαμε στήν παράγραφο 13.4.2. Ἡ θερμοκρασία στό σημεῖο ὅπου ἐμφανίζεται ἡ πρώτη συμπύκνωση τοῦ νεροῦ εἶναι τό ***σημεῖο δρόσου.***

Ὁ ὑπολογισμός τῶν y καί ω ἀπό τή μέτρηση τοῦ σημείου δρόσου μπορεῖ νά γίνει ἀπό τίς ἐξισώσεις (13.20) καί (13.3):

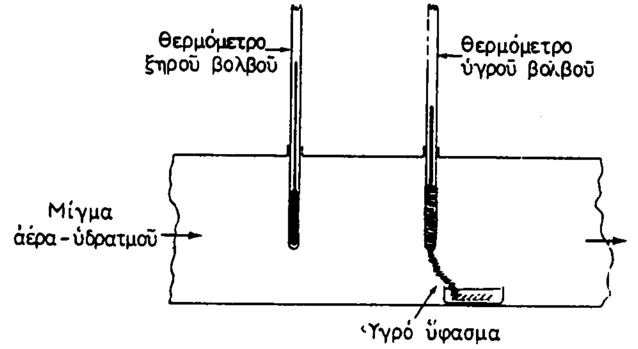
$$\omega = \frac{1-y}{y} = \frac{\upsilon_\alpha}{\upsilon_g} = \frac{R_\alpha T_{dp}}{\upsilon_g (p - p_g)} \tag{13.26}$$

ὅπου: T_{dp} ἡ ἀπόλυτη θερμοκρασία τοῦ σημείου δρόσου,

υ_g, p_g ὁ εἰδικός ὄγκος καί πίεση τοῦ κεκορεσμένου ἀτμοῦ στή θερμοκρασία T_{dp} καί

p ἡ πίεση τοῦ μίγματος.

Ἡ ***θερμοκρασία ξηροῦ βολβοῦ*** ἑνός μίγματος ἀέρα - ἀτμοῦ δέν εἶναι τίποτε ἄλλο παρά ἡ θερμοκρασία τοῦ μίγματος. Ἡ εἰδική ὁρολογία τῆς θερμοκρασίας τοῦ μίγματος ὀφείλεται στό ὅτι τήν περιεκτικότητα σέ ὑγρασία ἑνός μίγματος τή μετρᾶμε μέ ἕνα ***ὑγρόμετρο ξηροῦ καί ὑγροῦ βολβοῦ.*** Τό ὑγρόμετρο ἀποτελεῖται ἀπό δύο θερμόμετρα πού εἶναι ἐκτεθιμένα στή ροή ἑνός μίγματος ἀέρα (σχ. 13.5β). Ὁ βολβός τοῦ ἑνός εἶναι τυλιγμένος μέ ὕφασμα τό ὁποῖο ἔχει ποτισθεῖ



Σχ. 13.5β.
Ὑγρόμετρο ξηροῦ καί ὑγροῦ βολβοῦ.

μέ νερό, ἐνῶ τοῦ ἄλλου εἶναι ξηρός. Ἡ διαφορά τῶν δύο θερμοκρασιῶν χρησιμεύει γιά τόν προσδιορισμό τῶν μερικῶν πιέσεων τοῦ ἀέρα καί τοῦ ὑδρατμοῦ καί τῆς ὑγρασίας τοῦ ἀέρα.

Τή ***θερμοκρασία ὑγροῦ βολβοῦ*** τή μετρᾶμε μέ τό θερμόμετρο πού εἴπαμε προηγουμένως. Ἡ διαφορά τῶν θερμοκρασιῶν μεταξύ τοῦ ξηροῦ καί ὑγροῦ βολβοῦ προέρχεται ἀπό τήν ἐξάτμιση τοῦ νεροῦ, μέ τό ὁποῖο εἶναι ποτισμένο τό ὕφασμα πού καλύπτει τόν ὑγρό βολβό. Ἡ ἐξάτμιση προκαλεῖ ψύξη μέ ἀποτέλεσμα νά μειωθεῖ ἡ θερμοκρασία. Εἶναι φανερό ὅτι ὅσο μικρότερη ὑγρασία περιέχει ὁ ἀέρας τόσο περισσότερο νερό θά ἐξατμισθεῖ ἀπό τό ὕφασμα καί ἐπομένως ἡ θερμοκρασία ὑγροῦ βολβοῦ θά μειωθεῖ ἀνάλογα.

Μποροῦμε τώρα νά δοῦμε ποιά ἀπό τά πιό πάνω μεγέθη περιέχει τό ψυχρομετρικό διάγραμμα. Ὅπως φαίνεται ἀπό τό σχῆμα 13.5α, ἡ τετμημένη εἶναι ἡ θερμοκρασία ξηροῦ βολβοῦ τοῦ μίγματος ἀέρα - ἀτμοῦ - νεροῦ t, ἐνῶ ἡ τεταγμένη εἶναι ἡ εἰδική ὑγρασία ω. Στό διάγραμμα ὑπάρχουν γραμμές μέ σταθερή σχετική ὑγρασία φ καί σταθερή θερμοκρασία ὑγροῦ βολβοῦ. Ὑπάρχουν ἐπίσης γραμμές μέ σταθερή ἐνθαλπία τοῦ μίγματος. Γιά ἁπλότητα δέν συμπεριλήφθηκαν στό σχῆμα οἱ γραμμές σταθερῆς ἐνθαλπίας, οἱ ὁποῖες ὅμως φαίνονται στό πλῆρες ψυχρομετρικό διάγραμμα τοῦ Παραρτήματος «Γ».

Στήν περιοχή τοῦ διαγράμματος δεξιά τῆς καμπύλης $\varphi = 1$, δηλαδή γιά $\varphi < 1$, ὁ ἀτμός τοῦ μίγματος εἶναι ὑπερκεκορεσμένος ἤ ὑπέρθερμος. Ἐπάνω στήν καμπύλη $\varphi = 1$ γιά θερμοκρασία ἴση ἤ μεγαλύτερη ἀπό τή θερμοκρασία τοῦ σημείου δρόσου, $t \geqslant t_{dp}$, ὁ ἀτμός εἶναι κεκορεσμένος, ἐνῶ γιά $t < t_{dp}$ ὁ ἀτμός ἀρχίζει καί συμπυκνώνεται ὅπως εἴδαμε καί στό σχῆμα 13.4β. Ἄς πάρομε π.χ. ἕνα μίγμα ἀέρα - νεροῦ - ἀτμοῦ, σέ ἀτμοσφαιρική πίεση, τό ὁποῖο ἔχει θερμοκρασία ξηροῦ βολβοῦ 30°C καί σχετική ὑγρασία 40%. Ἀπό τό σχῆμα 13.5α βλέπομε ὅτι βρισκόμαστε στήν περιοχή τοῦ ὑπερκεκορεσμένου ἀτμοῦ. Γιά νά βροῦμε τό σημεῖο ὅπου ἀρχίζει ἡ συμπύκνωση τοῦ ἀτμοῦ, δηλαδή τό σημεῖο δρόσου, κινούμαστε ἀπό τό σημεῖο Α ($\varphi = 0{,}40$, $t = 30°C$) πρός τά ἀριστερά ἐπάνω στή γραμμή σταθεροῦ ω (ὁριζόντια γραμμή) μέχρι τήν καμπύλη $\varphi = 1$. Ἡ τομή τῶν γραμμῶν ω καί φ μᾶς δίνει τό σημεῖο δρόσου $t_{dp} = 15$ °C. Ἄν τώρα ψύξομε τό μίγμα κάτω ἀπό τούς 15 °C, τότε ἀρχίζει, ὅπως εἴπαμε, ἡ συμπύκνωση τοῦ ἀτμοῦ. Τό ω τοῦ διαγράμματος συμπίπτει μέ τό ω τῆς ἐξισώσεως (13.20) ἐφ' ὅσον βρισκόμαστε στήν περιοχή τοῦ ὑπερκεκορεσμένου ἤ τοῦ κεκορεσμένου ἀτμοῦ ($\varphi \leqslant 1$). Ἐδῶ θά πρέπει νά προσέξομε ὅτι τό ψυχρομετρικό διάγραμμα ἀναφέρεται σέ πίεση μίγματος μιᾶς ἀτμόσφαιρας.

Στά πιό κάτω παραδείγματα θά χρησιμοποιήσομε τίς ἀναλυτικές σχέσεις (13.19) ἕως (13.26) καί τό ψυχρομετρικό διάγραμμα, γιά νά δοῦμε τήν ἀντιστοιχία μεταξύ τῶν ἐξισώσεων αὐτῶν καί τοῦ διαγράμματος.

Παράδειγμα 1.

Ἕνα δωμάτιο διαστάσεων 6,60 × 4 × 4 m περιέχει μίγμα ἀέρα - ὑδρατμοῦ σέ θερμοκρασία 40°C. Ἡ ἀτμοσφαιρική πίεση εἶναι 1 bar καί ἡ σχετική ὑγρασία 70%. Νά προσδιορισθεῖ: α) Ἡ εἰδική ὑγρασία ω, β) τό σημεῖο δρόσου καί γ) ἡ μάζα τοῦ ἀέρα καί ἡ μάζα τοῦ ὑδρατμοῦ.

Λύση.

Ὁ συνολικός ὄγκος πού καταλαμβάνει τό μίγμα ἀέρα - ὑδρατμοῦ εἶναι:

$$V = 6{,}60 \times 4 \times 4 = 105{,}6 \text{ m}^3$$

Ἀπό τόν Πίνακα ἀτμοῦ Γ1 γιά $t = 40°C$, $p_g = 0{,}0738$ bar.

Ἀπό τήν ἐξίσωση (13.25) ἔχομε:

$$p_s = \varphi p_g = 0,70 \times 0,0738 = 0,052 \text{ bar}$$

Στήν πίεση $p_s = 0,052$ bar ἡ ὑγροποίηση τοῦ ἀτμοῦ ἀρχίζει ἀπό τή θερμοκρασία (σημεῖο δρόσου) $t_{dp} = 33,56$ °C (βλ. Πίνακα Γ2 Παραρτήματος «Γ»).

Ἡ μερική πίεση τοῦ ἀέρα εἶναι:

$$p_\alpha = p - p_s = 1 - 0,052 = 0,948 \text{ bar}$$

Ἀπό τήν ἐξίσωση (13.24α) ἔχομε:

$$\omega = \frac{\varphi}{1,611}\frac{p_g}{p_\alpha} = \frac{0,70}{1,611} \times \frac{0,0738}{0,948} = 0,0338$$

Ἡ μάζα τοῦ ἀέρα, ἀπό τό νόμο τῶν τελείων ἀερίων, εἶναι:

$$m_\alpha = \frac{p_\alpha V}{R_\alpha T} = \frac{0,948 \times 10^5 \times 105,6}{287 \times 313} = 111,44 \text{ kg}$$

ἀλλά ἀπό τήν ἐξίσωση (13.21):

$$m_s = \omega m_\alpha = 0,0338 \times 111,44 = 3,76 \text{ kg}$$

Ἄν χρησιμοποιούσαμε τό ψυχρομετρικό διάγραμμα, θά παίρναμε μέ ἀρκετή προσέγγιση ὅτι:

$$\text{γιά } t = 40°\text{C} \quad \text{καί} \quad \varphi = 0,70 \ : \ \omega = 0,0325 \quad t_{dp} = 33\ °\text{C}$$

$$\text{ὁπότε} \quad m_s = 0,0325 \times 111,44 = 3,62 \text{ kg}$$

Βλέπομε ὅτι πήραμε σχεδόν τά ἴδια ἀποτελέσματα πολύ πιό γρήγορα.

Παράδειγμα 2.

Τό μίγμα ἀέρα - ὑδρατμοῦ τοῦ προηγούμενου παραδείγματος ψύχεται παραπέρα μέ σταθερή πίεση μέχρι θερμοκρασία 10°C. Ζητεῖται νά βρεθεῖ τό ποσό τοῦ ὑδρατμοῦ πού γίνεται νερό (συμπυκνώνεται), τό ὁποῖο ἀφαιρεῖται κατάλληλα ἀπό τό μίγμα.

Λύση.

Γιά νά λύσομε τό πρόβλημα, θά πρέπει νά γνωρίζομε τήν ἀρχική καί τελική μάζα τοῦ ὑδρατμοῦ, ὅπως στό προηγούμενο παράδειγμα.

Ἡ διαφορά τῶν δύο μαζῶν μᾶς δίνει τό ποσό τοῦ ὑδρατμοῦ πού συμπυκνώθηκε.

Στούς 40°C βρήκαμε ὅτι $\omega_1 = 0,0338$.

Στούς 10°C τό μίγμα περιέχει ὑγρό ἀτμό κοντά στήν καμπύλη κεκορεσμένου ἀτμοῦ, γιατί ἡ θερμοκρασία 10°C εἶναι μικρότερη ἀπό τή θερμοκρασία τοῦ σημείου δρόσου. Ἄρα ἡ πίεση τοῦ ὑδρατμοῦ p_{s2} μπορεῖ νά ληφθεῖ ἴση μέ τήν πίεση κορεσμοῦ p_{g2}, πού ἀντιστοιχεῖ στούς 10°C.

$$p_{s2} = p_{g2} = 0{,}0123 \text{ bar (Πίνακας Γ1)}$$

Ἄρα ἡ πίεση τοῦ ἀέρα: $p_{\alpha 2} = 1 - 0{,}0123 = 0{,}9877$ bar

Ἀφοῦ ἡ μερική πίεση τοῦ ἀέρα $p_{\alpha 2}$ εἶναι περίπου ἴση μέ τήν p, μποροῦμε νά ἐφαρμόσομε τήν ἐξίσωση (13.22):

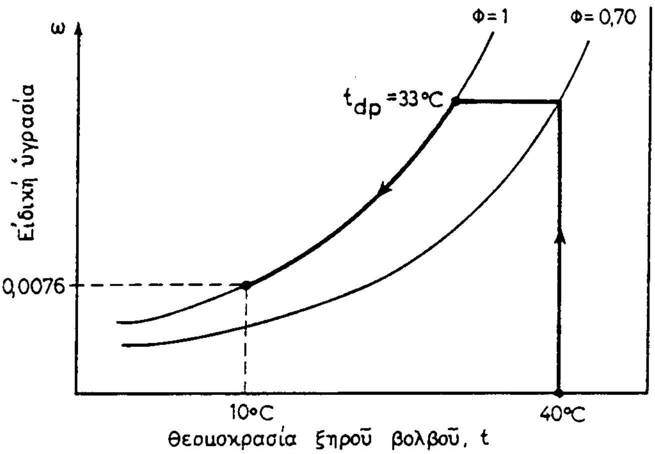
$$\omega_2 = 0{,}621 \frac{0{,}0123}{0{,}9877} = 0{,}00773$$

Ἄρα ἡ μάζα τοῦ νεροῦ πού συμπυκνώθηκε καί ἀφαιρέθηκε εἶναι:

$$m_c = m_\alpha (\omega_1 - \omega_2) = 111{,}44 (0{,}0338 - 0{,}00773) = 2{,}90 \text{ kg} \qquad (1)$$

Μέ τή βοήθεια τοῦ ψυχρομετρικοῦ διαγράμματος παίρνομε $\omega_2 = 0{,}0076$ ὡς ἑξῆς:

Ἀπό τό σημεῖο t = 40°C καί φ = 0,70 κινούμαστε ἀριστερά μέχρι φ = 1. Στή συνέχεια ἐπάνω στήν καμπύλη φ = 1 μέχρι τή θερμοκρασία τῶν 10°C. Ἀπό τό σημεῖο αὐτό περνᾶ ἡ γραμμή ω = 0,0076. Ἡ διεργασία αὐτή φαίνεται παραστατικά στό σχῆμα 13.5γ.



Σχ. 13.5γ.
Παραστατική παρουσίαση διεργασίας τοῦ παραδείγματος 2 τῆς παραγρ. 13.5.

Μέ $\omega_2 = 0{,}0076$ ἀπό τήν ἐξίσωση (1) παίρνομε:

$$m_c = 111{,}44 (0{,}0325 - 0{,}0076) = 2{,}77 \text{ kg}$$

Παράδειγμα 3.

Νά βρεθοῦν οἱ ἰδιότητες τοῦ μίγματος ἀέρα - ὑδρατμοῦ σέ θερμοκρασία ξηροῦ βολβοῦ 30°C καί θερμοκρασία ὑγροῦ βολβοῦ 25°C.

Λύση.

Τίς ἰδιότητες τοῦ ἀέρα τίς προσδιορίζομε ἀπό τό ψυχρομετρικό διάγραμμα (Παράρτημα «Γ») ὡς ἑξῆς:

Ἀπό τή θερμοκρασία ξηροῦ βολβοῦ $t = 30°C$ πού εἶναι στήν ὁριζόντια κλίμακα πηγαίνομε κατακόρυφα πρός τά πάνω, ἕως ὅτου τμήσει τή γραμμή τῆς θερμοκρασίας ὑγροῦ βολβοῦ 25°C. Ἀπό τό σημεῖο τῆς τομῆς περνᾶ ἡ καμπύλη τῆς σχετικῆς ὑγρασίας 0,68, δηλαδή $\varphi = 0,68$. Ἄν ἀπό τό ἴδιο σημεῖο κινηθοῦμε ὁριζόντια πρός τά ἀριστερά μέχρι τήν καμπύλη κορεσμοῦ, βρίσκομε τό σημεῖο δρόσου, $t_{dp} = 23,5°C$. Συνεχίζομε πρός τά ἀριστερά καί στήν κάθετη κλίμακα διαβάζομε ὅτι ἡ εἰδική ὑγρασία $\omega = 0,0182$ kg H_2O/kg ξηροῦ ἀέρα.

Παρατήρηση.

Στά προηγούμενα παραδείγματα ἐξετάσαμε κλειστά συστήματα πού εἶχαν ὡς βασικό σκοπό τήν ἐξοικείωση μέ τούς καινούργιους ὅρους τῶν μιγμάτων ἀέρα - ὑδρατμοῦ. Δέν προσδιορίσαμε καμιά μεταφορά θερμότητας πού προέρχεται ἀπό τίς ἀλλαγές τῆς ἐνέργειας ἑνός μίγματος ὅταν ψύχεται. Τίς τιμές τῶν ἐνθαλπιῶν θά τίς πάρομε ἀπό τούς πίνακες ἀτμοῦ καί ἀέρα. Ἄν δέν ὑπάρχουν πίνακες ἀέρα, τότε θά ἀκολουθήσομε τό νόμο τῶν τελείων ἀερίων.

Παράδειγμα 4.

Ἕνα μίγμα ἀέρα - ὑδρατμοῦ εἰσέρχεται σέ μία κλιματιστική μονάδα μέ στοιχεῖα $p_1 = 1$ bar, $t_1 = 35°C$ καί $\varphi_1 = 0,75$ καί ἐξέρχεται μέ $p_2 = 1$ bar, $t_2 = 20°C$ καί $\varphi_2 = 0,90$. Καθώς τό μίγμα περνᾶ ἀπό τή μονάδα, ἕνα μέρος ὑδρατμοῦ ὑγροποιεῖται καί ἀφαιρεῖται (σχ. 13.5δ). Νά προσδιορισθεῖ ἡ ἀνά μονάδα μάζας μεταφορά τῆς θερμότητας ἀπό τόν ἀέρα.

Λύση.

Συμβολίζομε μέ «α» τόν ξηρό ἀέρα, μέ «υ» τόν ὑδρατμό καί μέ «l» τόν ὑδρατμό πού ὑγροποιεῖται.

Ἐπειδή ὁ ἀέρας δέν ὑγροποιεῖται ἔχομε:

$$m_{\alpha 1} = m_{\alpha 2} = m_{\alpha} \tag{1}$$

Ἐπίσης ἔχομε ὅτι:

$$m_{\upsilon 1} = m_{\upsilon 2} + m_{l2} \tag{2}$$

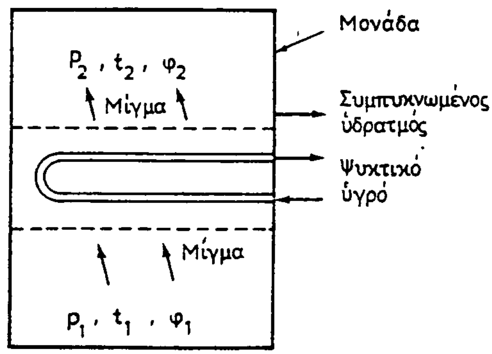
Ἀπό τόν πρῶτο θερμοδυναμικό νόμο ἔχομε ὅτι:

ἐνέργεια πρός τό σύστημα = ἐνέργεια ἀπό τό σύστημα

ὁπότε ἡ πιό πάνω ἐξίσωση μέ σύμβολα εἶναι:

$$m_{\alpha} h_{\alpha 1} + m_{\upsilon 1} h_{\upsilon 1} = m_{\alpha} h_{\alpha 2} + m_{\upsilon 2} h_{\upsilon 2} + m_{l2} h_{l2} + Q \tag{3}$$

Ἀπό τήν ἐξίσωση (13.21) ἔχομε ὅτι:



Σχ. 13.5δ.
Σχηματική παράσταση συστήματος τοῦ παραδείγματος 4 τῆς παραγρ. 13.5.

$$\omega_1 = \frac{m_{\upsilon 1}}{m_\alpha} \qquad \text{καί} \qquad \omega_2 = \frac{m_{\upsilon 2}}{m_\alpha} \tag{4}$$

ὁπότε μέ τίς ἐξισώσεις (2) καί (4) ἡ ἐξίσωση (3) γράφεται ὡς:

$$h_{\alpha 1} + \omega_1 h_{\upsilon 1} = h_{\alpha 2} + \omega_2 h_{\upsilon 2} + (\omega_1 - \omega_2)\, h_{l2} + q \tag{5}$$

Θεωροῦμε ὅτι τόσο ὁ ἀέρας ὅσο καί ὁ ὑδρατμός ἀκολουθοῦν τό νόμο τῶν τελείων ἀερίων. Ἔτσι τά μεγέθη τῆς ἐξισώσεως (5) τά ὑπολογίζομε ὡς ἑξῆς:

Ἀπό τούς πίνακες ἀτμοῦ γιά t = 35°C, p_g = 0,056216 bar καί ἀπό τήν ἐξίσωση (13.24α):

$$\omega_1 = \frac{\varphi_1}{1{,}611}\,\frac{p_{g1}}{p_{\alpha 1}} = \frac{0{,}75}{1{,}611} \times \frac{0{,}056216}{1} = 0{,}0262$$

Γιά $t = 20°C$, $p_{g2} = 0{,}023366$ bar ὁπότε

$$\omega_2 = \frac{\varphi_2}{1{,}611}\,\frac{p_{g2}}{p_{\alpha 2}} = \frac{0{,}90}{1{,}611} \times \frac{0{,}023366}{1} = 0{,}0131$$

Ἐπίσης ἔχομε ὅτι: $h_{\alpha 1} - h_{\alpha 2} = c_p\,(T_1 - T_2)$

Ἀπό τούς πίνακες ἀτμοῦ ἡ ἐνθαλπία τοῦ κεκορεσμένου ἀτμοῦ εἶναι:

Γιά $t_1 = 35°C$ $\quad h_{\upsilon 1} = h_{g1} = 2565{,}4$ kJ/kg

$t_2 = 20°C$ $\quad h_{\upsilon 2} = h_{g2} = 2538{,}2$ kJ/kg

Γιά $t = 20°C$ ἡ ἐνθαλπία τοῦ κεκορεσμένου νεροῦ $h_{l2} = h_f = 83{,}9$ kJ/kg

Ἀντικαθιστοῦμε στήν ἐξίσωση (5) καί ἔχομε:

$$\begin{aligned} q &= c_p\,(T_1 - T_2) + \omega_1 h_{\upsilon 1} - \omega_2 h_{\upsilon 2} - (\omega_1 - \omega_2) h_{l2} \\ &= 1{,}0047 \times (308 - 293) + 0{,}0262 \times 2565{,}4 - 0{,}0131 \times 2538{,}2 \\ &\quad - 0{,}0131 \times 83{,}9 = 47{,}93 \text{ kJ/kg ἀέρα} \end{aligned}$$

Παράδειγμα 5.

Μιά κυλινδρική δεξαμενή πού ἔχει διάμετρο 1 m καί ὕψος 2 m εἶναι γεμάτη μέ μίγμα ἀέρα - ὑδρατμοῦ, τό ὁποῖο στήν ἀρχή ἔχει πίεση 1 bar, θερμοκρασία 30°C καί σχετική ὑγρασία 0,78. Στή συνέχεια τό μίγμα ψύχεται μέ σταθερή πίεση μέχρι 20°C καί σχετική ὑγρασία 0,92. Ζητεῖται νά βρεθεῖ ἡ μάζα τοῦ ὑδρατμοῦ πού συμπυκνώθηκε καί ἡ θερμότητα πού ἀφαιρέθηκε ἀπό τό σύστημα.

Λύση.

Γιά ἕνα κλειστό σύστημα ὁ πρῶτος θερμοδυναμικός νόμος μᾶς δίνει:

$$Q = U + W \qquad (1)$$

ἀλλά W = 0, γιατί ὁ ὄγκος εἶναι σταθερός. Συνεπῶς ἡ θερμότητα πού ἀφαιρέθηκε ἀπό τό σύστημα εἶναι ἴση μέ τή μεταβολή τῆς ἐσωτερικῆς ἐνέργειας τοῦ μίγματος. Δηλαδή:

$$Q = U_2 - U_1 \qquad (2)$$

Ἀκολουθοῦμε τό συμβολισμό τοῦ προηγουμένου παραδείγματος καί ἔχομε πάλι ὅτι:

$$m_{\alpha 1} = m_{\alpha 2} = m_\alpha \qquad m_{\upsilon 1} = m_{\upsilon 2} + m_{l2}$$

Ἔτσι ἡ ἐξίσωση (2) γράφεται:

$$Q = m_\alpha u_{\alpha 2} + m_{\upsilon 2} u_{\upsilon 2} + m_{l2} u_{l2} - m_\alpha u_{\alpha 1} - m_{\upsilon 1} u_{\upsilon 1} \qquad (3)$$

Ὁ ὄγκος τῆς δεξαμενῆς εἶναι:

$$V = \frac{\pi d^2}{4} L = \frac{3{,}14 \times 1^2}{4} \times 2 = 1{,}570 \text{ m}^3$$

Ἀπό τούς πίνακες ἀτμοῦ:

γιά $t_1 = 30\ °C \qquad p_{g1} = 0{,}042415$ bar

$t_2 = 20\ °C \qquad p_{g2} = 0{,}023366$ bar

ὁπότε ἀπό τήν ἐξίσωση (13.25):

$$p_{\upsilon 1} = \varphi_1 p_{g1} = 0{,}78 \times 0{,}042415 = 0{,}0331 \text{ bar}$$

$$p_{\upsilon 2} = \varphi_2 p_{g2} = 0{,}92 \times 0.023366 = 0{,}0215 \text{ bar}$$

Ἀπό τό νόμο τῶν τελείων ἀερίων οἱ μάζες ἀέρα καί ὑδρατμοῦ εἶναι:

$$m_\alpha = \frac{p_\alpha V}{R_\alpha T} = \frac{10^2 \times 1{,}57}{0{,}287 \times 303} = 1{,}805 \text{ kg}$$

$$m_{\upsilon 1} = \frac{p_{\upsilon 1}\ V}{R_\upsilon\ T} = \frac{0{,}0331 \times 10^2 \times 1{,}57}{0{,}4615 \times 303} = 0{,}0372 \text{ kg}$$

(R_υ = 0,4615 kJ/kg K ἀπό Πίνακα Γ6)

$$m_{\upsilon 2} = \frac{p_{\upsilon 2}\ V}{R_\upsilon\ T} = \frac{0{,}0215 \times 10^2 \times 1{,}57}{0{,}4615 \times 303} = 0{,}0241 \text{ kg}$$

$$m_{l2} = m_{\upsilon 1} - m_{\upsilon 2} = 0{,}0372 - 0{,}0241 = 0{,}0131 \text{ kg}$$

Γιά τή μεταβολή τῆς ἐσωτερικῆς ἐνέργειας τοῦ ἀέρα ἔχομε:

$$\dot{m}\,(u_{\alpha 2} - u_{\alpha 1}) = \dot{m}\, c_\upsilon\,(T_2 - T_1)$$

καί γιά τόν ὑδρατμό ἀπό τούς πίνακες ἀτμοῦ παίρνομε:

Γιά $t_1 = 30°C$ $\quad u_{\upsilon 1} = u_g = 2417$ kJ/kg

$t_2 = 20°C$ $\quad u_{\upsilon 2} = u_g = 2403$ kJ/kg

$u_{l2} = u_f = 83{,}89$ kJ/kg

Ἀντικαθιστοῦμε στήν ἐξίσωση (3) καί ἔχομε:

$$Q = [1{,}805 \times 0{,}7176 \times (303 - 293)] + (0{,}0241 \times 2403) + (0{,}0131 \times 83{,}89) - (0{,}0372 \times 2417) = -17{,}95 \text{ kJ}$$

Παράδειγμα 6.

Ἀέρας (ξηρός) 16°C καί σχετικῆς ὑγρασίας 90% θερμαίνεται μέχρι ἡ σχετική ὑγρασία νά γίνει 50%. Νά προσδιορισθεῖ ἡ θερμότητα πού δίνεται ἀνά μονάδα ξηροῦ ἀέρα. Τό σχῆμα 13.5ε(α) δίνει παραστατικά τό πρόβλημα.

Λύση.

Σ' αὐτή τή διεργασία ἡ εἰδική ὑγρασία ω παραμένει σταθερή. Ἔτσι στό ψυχρομετρικό διάγραμμα τήν παριστάνομε μέ τήν ὁριζόντια γραμμή 1-2 [σχ. 13.5ε(β)]. Ἡ θερμότητα πού προσδίνεται ἀνά μονάδα μάζας τοῦ ἀέρα προσδιορίζεται ἀπό τόν πρῶτο θερμοδυναμικό νόμο:

$$\frac{Q}{m_\alpha} = q = h_2 - h_1$$

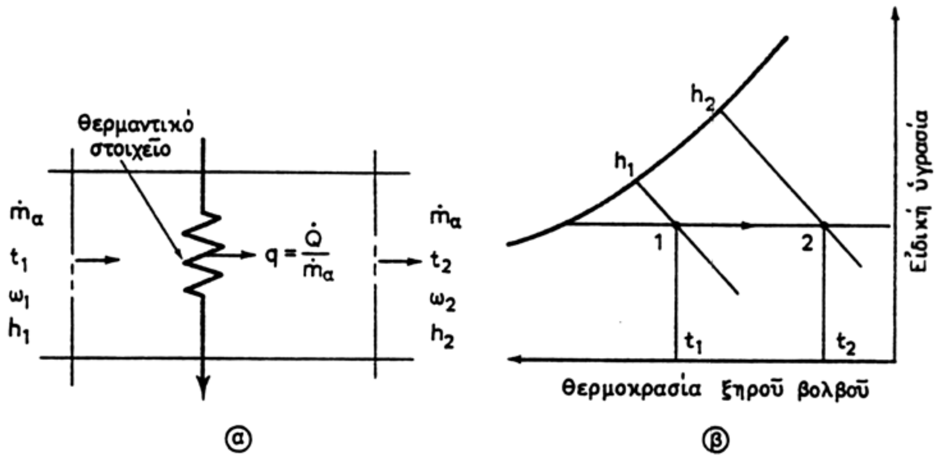
Ἀπό τό ψυχρομετρικό διάγραμμα τοῦ Παραρτήματος «Γ» ἔχομε:

Γιά $t_1 = 16°C$ $\quad \varphi_1 = 90\%$ $\quad h_1 = 41{,}45$ kJ/kg ἀέρα (ξηροῦ)

$\varphi_2 = 50\%$ $\quad h_2 = 50{,}58$ kJ/kg ἀέρα (ξηροῦ)

Ἄρα: $q = 50{,}58 - 41{,}45 = 9{,}13$ kJ/kg ἀέρα

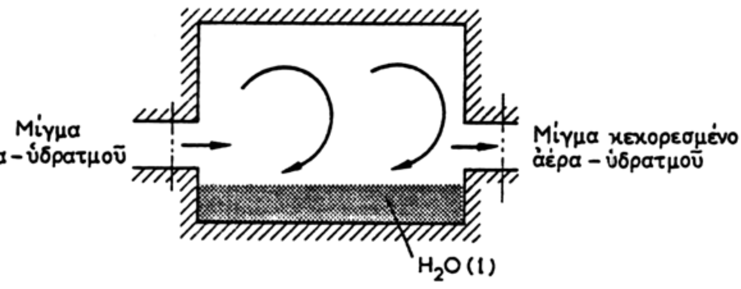
Τό παράδειγμα αὐτό εἶναι ἕνα χαρακτηριστικό πρόβλημα κλιματισμοῦ, πού θά δοῦμε σέ πιό κάτω κεφάλαιο.



Σχ. 13.5ε.
α) Σχηματική παράσταση τοῦ παραδείγματος 6 τῆς παραγρ. 13.5. β) Διεργασία θερμάνσεως στό ψυχρομετρικό διάγραμμα.

13.6 Ἀδιαβατικός κορεσμός μίγματος ἀέρα - ὑδρατμοῦ.

Ὁ ἀδιαβατικός κορεσμός μίγματος ἀέρα - ὑδρατμοῦ εἶναι μιά ἐνδιαφέρουσα διεργασία στή μελέτη τῶν μιγμάτων ἀέρα - ὑδρατμοῦ. Στή διεργασία αὐτή ὁ κορεσμός τοῦ μίγματος ἐπιτυγχάνεται ἀδιαβατικά μέσα σ' ἕνα καλά μονωμένο δοχεῖο (σχ. 13.6). Στήν εἴσοδο τοῦ δοχείου εἰσέρχεται ἀέρας θερμοκρασίας t_a



Σχ. 13.6.
Σύστημα κορεσμοῦ μίγματος ἀέρα-ὑδρατμοῦ ἀδιαβατικά.

πού δέν εἶναι κεκορεσμένος ($\varphi < 1$). Στό κάτω μέρος τοῦ δοχείου ὑπάρχει νερό θερμοκρασίας t πού ἐξατμίζεται καί εἰσέρχεται στό μίγμα ὡς ὑδρατμός. Ἡ θερμοκρασία πού χρειάζεται τό νερό γιά νά ἐξατμισθεῖ προέρχεται ἀπό τήν ἐνθαλπία τοῦ μίγματος. Αὐτό σημαίνει ὅτι ἡ ἐνθαλπία τοῦ μίγματος θά πρέπει νά ἐλαττωθεῖ. Κάτι τέτοιο ὅμως δέν συμβαίνει, γιατί λαμβάνεται μέν θερμότητα ἀπό τό μίγμα, ἀλλά αὐτή ἐπιστρέφεται σ' αὐτό μέ μορφή λανθάνουσας θερμότητας τοῦ νεροῦ πού ἐξατμίζεται. Ἔχομε δηλαδή κορεσμό τοῦ μίγματος ἀέρα - ὑδρατμοῦ μέ σταθερή ἐνθαλπία.

13.7 Ἀσκήσεις.

1. Ἕνα δοχεῖο περιέχει μίγμα ἑνός χιλιογράμμου μονοξειδίου τοῦ ἄνθρακα (CO) καί ἑνός χιλιογράμμου ὑδρογόνου (H_2) σέ πίεση 200 kN/m^2 καί θερμοκρασία 18 °C. Ἄν τά δύο ἀέρια θεωρηθοῦν τέλεια ἀέρια, ζητοῦνται: α) Οἱ μερικές πιέσεις τῶν δύο ἀερίων καί β) ὁ εἰδικός ὄγκος τοῦ μίγματος.

   (*Ἀπ.:* α) 13,44 kN/m^2, 186,6 kN/m^2 β) 3,22 m^3/kg)

2. Ἕνα δοχεῖο χωρητικότητας 5 m^3 περιέχει μίγμα ἀέρα καί κεκορεσμένου ὑδρατμοῦ σέ θερμοκρασία 40 °C καί πίεση 15 × 10^3 N/m^2. Ζητεῖται ἡ μάζα τοῦ ἀέρα καί τοῦ ὑδρατμοῦ μέσα στό δοχεῖο.

   (*Ἀπ.:* 0,425 kg, 0,256 kg)

3. Νά προσδιορισθοῦν τά y καί h γιά μίγμα ἀέρα - κεκορεσμένου ἀτμοῦ σέ θερμοκρασία 90°C καί πίεση 1 bar.

   (*Ἀπ.:* 0,414, 1595 kJ/kg)

4. Ἕνα κλειστό δοχεῖο χωρητικότητας 1,5 m^3 περιέχει ἕνα μίγμα ἀέρα - ὑδρατμοῦ σέ πίεση 6 bar καί θερμοκρασία 120°C. Ὁ ὑδρατμός ἔχει μάζα 6 kg. Ἀπό τό δοχεῖο ἀφαιρεῖται θερμότητα καί ἔτσι ἡ θερμοκρασία τοῦ μίγματος γίνεται 10°C. Ζητεῖται: α) Ἡ τελική πίεση, β) ἡ μάζα τοῦ νεροῦ πού συμπυκνώθηκε καί γ) ἡ θερμότητα πού ἀφαιρέθηκε. (Γιά τόν ἀέρα c_p = 1 kJ/kgK).

   (*Ἀπ.:* α) 290 kN/m^2, β) 1,67 kg, γ) 6552 kJ)

5. Μιά μονάδα κλιματισμοῦ λαμβάνει μίγμα ἀέρα - ὑδρατμοῦ σέ πίεση 1 bar, θερμοκρασία 38°C καί σχετική ὑγρασία 80%. Νά προσδιορισθεῖ: α) Τό σημεῖο δρόσου, β) ἡ εἰδική ὑγρασία καί γ) ἡ μερική πίεση τοῦ ἀέρα.

   (*Ἀπ.:* α) 30,4°C, β) 0,025, γ) 0,951 bar)

6. Ἕνα μίγμα ἀερίων περιέχει κατά μάζα 20% N_2, 40% O_2 καί 40% CO_2. Ἡ πίεση τοῦ μίγματος καί ἡ θερμοκρασία εἶναι 150 kPa καί 300 K ἀντίστοιχα. Ἄν τό μίγμα θερμανθεῖ στούς 600 K μέσα σέ ἕνα δοχεῖο χωρητικότητας 20 m^3, νά βρεθεῖ ἡ θερμότητα πού χρειάζεται.

   (*Ἀπ.:* 9107,7 kJ)

7. Τό μίγμα τῆς ἀσκήσεως 1 θερμαίνεται μέ σταθερό ὄγκο μέχρι ἡ πίεσή του νά γίνει 400 kN/m^2. Ἄν θεωρήσομε ὅτι τό μίγμα εἶναι τέλειο ἀέριο, νά προσδιορισθεῖ: α) Ἡ τελική θερμοκρασία τοῦ μίγματος, β) ἡ αὔξηση τῆς εἰδικῆς ἐνθαλπίας καί εἰδικῆς ἐσωτερικῆς ἐνέργειας, καί γ) ἡ θερμότητα πού δόθηκε στό μίγμα.

   (*Ἀπ.:* α) 309°C, β) 2234 kJ/kg, 1591 kJ/kg, γ) 3181 kJ)

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΔΕΚΑΤΟ ΤΕΤΑΡΤΟ

ΚΑΥΣΙΜΑ ΚΑΙ ΚΑΥΣΗ

14.1 Γενικά.

Στό ἕβδομο κεφάλαιο εἴχαμε πεῖ ὅτι σύμφωνα μέ τό δεύτερο θερμοδυναμικό νόμο μιά μηχανή γιά νά παράγει ἔργο θά πρέπει νά «ἐπικοινωνεῖ» μέ δύο πηγές θερμότητας, μία μέ ὑψηλή θερμοκρασία, ἀπ' ὅπου θά παίρνει θερμότητα, καί μία μέ χαμηλή, ὅπου θά ἀποδίδει θερμότητα, ὅπως φαίνεται καί στό σχῆμα 7.1. Σέ ἀντίθεση μέ τήν πηγή τῆς χαμηλῆς θερμοκρασίας πού μποροῦμε νά τή βροῦμε εὔκολα στή φύση, ἄς ποῦμε ἕνα ποτάμι ἤ ὁ ἀτμοσφαιρικός ἀέρας, τήν πηγή μέ τήν ὑψηλή θερμοκρασία, καί ἄν ἀκόμη τή βροῦμε στή φύση, εἶναι δύσκολο, τουλάχιστον γιά τό παρόν, νά τήν ἐκμεταλλευθοῦμε. Ἔτσι βρισκόμαστε στήν ἀνάγκη νά «κατασκευάσομε» μιά πηγή μέ ὑψηλή θερμοκρασία, ἀπό τήν ὁποία μιά μηχανή θά πάρει τήν ἀπαραίτητη γιά τή λειτουργία της θερμότητα. Τέτοια πηγή θερμότητας δημιουργεῖται κατά τήν καύση τῶν διαφόρων τύπων καυσίμων ὑλῶν μέ τόν ἀτμοσφαιρικό ἀέρα.

Ἀπό πάρα πολλά χρόνια, καί ἴσως γιά πολλά ἀκόμα, αὐτή ἡ πηγή θερμότητας χρησιμοποιεῖται γιά τή λειτουργία ὅλων τῶν τύπων τῶν μηχανῶν παραγωγῆς μηχανικοῦ ἔργου πού ἐξετάσαμε στά προηγούμενα κεφάλαια, δηλαδή τόν ἀτμοστρόβιλο, τή μηχανή ἐσωτερικῆς καύσεως καί τόν ἀεριοστρόβιλο. Εἶναι λοιπόν φανερό ὅτι γιά ἕνα μηχανικό εἶναι ἰδιαίτερα σημαντικό νά ξέρει τίς ἰδιότητες τῶν πιό γνωστῶν σήμερα καυσίμων ὑλῶν καί τῶν προϊόντων τῆς καύσεως καί νά μπορεῖ νά ὑπολογίζει τή θερμότητα πού παράγεται ἀπό τήν καύση μιᾶς ποσότητας καυσίμου. Στό κεφάλαιο αὐτό θά περιορισθοῦμε στήν ἀνάπτυξη ὁρισμένων μόνο βασικῶν ἀρχῶν καί διεργασιῶν πού παρουσιάζονται στήν καύση, γιατί ἡ λεπτομερής ἐξέταση τοῦ φαινομένου τῆς καύσεως ἀποτελεῖ ἀντικείμενο τῆς Χημικῆς Θερμοδυναμικῆς πού ἀφορᾶ τούς χημικούς μηχανικούς.

14.2 Χημική σύνθεση τῆς ὕλης.

Ἀπό τό μάθημα τῆς Χημείας γνωρίζομε ὅτι ἡ ὕλη ἀποτελεῖται ἀπό περιορισμένο ἀριθμό βασικῶν στοιχείων πού τά λέμε ***χημικά στοιχεῖα.*** Στήν καύση, τά πιό γνωστά στοιχεῖα εἶναι ὁ ἄνθρακας, τό ὀξυγόνο, τό ὑδρογόνο, τό θεῖο καί τό ἄζωτο· τά στοιχεῖα αὐτά τά συμβολίζομε μέ τά γράμματα C, O, H, S καί N ἀντίστοιχα.

Οἱ *ἀτομικές μάζες* τῶν χημικῶν στοιχείων τῆς καύσεως δίνονται στόν Πίνακα 14.2.1.

ΠΙΝΑΚΑΣ 14.2.1.
Σχετικές ἀτομικές μάζες στοιχείων.

Στοιχεῖο	H	C	N	O	S
Ἀτομική μάζα	1,00797	12,01115	14,0067	15,9994	32,064

Τά ἐπιμέρους ἄτομα κάθε στοιχείου σπάνια βρίσκονται τό καθένα χωριστά· συνήθως εἶναι ἑνωμένα σέ μόρια. Τό ἀέριο ὑδρογόνο π.χ. ἔχει δύο ἄτομα μαζί καί γι' αὐτό τό συμβολίζομε ὡς H_2. Τά ἀέρια ὀξυγόνου καί ἀζώτου ἐπίσης ἔχουν δυό ἄτομα καί τά γράφομε ὡς O_2 καί N_2 ἀντίστοιχα. Ἄτομα ἑνός ἤ περισσοτέρων στοιχείων μποροῦν νά ἑνώνονται μεταξύ τους καί νά σχηματίζουν μόρια. Τό βάρος ἑνός μορίου, δηλαδή τό ἄθροισμα τῶν ἀτομικῶν βαρῶν ὅλων τῶν ἀτόμων ἑνός μορίου, ὅταν ἐκφράζεται σέ γραμμάρια λέγεται ***γραμμομόριο*** (mol). Ἔτσι, ἕνα γραμμομόριο H_2O ἰσοῦται μέ 18 gr περίπου.

Ὅπως εἴπαμε καί στό ἕκτο κεφάλαιο (παράγρ. 6.4) σχετικά μέ τά μόρια τῶν τελείων ἀερίων, γνωρίζομε ὅτι ***ἴσοι ὄγκοι ἀερίων στήν ἴδια πίεση καί θερμοκρασία περιέχουν τόν ἴδιο ἀριθμό μορίων.*** Ἡ σχέση αὐτή διατυπώθηκε γιά πρώτη φορά τό 1811 ἀπό τόν Avogadro καί εἶναι γνωστή ὡς ***ὑπόθεση Avogadro,*** ἐπαληθεύθηκε δέ ἀργότερα καί πειραματικά. Ἡ ὑπόθεση Avogadro ἰσχύει μέ ἀρκετή προσέγγιση καί γιά τά πραγματικά ἀέρια. Γιά τά ἀέρια ἰσχύει ἐπίσης ὅτι 1 mol καταλαμβάνει ὄγκο 22,42 dm^3 ἤ lt.

14.3 Καύσιμα.

Τά καύσιμα τά κατατάσσομε συνήθως σέ τρία εἴδη, ἀνάλογα μέ τή φυσική κατάσταση πού βρίσκονται· ἀέρια, ὑγρά καί στερεά καύσιμα. Τά ἀέρια καύσιμα εἶναι ἀπό χημικῆς πλευρᾶς τά πιό ἁπλά· τά ὑγρά περιέχουν σύνθετα μόρια ἐνῶ τά στερεά καύσιμα ἔχουν πολύπλοκη μοριακή σύνθεση.

Ἀέρια καύσιμα.

Τά ἀέρια καύσιμα βρίσκονται σέ φυσική κατάσταση μέσα στή γῆ, συνήθως κοντά σέ πετρελαιοφόρες περιοχές. Μποροῦν ὅμως ἐπίσης νά παραχθοῦν καί ἀπό τή θερμική ἐπεξεργασία τῶν ὑγρῶν ἤ στερεῶν καυσίμων. Τά ἀέρια καύσιμα μεταφέρονται σέ μεγάλες ἀποστάσεις εἴτε μέσα σέ ἀγωγούς εἴτε μέ εἰδικά κατασκευασμένα πλοῖα, σέ ὑγρή κατάσταση.

Τά πιό σημαντικά ἀέρια καύσιμα εἶναι αὐτά πού προέρχονται ἀπό συνδυασμούς ἄνθρακα καί ὑδρογόνου, πιό γνωστά ὡς ***ὑδρογονάνθρακες,*** ἐνῶ τό πιό ἀπλό ἀπό τά ἀέρια καύσιμα εἶναι τό ***μεθάνιο*** πού ἀποτελεῖ τό κύριο συστατικό τοῦ φυσικοῦ ἀερίου. Ὁ χημικός τύπος τοῦ μεθανίου εἶναι CH_4, πού σημαίνει ὅτι τό μόριό του ἀποτελεῖται ἀπό ἕνα ἄτομο ἄνθρακα καί τέσσερα ἄτομα ὑδρογόνου. Μέ τήν προσθήκη καί ἄλλων ἀτόμων ἄνθρακα καί ὑδρογόνου στό μόριο τοῦ μεθανίου, παίρνομε μιά ὁλόκληρη οἰκογένεια ἀερίων καυσίμων, ὅπως εἶναι τό αἰθάνιο (C_2H_6), προπάνιο (C_3H_8), βουτάνιο (C_4H_{10}) κλπ. Τήν οἰκογένεια αὐτή τῶν καυσίμων τή λέμε ***παραφίνες***.

Τά περισσότερα ἀέρια καύσιμα εἶναι μίγματα διαφόρων ἀερίων πού μποροῦμε νά τά θεωρήσομε ὡς τέλεια ἀέρια ὑπό ἀτμοσφαιρικές συνθῆκες.

Ὑγρά καύσιμα.

Διαχωρισμό μεταξύ τῶν ὑγρῶν καί ἀερίων καυσίμων δέν μποροῦμε νά κάνομε εὔκολα, γιατί, μέ τή μεταβολή τῆς θερμοκρασίας καί τῆς πιέσεως τά πρῶτα μετατρέπονται στά δεύτερα καί ἀντίστροφα. Τά περισσότερα ὑγρά καύσιμα εἶναι ὑδρογονάνθρακες, ἡ μοριακή μάζα τῶν ὁποίων εἶναι σημαντικά αὐξημένη σέ σχέση μέ τούς ὑδρογονάνθρακες σέ ἀέρια κατάσταση. Τό ἀποτέλεσμα εἶναι τά ὑγρά καύσιμα νά ἔχουν ὑψηλότερο σημεῖο βρασμοῦ ἀπό τά ἀέρια σέ ἀτμοσφαιρική πίεση.

Τά ὑγρά καύσιμα εἶναι μίγματα πολλῶν στοιχείων. Ἀπό αὐτά τά πιό ἐνδιαφέροντα εἶναι ὁ ἄνθρακας, τό ὑδρογόνο καί τό θεῖο. Ἡ σύνθεση ἑνός καυσίμου δίνεται ὡς ***ἀνάλυση μάζας*** τοῦ καυσίμου, ὅπως φαίνεται στόν Πίνακα 14.3.1 γιά διάφορα ὑγρά καύσιμα.

ΠΙΝΑΚΑΣ 14.3.1.
Ὑγρά καύσιμα: Ἐπί τοῖς ἑκατό (%) ἀνάλυση μάζας.

Καύσιμο	Ἄνθρακας (C)	Ὑδρογόνο (Η)	Θεῖο (S)	Διάφορα
Βενζίνη	85,5	14,4	0,1	–
Κεροζίνη	86.3	13,6	0,1	–
Πετρέλαιο Diesel	86,3	12.8	0.9	–
Ἐλαφρύ πετρέλαιο	86,2	12,4	1,4	–
Βαρύ πετρέλαιο (Bunker C)	88,3	9,5	1,2	1,0

Ἀπό τόν πίνακα αὐτό βλέπομε ὅτι γιά τούς ὑγρούς ὑδρογονάνθρακες εἶναι συνήθως ἀρκετά ἀκριβές νά πάρομε τήν ἀνάλυση μάζας 86% C καί 14% H. Αὐτό ἀντιστοιχεῖ σέ λόγο 1:2 τοῦ ἀριθμοῦ τῶν ἀτόμων τοῦ ἄνθρακα πρός τόν ἀριθμό τῶν ἀτόμων τοῦ ὑδρογόνου.

Στερεά καύσιμα.

Τά περισσότερα στερεά καύσιμα προέρχονται ἀπό ἐξόρυξη· ἀποτελοῦνται κυρίως ἀπό ἄνθρακα μαζί μέ ὑδρογόνο, θεῖο καθώς καί ἀπό ἄλλα ἄκαυστα συστατικά. Ἡ μοριακή μάζα τῶν στερεῶν καυσίμων εἶναι πολύ ὑψηλή σέ σχέση μέ τά ἄλλα δύο εἴδη. Τό εἶδος αὐτό τοῦ καυσίμου ἔχει σχεδόν ἐκλείψει ἀπό τίς ναυτικές ἐγκαταστάσεις, ἄν καί τελευταῖα γίνεται προσπάθεια νά ξαναχρησιμοποιηθεῖ λόγω τῆς ἐνεργειακῆς κρίσεως. Ἀπό τά τρία εἴδη τῶν καυσίμων τά ὑγρά χρησιμοποιοῦνται σχεδόν ἀποκλειστικά στίς ἐγκαταστάσεις αὐτές.

14.4 Διεργασία τῆς καύσεως.

Ἡ διεργασία τῆς καύσεως εἶναι μιά χημική ἀντίδραση μεταξύ τῶν μορίων τῶν συστατικῶν στοιχείων τοῦ καυσίμου, τοῦ ὀξυγόνου κλπ., ἀπό τήν ὁποία τελικά παίρνομε τά μόρια τῶν προϊόντων τῆς καύσεως καί τή θερμότητα πού παράγεται. Ἡ χημική ἀντίδραση δέν εἶναι μιά διεργασία μεταξύ συστημάτων, ὅπως εἶναι ἡ θερμότητα καί τό ἔργο, ἀλλά μιά ἀλλαγή πού συμβαίνει μέσα στό ἴδιο σύστημα. Τήν ἀλλαγή αὐτή τή καταλαβαίνομε ἀπό τήν ἀλλαγή τῶν χημικῶν ἰδιοτήτων τοῦ συστήματος. Στή διάρκεια τῆς διεργασίας τῆς καύσεως ἡ μάζα παραμένει σταθερή καί ἑπομένως μποροῦμε νά ἐφαρμόσομε τήν ἀρχή τῆς διατηρήσεως τῆς μάζας.

Τή χημική ἀντίδραση τήν παριστάνομε μέ τή μορφή μιᾶς ἐξισώσεως. Ἔτσι, γιά τήν καύση τοῦ ἄνθρακα μέ τό ὀξυγόνο, ἀπό τήν ὁποία παίρνομε τό διοξείδιο τοῦ ἄνθρακα, μποροῦμε νά γράψομε:

$$C + O_2 = CO_2 \qquad (14.1)$$

Στήν ἀντίδραση αὐτή (καύση) τά ἀρχικά συστατικά εἶναι ὁ ἄνθρακας καί τό ὀξυγόνο καί τό προϊόν τῆς καύσεως εἶναι τό διοξείδιο τοῦ ἄνθρακα. Σύμφωνα μέ τήν ἀρχή τῆς διατηρήσεως τῆς μάζας, ἔχομε ἐπίσης ὅτι:

$$1 \text{ ἄτομο } C + 1 \text{ μόριο } O_2 = 1 \text{ μόριο } CO_2$$

Ἄν χρησιμοποιήσομε τίς ἀτομικές μάζες τοῦ Πίνακα 14.2.1, τότε οἱ μοριακές μάζες τῶν συστατικῶν καί τοῦ προϊόντος τῆς καύσεως στήν ἐξίσωση (14.1) σέ kg, εἶναι:

$$12 \text{ kg } C + 32 \text{ kg } O_2 = 44 \text{ kg } CO_2$$

Ἄς ἐξετάσομε τήν καύση μέ ὀξυγόνο ἑνός ὑδρογονάνθρακα CH_4 (καύσιμο). Ἡ ἐξίσωση τῆς καύσεως εἶναι:

$$CH_4 + 2\,O_2 = CO_2 + 2\,H_2O \qquad (14.2)$$

ἤ, ἀπό τόν Πίνακα 14.2.1 σέ kg:

$$16 \text{ kg } CH_4 + 64 \text{ kg}O_2 = 44 \text{ kg}CO_2 + 36 \text{ kg}H_2O$$

ἤ μέ τά μόρια:

$$1 \text{ μόριο } CH_4 + 2 \text{ μόρια } O_2 = 1 \text{ μόριο } CO_2 + 2 \text{ μόρια } H_2O$$

Ἀπό τήν ἀντίδραση τῆς ἐξισώσεως (14.2) τό προϊόν τῆς καύσεως εἶναι διοξείδιο τοῦ ἄνθρακα καί νερό. Τό νερό μπορεῖ νά βρίσκεται σέ ὑγρή ἤ ἀέρια φάση ἀνάλογα μέ τήν τελική πίεση καί θερμοκρασία τοῦ προϊόντος τῆς καύσεως. Αὐτό τό στοιχεῖο πρέπει νά τό ἔχομε ὑπ' ὄψη ὅταν πιό κάτω θά κάνομε ἐξίσωση τῶν ἐνεργειῶν τῶν συστατικῶν καί τῶν προϊόντων μιᾶς καύσεως.

14.5 Καύση μέ ἀέρα.

Οἱ περισσότερες διεργασίες τῆς καύσεως γίνονται μέ ἀέρα καί ὄχι μέ καθαρό ὀξυγόνο. Ὁ ἀέρας, ὅπως γνωρίζομε, περιέχει πολλά συστατικά ὅπως ὀξυγόνο, ἄζωτο, ἀργόν καί ἄλλα κυρίως ἀδρανή ἀέρια. Προσεγγιστικά ἡ κατά ὄγκο αναλογία τῶν συστατικῶν αὐτῶν εἶναι 21% ὀξυγόνο, 78% ἄζωτο καί 1% ἀργόν. Γιά περισσότερη εὐκολία θεωροῦμε 21% ὀξυγόνο καί 79% ἄζωτο. Ἄρα, σύμφωνα μέ τό νόμο τοῦ Avogadro (παράγρ. 6.4) καί τούς νόμους περί μιγμάτων ἀερίων (παράγρ. 13.2, 13.3) μποροῦμε νά θεωρήσομε ὅτι ὁ λόγος τῶν μορίων ἀζώτου καί ὀξυγόνου στόν ἀέρα θά εἶναι:

$$\frac{\text{μόρια ἀζώτου}}{\text{μόρια ὀξυγόνου}} = \frac{79}{21} = 3{,}76$$

Τό καθαρό ἄζωτο (N_2) ἔχει μοριακή μάζα 2 × 14,0067 = 28,013 (Πίνακας 14.2.1), ἐνῶ τό ἄζωτο τῆς ἀτμόσφαιρας, πού χρησιμοποιοῦμε στήν καύση, θεωροῦμε ὅτι ἔχει μοριακή μάζα 28,16 γιά νά λάβομε ὑπ' ὄψη μας καί τό ἀργόν πού παραλείψαμε προηγουμένως. Ἔτσι, μέ βάση τή μοριακή μάζα τοῦ ὀξυγόνου O_2 καί τοῦ ἀζώτου N_2 (Πίνακας 14.2.1), σέ κάθε kg ἀέρα ἔχομε:

$$\text{Ὀξυγόνο } O_2: \quad \frac{21 \times 32}{(21 \times 32) + (79 \times 28{,}16)} = 0{,}232 \text{ kg} \quad \text{ἤ} \quad 0{,}232 \text{ kg } O_2/\text{kg ἀέρα}$$

$$\text{Ἄζωτο } N_2: \quad \frac{79 \times 28.16}{2896{,}64} = 0{,}768 \text{ kg} \quad \text{ἤ} \quad 0{,}768 \text{ kg } N_2/\text{kg ἀέρα}$$

Ἐξάλλου ἡ μοριακή μάζα τοῦ ἀέρα εἶναι (Πίνακας Γ6) ἴση μέ 28,97 kg ἀνά kmol. Αὐτό προκύπτει ἁπλά ἄν θεωρήσομε τήν κατά ὄγκο σύσταση τοῦ ἀέρα, καθώς καί τίς μοριακές ἤ ἀτομικές μάζες τῶν συστατικῶν του.

Ἄς πάρομε τώρα τήν καύση τοῦ μεθανίου (CH_4) μέ τόν ἀέρα. Λαμβάνοντας ὑπ' ὄψη τό ἄζωτο N_2 καί μέ βάση τήν ἐξίσωση (14.2), ἡ καύση παριστάνεται ἀπό τήν ἐξίσωση:

$$CH_4 + 2\ O_2 + 2\ (3{,}76)\ N_2 = CO_2 + 2\ H_2O + 7{,}52\ N_2 \tag{14.3}$$

Στήν πραγματικότητα τό ἄζωτο δέν παίρνει μέρος στήν καύση, πρέπει ὅμως νά τό λάβομε ὑπ' ὄψη μας, γιατί ὑπάρχουν 3,76 μόρια ἀζώτου ἀνά μόριο ὀξυγόνου. Ἀφοῦ λοιπόν 2 μόρια ὀξυγόνου χρειάζονται γιά τήν καύση τοῦ μεθανίου, ὑπάρχουν 2 × 3,76 μόρια ἀζώτου, δηλαδή 7,52. Ἀπό τήν ἐξίσωση (14.3) παρατηροῦμε ὅτι τά προϊόντα τῆς καύσεως δέν περιέχουν ἐλεύθερο ὀξυγόνο. Αὐτό σημαίνει ὅτι ὅλο τό ὀξυγόνο πού ὑπῆρχε στόν ἀέρα τῆς καύσεως κάηκε μέ τό καύσιμο. Δηλαδή γιά τήν καύση τοῦ καυσίμου (μεθάνιο) χρησιμοποιήσαμε τό ἐλάχιστο ποσό ἀέρα πού ἦταν ἀπαραίτητος γιά τήν καύση. Ὁ ἐλάχιστος αὐτός ἀέρας ὀνομάζεται ***«θεωρητικός» ἀέρας.*** Ἀλλά αὐτό εἶναι ἀδύνατο νά γίνει στήν πράξη ὅπου γιά τήν καύση τῶν συστατικῶν στοιχείων χρειάζεται πάντα περισσότερο ὀξυγόνο ἀπό τό θεωρητικό, δηλαδή ἀέρας περισσότερος ἀπό τό θεωρητικό ἀέρα. Αὐτή ἡ περίσσεια τοῦ ἀέρα τῆς καύσεως σέ σχέση μέ τό θεωρητικό ἀέρα ἐκφράζεται συνήθως ὡς ἐπί τοῖς ἑκατό τοῦ θεωρητικοῦ ἀέρα. Ἔτσι, ἐάν γιά μιά καύση χρειαζόμαστε 25% ἀέρα παραπάνω ἀπό τό θεωρητικό, τότε λέμε ὅτι ἔχομε περίσσεια ἀέρα 25% ἤ θεωρητικό ἀέρα 125%. Μέ 125% θεωρητικό ἀέρα, ἡ ἐξίσωση (14.3) γράφεται ὡς ἑξῆς:

$$\begin{aligned} CH_4 + (1{,}25)\ 2\ O_2 + (1{,}25)\ 2(3{,}76)\ N_2 &= \\ = CO_2 + 2\ H_2O + 9{,}4\ N_2 + 0{,}5\ O_2 & \end{aligned} \tag{14.4}$$

Ὅπως βλέπομε στήν ἐξίσωση (14.4), στά προϊόντα τῆς καύσεως ἐμφανίζονται καί μόρια ὀξυγόνου τά ὁποῖα, ὅπως συμβαίνει στήν πράξη, δέν χρησιμοποιήθηκαν τελικά στήν καύση. Φυσικά καί σ' αὐτή τήν ἐξίσωση οἱ μοριακές μάζες τῶν στοιχείων θά πρέπει νά εἶναι ἴσες καί στά δύο μέλη τῆς ἐξισώσεως. Δηλαδή 2.5 μόρια O_2, πού ὑπάρχουν στό ἀριστερό μέλος τῆς ἐξισώσεως, θά πρέπει νά ὑπάρχουν καί στό δεξιό, ὅπως πραγματικά εἶναι.

Ἄν ἡ περίσσεια τοῦ ἀέρα εἶναι ἀνεπαρκής γιά τήν καύση, τότε ἕνα μέρος τοῦ ἄνθρακα θά καεῖ σέ διοξείδιο τοῦ ἄνθρακα (CO_2) καί ἕνα μέρος σέ μονοξείδιο τοῦ ἄνθρακα (CO). Ὅταν τώρα ἔχομε ἀέρα λιγότερο ἀπό τό θεωρητικό, τότε στά προϊόντα τῆς καύσεως θά ἐμφανισθεῖ ἄκαυστο καύσιμο μέ τή μορφή μαύρου καπνοῦ ἤ αἰθάλης (καπνιά) στίς ἐξαγωγές τῶν μηχανῶν, λεβήτων κλπ. Τό φαινόμενο αὐτό παρατηρεῖται ὅταν δέν μποροῦμε νά πετύχομε μία ἤ περισσότερες ἀπό τίς πιό κάτω συνθῆκες πού εἶναι ἀπαραίτητες γιά τήν πλήρη καύση τοῦ καυσίμου:

α) Τό μίγμα ἀέρα-καυσίμου πρέπει νά εἶναι στή θερμοκρασία ἀναφλέξεως.

β) Πρέπει νά ὑπάρχει ἀρκετό ὀξυγόνο γιά τήν πλήρη καύση.

γ) Τό ὀξυγόνο πρέπει νά εἶναι σέ σωστή ἐπαφή μέ τό καύσιμο.

Ἄν ἔχομε ἀτελή καύση, γιά νά γράψομε τήν ἀντίστοιχη ἐξίσωση, θά πρέπει νά γνωρίζομε ὁρισμένα μεγέθη γιά τά προϊόντα τῆς καύσεως. Γιά παράδειγμα, ἄς θεωρήσομε ὅτι μέ θεωρητικό ἀέρα ἔχομε 90% καύση τοῦ μεθανίου (καύσιμο) τῆς ἐξισώσεως (14.3). Τότε στό δεξιό μέλος τῆς ἐξισώσεως θά ἐμφανισθεῖ 0,90 CO_2 καί τό ὑπόλοιπο 0,1 θά εἶναι CO. Δηλαδή μέ βάση τό μόριο μποροῦμε νά γράψομε τήν ἐξίσωση τῆς καύσεως:

$$\begin{aligned} CH_4 + 2O_2 + 2(3{,}76)\ N_2 &= \\ = 0{,}9\ CO_2 + 0{,}1\ CO + 2H_2O + 7{,}52\ N_2 + 0{,}05\ O_2 & \end{aligned} \tag{14.5}$$

ἤ μέ βάση τό kg (Πίνακας 14.2.1):

$$\begin{aligned} 16{,}04\ CH_4 + 64\ O_2 + 210{,}66\ N_2 &= \\ = 39{,}61\ CO_2 + 2{,}8\ CO + 36{,}03\ H_2O + 210{,}66\ N_2 + 1{,}6\ O_2 & \end{aligned} \tag{14.5α}$$

14.6 Λόγος ἀέρα-καυσίμου.

Ἕνα σημαντικό μέγεθος στή διεργασία τῆς καύσεως εἶναι ὁ λόγος ἀέρα-καυσίμου $r_{a/f}$ δηλαδή ἡ μάζα τοῦ ἀέρα πού χρησιμοποιεῖται γιά τήν καύση ἀνά μονάδα μάζης τοῦ καυσίμου. Ὁ ὑπολογισμός του γίνεται συχνά ἀπό τήν ἀνάλυση τῶν καυσαερίων μιᾶς καύσεως καί ἐκφράζεται σέ kg ἤ mol ἀέρα ἀνά kg ἤ mol καυσίμου. Ὁ λόγος ἀέρα - καυσίμου γιά τή θεωρητική καύση ὀνομάζεται ***θεωρητικός*** ἤ ***στοιχειομετρικός λόγος ἀέρα καυσίμου***, $r'_{a/f}$.

Ἔτσι ἔχομε:

$$r'_{a/f} = \frac{\text{μάζα ἀέρα}}{\text{μάζα καυσίμου}} = \frac{m\,(O_2) + m\,(N_2)}{\text{μάζα καυσίμου}} \tag{14.6}$$

Στήν παραπάνω ἐξίσωση ὡς μονάδα μάζης μπορεῖ νά χρησιμοποιηθεῖ π.χ. τό kg. Ὅμως, ὁ λόγος ἀέρα - καυσίμου μπορεῖ νά ὁρισθεῖ καί μέ τή βοήθεια τοῦ πλήθους τῶν μορίων τοῦ ἀέρα καί τοῦ καυσίμου. Βέβαια, ὁ ἀέρας δέν εἶναι χημική ἕνωση, ἀλλά μίγμα ἀερίων· ὅμως, ὡς πλῆθος μορίων τοῦ ἀέρα ἐννοεῖται τό ἄθροισμα τῶν μορίων τῶν συστατικῶν του. Ἔτσι, μποροῦμε νά γράψομε:

$$r'_{a/f} = \frac{\text{μόρια ἀέρα}}{\text{μόρια καυσίμου}} = \frac{\text{μόρια } O_2 + \text{μόρια } N_2}{\text{μόρια καυσίμου}} \tag{14.6α}$$

Ὅπως εἴπαμε, στήν πράξη εἶναι σχεδόν ἀδύνατο νά πετύχομε πλήρη ἤ τέλεια καύση τοῦ καυσίμου. Γι' αὐτό χρησιμοποιοῦμε περίσσεια ἀέρα. Ἔτσι ὁ πραγματικός λόγος ἀέρα-καυσίμου εἶναι πάντα μεγαλύτερος ἀπό τό στοιχειομετρικό. Ἡ ποσότητα τῆς περίσσειας τοῦ ἀέρα προσδιορίζεται ἀπό τή σχέση:

$$\text{ἐπί τοῖς ἑκατό περίσσεια ἀέρα} = \frac{r_{a/f} - r'_{a/f}}{r'_{a/f}} \tag{14.7}$$

Ἡ ἐξίσωση (14.7) χρησιμοποιεῖται κυρίως γιά τόν προσδιορισμό τῆς περίσσειας ἀέρα τῶν λεβήτων.

Γιά τίς βενζινομηχανές ἡ σύγκριση μεταξύ πραγματικοῦ $r_{a/f}$ καί στοιχειομετρικοῦ $r'_{a/f}$, λόγω ἀέρα γίνεται μέ διαφορετικό τρόπο, γιατί στίς μηχανές αὐτές τό $r_{a/f}$ μπορεῖ νά πάρει τιμές μεγαλύτερες, ἀλλά καί μικρότερες τοῦ $r'_{a/f}$. Ἡ σύγκριση τῶν δύο αὐτῶν λόγων γίνεται μέ τήν περιεκτικότητα τοῦ μίγματος μέ τή σχέση:

$$x = \frac{r'_{a/f}}{r_{a/f}} \times 100 \quad \text{ἐπί τοῖς ἑκατό} \tag{14.7α}$$

Ἄν ἡ τιμή τοῦ x εἶναι 90%, τότε λέμε ὅτι τό μίγμα εἶναι «πτωχό»· καί «πλούσιο» ἄν τό x γίνει 120%. Οἱ ὅροι «πτωχό» καί «πλούσιο» ἐκφράζουν, ἀντίστοιχα, τήν ἔλλειψη ἤ τήν περίσσεια τοῦ ***καυσίμου*** σέ δεδομένη ποσότητα ἀέρα πού εἰσέρχεται στή μηχανή, σέ σύγκριση μέ τή στοιχειομετρική ποσότητα τοῦ καυσίμου.

Μέ τά παραδείγματα πού ἀκολουθοῦν θά δοῦμε τόν τρόπο προσδιορισμοῦ τοῦ λόγου ἀέρα-καυσίμου. Ὑπενθυμίζομε ὅτι τό ἄζωτο δέν παίρνει μέρος στήν καύση.

Παράδειγμα 1.

Ἡ ἀνάλυση ἑνός καυσίμου δίνει τήν ἑξῆς κατά βάρος σύνθεση: 74% C, 6% H_2, 8% O_2, 1% S, 1,2% N_2 καί 9,8% τέφρα. Νά προσδιορισθεῖ ὁ στοιχειομετρικός λόγος ἀέρα - καυσίμου.

Λύση.

Ἄς ὑποθέσομε ὅτι ἔχομε 1 kg καυσίμου. Τότε εἶναι φανερό ὅτι στό καύσιμο αὐτό θά ὑπάρχουν:

$$\frac{0{,}74}{12} \text{ kmol C /kg καυσίμου}$$

$$\frac{0{,}06}{2} \text{ kmol } H_2 \text{ /kg καυσίμου}$$

$$\frac{0{,}08}{32} \text{ kmol } O_2 \text{ /kg καυσίμου}$$

$$\frac{0{,}01}{32} \text{ kmol S /kg καυσίμου}$$

Γράφομε λοιπόν τή χημική ἀντίδραση γιά κάθε στοιχεῖο χωριστά:

$$\frac{0{,}74}{12}\, C + \frac{0{,}74}{12}\, O_2 = \frac{0{,}74}{12}\, CO_2$$

$$\frac{0{,}06}{2}\, H_2 + \frac{0{,}06}{4}\, O_2 = \frac{0{,}06}{2}\, H_2O$$

$$\frac{0{,}01}{32}\, S + \frac{0{,}01}{32}\, O_2 = \frac{0{,}01}{32}\, SO_2$$

Ἄρα γιά τήν καύση χρειάζονται:

$$\frac{0{,}74}{12} + \frac{0{,}06}{4} + \frac{0{,}01}{32} = 0{,}0770 \text{ kmol } O_2 \text{ /kg καυσίμου}$$

Ἐφόσον στό καύσιμο ὑπάρχουν $\frac{0{,}08}{32} = 0{,}0025$ kmol O_2 /kg καυσίμου

ἀπαιτοῦνται γιά τήν καύση 0,0770 — 0,0025 = 0,0745 kmol O_2 /kg καυσίμου.

῎Αρα ἀπαιτεῖται ποσότητα ἀέρα ἴση πρός:

$$N_a = 0{,}0745 \; \frac{100}{21} \; \text{kmol ἀέρα /kg καυσίμου}$$

῾Η μοριακή μάζα τοῦ ἀέρα εἶναι ἴση πρός 28,96 kg, ἄρα ἡ ποσότητα τοῦ ἀέρα σέ kg, γιά τήν καύση ἑνός kg καυσίμου, θά εἶναι:

$$M_a = 0{,}0745 \times \frac{100}{21} \times 28{,}96 = 10{,}27 \; \text{kg ἀέρα}$$

῞Ετσι, ὁ λόγος καυσίμου, πού ὑπολογίζεται ἀπό τήν ἐξίσωση (14.6) θά εἶναι:

$$r'_{a/f} = \frac{10{,}27 \; \text{kg ἀέρα}}{1 \; \text{kg καυσίμου}} = 10{,}27 \; \text{kg ἀέρα /kg καυσίμου}$$

Παράδειγμα 2.

Νά προσδιορισθεῖ ὁ θεωρητικός ἤ στοιχειομετρικός λόγος ἀέρα-καυσίμου γιά τήν πλήρη καύση τοῦ αἰθανίου C_2H_6.

Λύση.

Γιά νά βροῦμε τό θεωρητικό λόγο ἀέρα-καυσίμου πρέπει πρῶτα νά σχηματίσομε τήν ἀντίστοιχη ἐξίσωση τῆς καύσεως. ᾿Ακολουθώντας τή μέθοδο τοῦ παραδείγματος 1 τῆς παραγράφου 14.6, ἡ ἐξίσωση τῆς στοιχειομετρικῆς καύσεως εἶναι:

$$C_2H_6 + 3{,}5 \; O_2 + 3{,}5 \; (3{,}76) \; N_2 = 2 \; CO_2 + 3 \; H_2O + 13{,}17 \; N_2$$

᾿Από τήν ἐξίσωση βλέπομε ὅτι:

$$r'_{a/f} = \frac{3{,}5 + (3{,}5 \times 3{,}76)}{1} = 16{,}66 \; \text{μόρια ἀέρα/μόριο καυσίμου}$$

Στίς πρακτικές ἐφαρμογές συνήθως ζητᾶμε τό λόγο ἀέρα-καυσίμου σέ kg ἀέρα ἀνά kg καυσίμου. ῾Η μοριακή μάζα τοῦ ἀέρα εἶναι 28,97 kg.
᾿Επίσης ἡ μοριακή μάζα τοῦ αἰθανίου εἶναι:

$$(2 \times 12{,}01 + 6 \times 1{,}007) = 30{,}06 \; \text{kg}$$

῎Αρα ὁ λόγος $r'_{a/f}$ σέ kg εἶναι:

$$r'_{a/f} = 16{,}66 \; \frac{28{,}97}{30{,}06} = 16{,}06 \; \text{kg ἀέρα/kg καυσίμου}$$

Παράδειγμα 3.

Τό καύσιμο $C_{12}H_{26}$ καίγεται μέ περίσσεια ἀέρα 50%. Νά προσδιορισθεῖ ἡ κατά μάζα ἀνάλυση τῶν προϊόντων τῆς καύσεως καί νά βρεθεῖ τό σημεῖο δρόσου τοῦ ὑδρατμοῦ τῶν καυσαερίων γιά πίεση μιᾶς ἀτμόσφαιρας (1,013 bar).

Λύση.

Ἡ ἐξίσωση τῆς καύσεως μέ 50% περίσσεια ἀέρα εἶναι:

$$C_{12}H_{26} + (1{,}5)\,(18{,}5)\,O_2 + (1{,}5)\,(18{,}5)\,(3{,}76)\,N_2 =$$

$$= 12\,CO_2 + 13\,H_2O + 104{,}2\,N_2 + 9{,}25\,O_2$$

Τά μόρια τῶν προϊόντων τῆς καύσεως εἶναι:

$$12 + 13 + 104{,}2 + 9{,}25 = 138{,}45$$

Ἡ κατά μάζα ἀνάλυση μᾶς δίνει:

$$CO_2 \;:\; \frac{12}{138{,}45} = 0{,}0867 \qquad N_2 \;:\; \frac{104{,}2}{138{,}45} = 0{,}7527$$

$$H_2O \;:\; \frac{13}{138{,}45} = 0{,}0938 \qquad O_2 \;:\; \frac{9{,}25}{138{,}45} = 0{,}0668$$

Σύμφωνα μέ τήν ὑπόθεση Avogadro καί τό νόμο τῶν Gibbs-Dalton, ἀποδεικνύεται ὅτι σέ ἕνα μίγμα ἀερίων ὁ λόγος τῶν μορίων ἑνός συστατικοῦ πρός τά μόρια τοῦ μίγματος εἶναι ἴσος πρός τό λόγο τῶν μερικῶν πιέσεων τοῦ συστατικοῦ πρός τήν πίεση τοῦ μίγματος. Ἔτσι, ἡ μερική πίεση τοῦ ὑδρατμοῦ (H_2O) εἶναι 0,0938 bar. Ἡ θερμοκρασία κορεσμοῦ πού ἀντιστοιχεῖ στήν πίεση αὐτή εἶναι 44,57°C. Ταυτόχρονα ἡ θερμοκρασία αὐτή εἶναι καί θερμοκρασία τοῦ σημείου δρόσου. Ἄν ἡ θερμοκρασία τῶν προϊόντων κατέβει κάτω ἀπό αὐτό τό σημεῖο, τότε θά ἔχομε συμπύκνωση τοῦ ὑδρατμοῦ. Στήν πράξη εἶναι ἀνεπιθύμητο νά ἔχομε συμπύκνωση, γιατί σχηματίζονται τότε κυρίως ὀξείδια τοῦ θείου πού εἶναι ὀξειδωτικά γιά τά μέταλλα. Γι' αὐτό, προσπαθοῦμε ἡ θερμοκρασία τῶν καυσαερίων νά εἶναι ἀρκετά πιό πάνω ἀπό τή θερμοκρασία συμπυκνώσεως (σημεῖο δρόσου).

14.7 Ἀνάλυση προϊόντων καύσεως (Μέθοδος Orsat).

Στήν καλή λειτουργία μιᾶς θερμικῆς ἐγκαταστάσεως παραγωγῆς μηχανικοῦ ἔργου συντελεῖ κατά ἕνα μεγάλο ποσοστό ἡ ἀποδοτική καύση τοῦ καυσίμου. Ἔστω καί μιά μικρή αὔξηση τῆς ἀποδόσεως τῆς καύσεως μεταφράζεται σέ ἐτήσια οἰκονομία ἑκατομμυρίων δραχμῶν, ἰδίως σέ ναυτικές ἐγκαταστάσεις μεγάλης ἰσχύος. Ὁ πιό σημαντικός παράγοντας πού ἐπηρεάζει τήν καύση εἶναι ἡ περίσσεια ἀέρα. Ἄν ὁ ἀέρας δέν εἶναι ἀρκετός, τότε ἡ καύση εἶναι ἀτελής καί δέν χρησιμοποιεῖται ὅλη ἡ χημική ἐνέργεια τοῦ καυσίμου. Ἀπό τήν ἄλλη μεριά, ἄν ὁ ἀέρας εἶναι πάνω ἀπό ὅσο χρειάζεται, τότε ἕνα μέρος τῆς θερμότητας τῆς καύσεως χάνεται θερμαίνοντας τήν περίσσεια τοῦ ἀέρα. Ὁ σκοπός συνεπῶς ἑνός μηχανικοῦ εἶναι νά κανονίσει τήν ἀπαραίτητη καί μόνο ποσότητα τοῦ ἀέρα γιά τήν πλήρη καύση τοῦ καυσίμου. Πῶς ὅμως μποροῦμε νά πετύχομε τή σωστή περίσσεια ἀέρα;

Ὅπως ἀναφέραμε προηγουμένως, τήν περίσσεια τοῦ ἀέρα τήν προσδιορίζομε συνήθως ἀπό τήν ἀνάλυση τῶν καυσαερίων. Ἡ ἀνάλυση αὐτή γίνεται μέ τή συσκευή Orsat ἡ ὁποία μετρᾶ κατά ὄγκο τό διοξείδιο τοῦ ἄνθρακα (CO_2), τό μονοξείδιο τοῦ ἄνθρακα (CO) καί τό ὀξυγόνο. Τά καυσαέρια στή συσκευή περνοῦν μέσα ἀπό χημικά συστατικά πού ἀπορροφοῦν τά τρία αὐτά ἀέρια. Ἔτσι ὁ ὄγκος τῶν καυσαερίων μειώνεται σταδιακά. Ὁ ὄγκος πού παραμένει θεωρεῖται ὅτι εἶναι τό ἄζωτο. Ἡ ἀνάλυση Orsat δίνει τίς ἀναλογίες τῶν συστατικῶν τῶν καυσαερίων κατά ὄγκο μέ τήν παραδοχή ὅτι στά καυσαέρια δέν ὑπάρχει ὑδρατμός (ξηρά καυσαέρια). Τό σφάλμα αὐτῆς τῆς παραδοχῆς εἶναι μικρό. Ἐπίσης ἡ συσκευή Orsat χρησιμοποιεῖται κυρίως γιά τή μέτρηση τῶν καυσαερίων τῶν λεβήτων. Γιά τίς μηχανές ἐσωτερικῆς καύσεως, ὅπου ὑπάρχουν ὑδρογονάνθρακες πού καίγονται μόνο κατά ἕνα μέρος, ὑπάρχουν ἄλλες συσκευές οἱ ὁποῖες ὅμως ξεφεύγουν ἀπό τό σκοπό αὐτοῦ τοῦ βιβλίου.

Τήν ἀνάλυση Orsat θά τή δοῦμε καλύτερα μέ τά πιό κάτω παραδείγματα ὅπου θά προσδιορίσομε τό λόγο ἀέρα-καυσίμου, ὅπως ἐπίσης καί τά συστατικά μιᾶς χημικῆς ἀντιδράσεως.

Παράδειγμα 1.

Πετρέλαιο, $C_{12}H_{26}$, καίγεται μέ ἀέρα σέ ἀτμοσφαιρική πίεση. Ἡ ἀνάλυση τῶν καυσαερίων μέ τή συσκευή Orsat δίνει τήν ἑξῆς σύνθεση κατά ὄγκο:

CO_2	:	12.8%
O_2	:	2.29%
CO	:	0,2%
N_2	:	84,71%
		100.00%

Ζητεῖται: α) Νά προσδιορισθεῖ ὁ λόγος ἀέρα-καυσίμου καί β) ἡ περίσσεια ἀέρα.

Λύση.

α) Σύμφωνα μέ τήν ὑπόθεση Avogadro, ἡ κατά ὄγκο ἀνάλυση τῶν καυσαερίων μπορεῖ νά χρησιμοποιηθεῖ γιά νά γράψομε τήν κατά μάζα ἐξίσωση τῆς καύσεως γιά 100 μόρια ξηρῶν καυσαερίων. Τά μόρια τῶν συστατικῶν στοιχείων πρίν ἀπό τήν καύση μᾶς εἶναι ἄγνωστα (x, y, z) καί θά πρέπει νά τά προσδιορίσομε ἐφαρμόζοντας τήν ἀρχή τῆς διατηρήσεως τῆς μάζας. Ἐπίσης ἄγνωστα εἶναι τά μόρια τοῦ ὑδρατμοῦ (w) στά καυσαέρια. Ἔχομε λοιπόν ὅτι:

$$xC_{12}H_{26} + yO_2 + zN_2 = 12{,}8\ CO_2 + 0{,}2\ CO + 2{,}29\ O_2 + 84{,}71\ N_2 + wH_2O$$

Ἄτομα ἄνθρακα (C): $12x = 12{,}8 + 0{,}2$ καί $x = \dfrac{13}{12}$

Μόρια ἀζώτου (N_2): $z = 84{,}71$

Μόρια ὑδρογόνου (H_2): $13x = w$ ἤ $w = 13 \times \dfrac{13}{12} = 14{,}08$

Μόρια ὀξυγόνου (O_2): $y = 12{,}8 + \dfrac{0{,}2}{2} + 2{,}29 + \dfrac{14{,}06}{2} = 22{,}23$

Διαιροῦμε μέ $x = 13/12$ τήν πιό πάνω ἐξίσωση γιά νά ἔχομε τήν ἐξίσωση τῆς καύσεως γιά κάθε μόριο καυσίμου, δηλαδή:

$$C_{12}H_{26} + 20{,}52\ O_2 + 78{,}19\ N_2 =$$
$$= 11{,}82\ CO_2 + 0{,}18\ CO + 2{,}11\ O_2 + 78{,}19\ N_2 + 13\ H_2O$$

ὁπότε ὁ λόγος ἀέρα-καυσίμου σέ kg πού ὑπῆρχε στήν καύση εἶναι (Πίνακας 14.2.1):

$$r_{a/f} = \frac{(20{,}5 \times 32) + (78{,}19 \times 28)}{1 \times [(12 \times 12) + (26 \times 1)]} = 16{,}74 \ \frac{\text{kg ἀέρα}}{\text{kg καυσίμου}}$$

β) Γιά νά βροῦμε τήν περίσσεια ἀέρα θά πρέπει νά γράψομε πρῶτα τήν ἐξίσωση τῆς καύσεως γιά στοιχειομετρική ἤ θεωρητική καύση (100% ἀέρα) καί στή συνέχεια νά βροῦμε τό λόγο ἀέρα-καυσίμου πού ἀντιστοιχεῖ. Ἔτσι, γιά στοιχειομετρική καύση (βλ. καί παράδειγμα 1, παράγρ. 14.6), ἔχομε:

$$C_{12}H_{26} + 18{,}5\ O_2 + 18{,}5\ (3{,}76)\ N_2 = 12\ CO_2 + 13\ H_2O + 69{,}56\ N_2$$

$$r'_{a/f} = \frac{(18{,}5 \times 32) + (69{,}56 \times 28)}{1 \times [(12 \times 12) + (26 \times 1)]} = 14{,}93 \ \frac{\text{kg ἀέρα}}{\text{kg καυσίμου}}$$

Ἄρα, ἀπό τήν ἐξίσωση (14.7) ἔχομε περίσσεια ἀέρα $\dfrac{16{,}74 - 14{,}93}{14{,}93} \times 100 =$

$= 12.12\%$ ἤ θεωρητικό ἀέρα 112,12%.

Παράδειγμα 2.

Ἀπό τήν ἀνάλυση Orsat τῶν καυσαερίων ἑνός καυσίμου βρήκαμε τά ἑξῆς στοιχεῖα:

CO_2 :	12,5%
CO :	0,3%
O_2 :	3,1%
N_2 :	84,1%

Νά προσδιορισθεῖ: α) Ὁ λόγος ἀέρα - καυσίμου, β) ὁ ἐπί τοῖς ἑκατό θεωρητικός ἀέρας καί γ) ἡ κατά μάζα σύνθεση τοῦ καυσίμου.

Λύση.

α) Στό παράδειγμα αὐτό μᾶς εἶναι ἄγνωστη καί ἡ σύνθεση τοῦ καυσίμου (a, b) καί τά μόρια τῶν συστατικῶν (x, y). Ἐπίσης εἶναι ἄγνωστα τά μόρια τοῦ H_2O. Γράφομε τήν ἐξίσωση τῆς καύσεως γιά 100 μόρια ξηρῶν καυσαερίων:

$$C_a H_b + xO_2 + yN_2 = 12.5\ CO_2 + 0{,}3\ CO + 3{,}1\ O_2 + 84{,}1\ N_2 + zH_2O \quad (1)$$

ἄτομα ἄνθρακα (C) : $a = 12{,}5 + 0{,}3 = 12{,}8$

μόρια ἀζώτου (N_2) : $y = 84{,}1$, ἀλλά πάντα ἔχομε $\dfrac{y}{x} = 3{,}76$

$$\text{ὁπότε } x = \frac{84{,}1}{3{,}76} = 22{,}37$$

μόρια ὀξυγόνου (O_2) : $22{,}37 = 12{,}5 + \dfrac{0{,}3}{2} + 3{,}1 + \dfrac{z}{2}$

ἄρα $z = 13{,}24$

μόρια ὑδρογόνου (H_2) : $b = 2\,z = 2 \times 13{,}24 = 26{,}48$

ὁπότε ἡ πιό πάνω ἐξίσωση (1) γράφεται ὡς:

$$C_{12{,}8}H_{26.48} + 22{,}37\ O_2 + 84{,}1\ N_2 = \\ = 12{,}5\ CO_2 + 0.3\ CO + 3{,}1\ O_2 + 84{,}1\ N_2 + 13{,}2\ H_2O \quad (2)$$

καί ὁ λόγος ἀέρα - καυσίμου $r_{a/f}$ εἶναι:

$$r_{a/f} = \frac{(22{,}37 \times 32) + (84.1 \times 28)}{1 \times [(12{,}8 \times 12) + (26{,}48 \times 1)]} = 17{,}05 \frac{\text{kg ἀέρα}}{\text{kg καυσίμου}}$$

β) Γιά θεωρητική καύση, τό ὀξυγόνο καί τό CO πού ὑπάρχει στά καυσαέρια θά πρέπει νά καεῖ σέ CO_2, ὅπως ἐπίσης καί τό CO. Ἡ ἐξίσωση (2) λοιπόν γράφεται:

$$C_{12{,}8}H_{26{,}48} + 19{,}42\ O_2 + 19{,}4\ (3{,}76)\ N_2 = 12{,}8\ CO_2 + 13{,}2\ H_2O + 73\ N_2$$

μέ λόγο ἀέρα - καυσίμου γιά στοιχειομετρική καύση

$$r'_{a/f} = \frac{(19{,}4 \times 32) + (73 \times 28)}{180{,}08} = 14{,}80 \frac{\text{kg ἀέρα}}{\text{kg καυσίμου}}$$

Ἄρα, περίσσεια ἀέρα $\dfrac{17{,}05 - 14{,}80}{14{,}80} \times 100 = 15\%$ ἤ θεωρητικός ἀέρας 115%

γ) Τελικά ἡ σύνθεση τοῦ καυσίμου κατά μάζα εἶναι:

ἄνθρακας C : $\dfrac{12{,}8 \times 12}{180{,}08} = 0{,}853$ ἤ 85,3%

ὑδρογόνο H : $\dfrac{26{,}4 \times 1}{180{,}08} = 0{,}147$ ἤ 14,7%

Παράδειγμα 3.

Τό πετρέλαιο τοῦ ἀτμολέβητα ἑνός πλοίου καί ἡ ἀνάλυση τῶν καυσαερίων μέ τή συσκευή Orsat ἔδωσαν τά ἑξῆς στοιχεῖα:

Ἀνάλυση καυσίμου κατά μάζα	Ἀνάλυση καυσαερίων κατά ὄγκο (ξηρά καυσαέρια)
C : 86%	CO_2 : 12%
H_2 : 13%	CO : 1,5%
N_2 : 0,2%	O_2 : 3,6%
S : 0,2%	N_2 : 82,9%
O_2 : 0,6%	

Νά προσδιορισθεῖ: α) Ὁ λόγος ἀέρα - καυσίμου γιά στοιχειομετρική καύση, β) τό βάρος τῶν ξηρῶν καυσαερίων ἀνά kg καυσίμου καί γ) ὁ πραγματικός λόγος ἀέρα - καυσίμου.

Λύση.

α) Ἐργαζόμενοι ἀνάλογα, ὅπως στό Παράδειγμα 1 τῆς παραγράφου 14.6, γράφομε τίς ἐξισώσεις γιά τή στοιχειομετρική καύση 1 kg καυσίμου, χρησιμοποιώντας τήν ἀναλογία καυσίμου κατά μάζα:

$$\frac{0{,}86}{12}\,C + \frac{0{,}86}{12}\,O_2 = \frac{0{,}86}{12}\,CO_2$$

$$\frac{0{,}13}{2}\,H_2 + \frac{0{,}13}{4}\,O_2 = \frac{0{,}13}{2}\,H_2O$$

$$\frac{0{,}002}{32}\,S + \frac{0{,}002}{32}\,O_2 = \frac{0{,}002}{32}\,SO_2$$

Ἔτσι, γιά τήν καύση ἀπαιτοῦνται:

$$\frac{0{,}86}{12} + \frac{0{,}13}{4} + \frac{0{,}002}{32} = 0{,}1042 \text{ kmol } O_2/\text{kg καυσίμου}$$

ἐνῶ στό καύσιμο ὑπάρχουν $\dfrac{0{,}006}{32} = 0{,}0002$ kmol O_2/kg καυσίμου.

Ἄρα ἀπαιτοῦνται: $N_\alpha = \dfrac{100}{21}(0{,}1042 - 0{,}0002) = 0{,}4952$ kmol ἀέρα/kg καυσίμου

ἤ $M_\alpha = 0{,}4952 \times 28{,}96 = 14{,}34$ kg-ἀέρα
γιά στοιχειομετρική καύση 1 kg καυσίμου.

Ἄρα, ὁ στοιχειομετρικός λόγος ἀέρα - καυσίμου εἶναι:

$$r'_{a/f} = \frac{14{,}34}{1} = 14{,}34 \text{ kg-ἀέρα / kg-καυσίμου.}$$

β) Γιά τόν προσδιορισμό τοῦ βάρους τῶν ξηρῶν καυσαερίων ἀνά kg καυσίμου, χρησιμοποιοῦμε τήν ἀναλογία τοῦ ἄνθρακα στό καύσιμο καί στό καυσαέριο.

Στό καύσιμο ὁ ἄνθρακας ἔχει ἀναλογία 0,86 κατά μάζα, δηλαδή ἔχομε 0,86 kg C/kg καυσίμου.

Στά καυσαέρια, ἡ ἀναλογία τοῦ ἄνθρακα προκύπτει ἀπό τήν κατά βάρος ἀνάλυση ὡς ἑξῆς:

Σύνολο μορίων καυσαερίων : 12 + 1.5 + 3,6 + 82,9 = 100

	Μόριο/μόριο καυσαερίων	Μάζα σέ kg	kg/kg καυσαερίων
CO_2 :	$\frac{12}{100} = 0{,}12$	$0{,}12 \times 44 = 5{,}280$	$\frac{5{,}280}{30{,}064} = 0{,}176$
CO :	$\frac{1{,}5}{100} = 0{,}015$	$0{,}015 \times 28 = 0{,}420$	0,014
O_2 :	$\frac{3{,}6}{100} = 0{,}036$	$0{,}036 \times 32 = 1{,}152$	0,038
N_2 :	$\frac{82{,}9}{100} = 0{,}829$	$0{,}829 \times 28 = 23{,}212$	0,772
		30,064	1,000

Ὁπότε ὁ ἄνθρακας C πού ὑπάρχει στά καυσαέρια εἶναι:

$$\frac{12}{44}\,\frac{\text{kgC}}{\text{kg } CO_2} \times 0{,}176\,\frac{\text{kg } CO_2}{\text{kg καυσαερίων}} + \frac{12}{28}\,\frac{\text{kg C}}{\text{kg CO}} \times 0{,}014\,\frac{\text{kg CO}}{\text{kg καυσαερίων}}$$

$$= 0{,}048 + 0{,}006 = 0{,}054 \text{ kg C/kg καυσαερίων} \qquad (2)$$

Διαιρώντας τά ἀποτελέσματα (1) καί (2) παίρνομε:

$$\frac{0.86}{0{,}054} = 15{,}93 \text{ kg καυσαερίων/kg καυσίμου.}$$

γ) Ἕνα μόριο τῶν καυσαερίων περιέχει 0,12 μόρια CO_2, 0,015 μόρια CO καί 0,829 μόρια ἀζώτου. Ὁ λόγος μαζῶν ἄνθρακα πρός ἄζωτο στά καυσαέρια εἶναι:

$$\frac{12\,(0{,}12 + 0{,}015)}{28 \times 0{,}829} = 0{,}070$$

Ἐπειδή 1 kg ἀέρα περιέχει 0,768 kg ἀζώτου, ὁ λόγος τοῦ ἄνθρακα καί ἀζώτου στά στοιχεῖα τῆς καύσεως, θεωρώντας τό ποσοστό τοῦ ἀζώτου στό καύσιμο 0.2% ἀμελητέο, εἶναι:

$$\frac{0{,}86}{0{,}768\, r_{a/f}}$$

Οἱ λόγοι αὐτοί πρέπει νά εἶναι ἴσοι πρίν καί μετά τή καύση. Ὥστε:

$$r_{a/f} = \frac{0{,}86}{0{,}768 \times 0{,}070} = 16$$

Ἄρα ἔχομε περίσσεια ἀέρα: $\dfrac{16 - 14{,}34}{14{,}34} \times 100 = 11{,}6\%$

14.8 Ἀποβαλλόμενη θερμότητα μέ τά καυσαέρια.

Ὁ ὑπολογισμός τῆς θερμότητας πού ἀποβάλλεται μέ τά καυσαέρια χωρίζεται σέ δύο μέρη· τόν ὑπολογισμό τῆς θερμότητας τῶν ξηρῶν καυσαερίων καί τόν ὑπολογισμό τῆς θερμότητας τῶν ὑδρατμῶν πού βρίσκονται μέσα στά καυσαέρια.

Ἡ θερμότητα πού χάνεται μέ τά ξηρά καυσαέρια ἀνά χιλιόγραμμο καυσίμου δίνεται προσεγγιστικά ἀπό τή σχέση:

$$q_{\xi\kappa} = m_{\kappa\sigma}\, c_p\, (t_2 - t_1) \tag{14.8}$$

ὅπου: $m_{\kappa\sigma}$ ἡ μάζα τῶν ξηρῶν καυσαερίων ἀνά kg καυσίμου.
c_p εἰδική θερμότητα τῶν καυσαερίων πού ἐξαρτᾶται ἀπό τή σύνθεση καί τή θερμοκρασία καυσαερίων. Γιά τούς δικούς μας ὑπολογισμούς ἡ τιμή 1,1 kJ/kgK θεωρεῖται ἀρκετά ἀκριβής.
t_2 θερμοκρασία τῶν καυσαερίων.
t_1 θερμοκρασία τοῦ ἀέρα πού δίνεται γιά τήν καύση.

Ἡ θερμότητα πού χάνεται μέ τούς ὑδρατμούς τῶν καυσαερίων δίνεται προσεγγιστικά ἀπό τή σχέση:

$$q_\upsilon = m_\upsilon (h_1 - h_f) \tag{14.9}$$

ὅπου: m_υ ἡ μάζα τοῦ ὑδρατμοῦ ἀνά kg καυσίμου.
h_1 ἡ ἐνθαλπία ἀτμοῦ θερμοκρασίας t_2 καί πιέσεως ἴσης μέ τή μερική πίεση τοῦ ὑδρατμοῦ μέσα στό μίγμα τῶν καυσαερίων. Ἄν καί ἡ μερική πίεση εἶναι πιό χαμηλή ἀπό τήν ἀτμοσφαιρική, μποροῦμε προσεγγιστικά νά πάρομε μία ἀτμόσφαιρα χωρίς νά κάνομε σοβαρό λάθος.
h_f αἰσθητή θερμότητα ὕδατος πού ἀντιστοιχεῖ στή θερμοκρασία τοῦ καυσίμου πού δίνεται στούς καυστῆρες.

Παράδειγμα.

Νά ὑπολογισθεῖ ἡ θερμότητα πού χάνεται μέ τά καυσαέρια τοῦ παραδείγματος 3 (παράγρ. 14.7) ἀνά kg καυσίμου. Ἡ θερμοκρασία τῶν καυσαερίων στήν ἔξοδο τῆς καπνοδόχου εἶναι 200°C, ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀέρα πού δίνεται γιά τήν καύση 30°C καί ἡ θερμοκρασία τοῦ πετρελαίου στούς καυστῆρες 35°C.

Λύση.

Τήν εἰδική θερμότητα, c_p, τῶν καυσαερίων τήν παίρνομε ἴση μέ 1,1 kJ/kgK. Ἐπίσης ἀπό τό παράδειγμα 3 (παράγρ. 14.7) βρήκαμε ὅτι $m_{κσ} = 15{,}93$ kg καυσαερίων/kg καυσίμου. Ἀντικαθιστοῦμε στήν ἐξίσωση (14.8) καί ἔχομε τή θερμότητα πού χάνεται μέ τά ξηρά καυσαέρια:

$$q_{ξκ} = 15{,}93 \times 1{,}1 \times (200 - 30) = 2979 \text{ kJ/kg καυσίμου.}$$

Γιά νά ὑπολογίσομε τή θερμότητα πού χάνεται μέ τόν ὑδρατμό τῶν καυσαερίων, βρίσκομε πρῶτα τά h_1 καί h_f ἀπό τούς πίνακες ἀτμοῦ. Ἔτσι, γιά:

$t = 200°C$ καί $p = 1$ bar $\quad h_1 = 2875{,}4$ kJ/kg (πίνακας Γ3)

$t = 35°C$ $\quad h_f = 146{,}6$ kJ/kg (πίνακας Γ1)

Ἐπίσης, ἀπό τό ἴδιο παράδειγμα 3 ἔχομε ὅτι γιά στοιχειομετρική καύση ὁ ὑδρατμός πού ὑπάρχει στά καυσαέρια ἔχει μάζα:

$$\frac{0{,}13 \times 18}{2} = 1{,}170 \text{ kg/kg καυσίμου:}$$

Ὁπότε ἀπό τήν ἐξίσωση (14.9) ἔχομε:

$$q_u = 1{,}170 \times (2875{,}4 - 146{,}6) = 3192{,}7 \text{ kJ/kg καυσίμου:}$$

Ἡ συνολική ἀπώλεια τῆς θερμότητας μέ τά καυσαέρια ἀνέρχεται σέ:

$$q = q_{ξκ} + q_u = 2979 + 3192{,}7 = 6171{,}7 \text{ kJ/kg καυσίμου.}$$

14.9 Θερμογόνος δύναμη καυσίμου.

Ἄς δοῦμε τώρα ἕνα μέγεθος πού συναντᾶμε συχνά στήν πράξη καί εἶναι ἰδιαίτερα σημαντικό γιά ἕνα καύσιμο. Τό μέγεθος αὐτό τό ὀνομάζομε ***θερμογόνο δύναμη*** τοῦ καυσίμου καί τό ὁρίζομε ὡς ἑξῆς:

Ἡ θερμογόνος δύναμη ἑνός καυσίμου εἶναι ἡ θερμότητα τῆς χημικῆς ἀντιδράσεως πού γίνεται μέ σταθερή πίεση στήν ὁποία τό καύσιμο καίγεται τελείως μέ τό ὀξυγόνο.

Μέ τή λέξη ***«τελείως»*** ἐννοοῦμε ὅτι ὅλο τό ὑδρογόνο τῶν προϊόντων τῆς καύσεως περιέχεται στά μόρια τοῦ H_2O καί ὅλος ὁ ἄνθρακας στά μόρια τοῦ CO_2. Ἄν στό καύσιμο ὑπάρχει θεῖο (S), τό ὀξείδιο πού θά πρέπει νά σχηματισθεῖ εἶναι τό διοξείδιο τοῦ θείου (SO_2). Ἡ θερμογόνος δύναμη ἐκφράζεται σέ kJ/kg καυσίμου ἤ kcal/kg καυσίμου.

Οἱ ὅροι ***ἀνώτερη θερμογόνος δύναμη*** H_0 καί ***κατώτερη θερμογόνος δύναμη*** H_u χρησιμοποιοῦνται ἀντίστοιχα γιά τίς περιπτώσεις ὅπου ὁ ὑδρατμός βρίσκεται σέ ὑγρή ἤ ἀέρια κατάσταση. Οἱ δύο αὐτές θερμογόνες δυνάμεις συνδέονται μέ τή σχέση:

$$H_0 = H_u + mh_{fg} \quad (14.10)$$

ὅπου m εἶναι ἡ μάζα τοῦ H_2O πού παράγεται ἀνά μονάδα καιομένου καυσίμου καί h_{fg} εἶναι ἡ ἐνθαλπία ἀτμοποιήσεως τοῦ νεροῦ σέ ἀτμοσφαιρική πίεση. Στήν πράξη, τήν ἐνθαλπία h_{fg} τήν παίρνομε ἴση μέ 2442 kJ/kg, ἄν καί πραγματικά ἐξαρτᾶται ἀπό τήν πίεση καί τή θερμοκρασία.

Μερικές τυπικές τιμές θερμογόνου δυνάμεως στερεῶν καί ὑγρῶν καυσίμων δίδονται στόν πίνακα 14.9.1.

ΠΙΝΑΚΑΣ 14.9.1.
Τυπικές θερμογόνες δυνάμεις καυσίμων.
Στερεά καύσιμα

Καύσιμο	Θερμογόνος δύναμη, kJ/kg	
	Ἀνώτερη	Κατώτερη
Ἀνθρακίτης	34583	33913
Κώκ	30731	30480
Λιγνίτης	21646	20390
Τύρφη	15910	14486

Ὑγρά καύσιμα

Καύσιμο	Θερμογόνος δύναμη, kJ/kg	
	Ἀνώτερη	Κατώτερη
Βενζίνη (100 ὀκτανίων)	47311	44003
Κεροζίνη	46180	43166
Πετρέλαιο Diesel	45971	43166
Ἐλαφρύ πετρέλαιο	44799	42077
Βαρύ πετρέλαιο (Bunker C)	42054	39961

Φυσικά ἡ θερμογόνος δύναμη ἑνός καυσίμου πού προέρχεται ἀπό τήν ἀνάμιξη δύο ἄλλων καυσίμων μπορεῖ νά προσδιορισθεῖ μέ τό ἄθροισμα τῶν θερμογόνων δυνάμεων τῶν συστατικῶν καυσίμων, σύμφωνα μέ τό νόμο Gibbs-Dalton.

14.10 Βαθμοί ἀποδόσεως θαλάμων καύσεως.

Δύο σημαντικοί βαθμοί ἀποδόσεως πού ἔχουν σχέση μέ τήν καύση, εἶναι ὁ βαθμός ἀποδόσεως καύσεως, η_K, καί ὁ θερμικός βαθμός ἀποδόσεως η_b.

Βαθμός ἀποδόσεως καύσεως. Στίς προηγούμενες παραγράφους, μεταξύ τῶν ἄλλων ἐξετάσαμε καί τίς τέλειες καύσεις, δηλαδή καύσεις στίς ὁποῖες ὁ ἄνθρακας καί τό ὑδρογόνο στό καύσιμο μετατρέπονται σέ διοξείδιο τοῦ ἄνθρακα, CO_2, καί ὑδρατμό, H_2O. Ἡ τέλεια καύση ὅμως εἶναι δύσκολο νά ἐπιτευχθεῖ στήν πράξη, γιατί εἶναι δύσκολη ἡ πλήρης ἀνάμειξη τοῦ καυσίμου καί τοῦ ἀέρα μέσα στούς θαλάμους καύσεως καί ὁ χρόνος τῆς παραμονῆς τοῦ μίγματος καυσίμου-ἀέρα μέσα σ' αὐτούς δέν εἶναι ἀρκετός γιά τήν ὁλοκλήρωση τῆς καύσεως. Ἔτσι, τό πόσο ἀποδοτική εἶναι ἡ καύση μέσα στούς θαλάμους καύσεως μετρᾶται μέ τό βαθμό ἀποδόσεως καύσεως, η_κ, πού παίρνει τήν τιμή 1 γιά τήν τέλεια καύση καί τήν τιμή 0 γιά τήν ἔλλειψη καύσεως.

Ἀπό τούς διάφορους ὁρισμούς πού ἔχουν δοθεῖ στόν η_κ θά ἀναφέρομε αὐτόν πού μπορεῖ νά μετρηθεῖ πιό εὔκολα. Ὁ ὁρισμός αὐτός εἶναι:

$$\eta_\kappa = \frac{\text{κατά όγκο πραγματικό ποσοστό } CO_2 \text{ στά καυσαέρια}}{\text{κατά όγκο ποσοστό } CO_2 \text{ στά καυσαέρια γιά τέλεια καύση μέ τό ἴδιο καύσιμο καί ἀέρα}} \tag{14.11}$$

Αὐτός ὁ ὁρισμός ἔχει τό μειονέκτημα ὅτι μπορεῖ νά μᾶς δώσει $\eta_\kappa = 1$ παρ'ὅλο ὅτι δέν λαμβάνει ὑπ' ὄψη τό ὑδρογόνο πού πιθανῶς νά διαφύγει ἀπό τήν καύση. Αὐτή τήν περίπτωση ὅμως σπάνια τή συναντᾶμε στήν πράξη.

Θερμικός βαθμός ἀποδόσεως. Ὁ θερμικός βαθμός ἀποδόσεως χρησιμοποιεῖται στούς λέβητες καί ὁρίζεται ὡς

$$\eta_b = \frac{\text{Θερμότητα πού μεταφέρεται ἀπό τά καυσαέρια στό θερμαινόμενο μέσο/kg καυσίμου}}{\text{θερμογόνος δύναμη τοῦ καυσίμου}} \tag{14.12}$$

Ὁ ἀριθμητής εἶναι στήν πράξη πάντα μικρότερος ἀπό τόν παρονομαστή, γιατί τά καυσαέρια σπάνια φεύγουν ἀπό τό θάλαμο καύσεως στή θερμοκρασία τοῦ καυσίμου καί τοῦ ἀέρα πού εἰσέρχονται σ' αὐτόν· ἐπίσης ἔχομε ἀπώλεια θερμότητας πρός τό περιβάλλον λόγω μή καλῆς μονώσεως. Ἔτσι, ὁ θερμικός βαθμός ἀποδόσεως, π.χ. σέ ἕνα καλά συντηρημένο καί μονωμένο λέβητα, δέν ξεπερνᾶ τό 90%.

Ὡς θερμογόνο δύναμη τοῦ καυσίμου μποροῦμε νά χρησιμοποιήσομε εἴτε τήν ἀνώτερη εἴτε τήν κατώτερη, ἀρκεῖ μέσα στούς ὑπολογισμούς μας νά φαίνεται καθαρά ποιά ἀπό τίς δύο χρησιμοποιήσαμε.

Παράδειγμα 1.

Ἕνας λέβητας παράγει 11 kg ἀτμοῦ ἀνά χιλιόγραμμο καιομένου καυσίμου ἀνώτερης θερμογόνου δυνάμεως 42000 kJ/kg. Τό νερό τῆς τροφοδοτήσεως εἰσέρχεται στό λέβητα μέ θερμοκρασία 60°C καί ὁ ἀτμός πού παράγεται ἔχει πίεση 4×10^6 N/m² καί θερμοκρασία 500°C. Νά προσδιορισθεῖ ὁ θερμικός βαθμός ἀποδόσεως τοῦ λέβητα.

Λύση.

Ὁ λέβητας εἶναι ἕνα ἀνοικτό σύστημα ὅπου ἔχομε σταθερή ροή μάζας, στή διάρκεια τῆς ὁποίας τό νερό μετατρέπεται σέ ἀτμό μέ τή θερμότητα, Q, πού δίνεται ἀπό τή καύση τοῦ καυσίμου. Ἔτσι, σύμφωνα μέ τόν πρῶτο θερμοδυναμικό νόμο, μποροῦμε νά γράψομε ὅτι:

$$mh_w + Q = mh_s \tag{1}$$

ὅπου h_w, h_s ἡ ἐνθαλπία τοῦ νεροῦ καί ἀτμοῦ ἀντίστοιχα m ἡ μάζα ἀτμοῦ = 11 kg/kg καυσίμου.

Ἀπό τούς πίνακες ἀτμοῦ τοῦ παραρτήματος «Γ» ἔχομε:

γιά $t_w = 60\,°C$ $\quad h_w = 251,1$ kJ/kg

$p_s = 40$ bar καί $t_s = 500\,°C$ $\quad h_s = 3445$ kJ/kg.

Ἄρα ἀπό τήν ἐξίσωση (1) παίρνομε ὅτι:

$$Q = m(h_s - h_w) = 11 \times (3445 - 251,1) = 35132,9 \text{ kJ/kg καυσίμου}$$

ὁπότε ὁ θερμικός βαθμός ἀποδόσεως τοῦ λέβητα, ἀπό τήν ἐξίσωση (14.12), εἶναι:

$$\eta_b = \frac{Q}{H_0} = \frac{35132,9}{42000} = 0,836$$

ἤ $\eta_b = 83,6\%$ βασισμένο στήν ἀνώτερη θερμογόνο δύναμη.

Παράδειγμα 2.

Ἕνας ἀεριοστρόβιλος ἔχει εἰδική κατανάλωση καυσίμου 0,46 kg καυσίμου/kWh. Ἡ ἀνώτερη θερμογόνος δύναμη τοῦ καυσίμου πού καίεται εἶναι 42500 kJ/kg καυσίμου. Νά προσδιορισθεῖ ὁ θερμικός βαθμός ἀποδόσεως τοῦ ἀεριοστροβίλου.

Λύση.

Μέ βάση τήν ἐξίσωση (9.29) ἔχομε ὅτι:

$$\eta_\theta = \frac{3600}{b_e H_0} = \frac{3600}{0,46 \times 42500} = 0,184 \text{ ἤ } 18,4\%$$

Παράδειγμα 3.

Μιά μικρή βενζινομηχανή ἀναπτύσσει ἰσχύ 50 kW. Τό μίγμα καυσίμου-ἀέρα εἶναι «πλούσιο» 110% καί ἡ κατανάλωση τοῦ ἀέρα 3,12 kg/min. Ὁ στοιχειομετρικός λόγος ἀέρα-καυσίμου εἶναι 14,5 καί ἡ ἀνώτερη θερμογόνος δύναμη τοῦ καυσίμου εἶναι 44000 kJ/kg. Ζητεῖται νά βρεθεῖ (α) ἡ εἰδική κατανάλωση τοῦ καυσίμου kg/kWh καί (β) ὁ θερμικός βαθμός ἀποδόσεως η_b.

Λύση.

α) Πρῶτα βρίσκομε τό λόγο ἀέρα-καυσίμου τῆς μηχανῆς, $r_{a/f}$, ἀπό τήν ἐξίσωση (14.7):

$$r_{a/f} = 14,5 \times \frac{100}{110} = 13,18$$

Στή συνέχεια, ἀπό τήν κατανάλωση τοῦ ἀέρα καί τό $r_{a/f}$ βρίσκομε τήν παροχή τοῦ καυσίμου:

$$\dot{m}_\kappa = \frac{3,12}{60} \times \frac{1}{13,18} = 3,95 \times 10^{-3} \text{ kg καυσίμου/s.}$$

Τελικά ἡ εἰδική κατανάλωση τοῦ καυσίμου εἶναι:

$$\frac{\dot{m}}{\dot{W}} = \frac{3{,}95 \times 10^{-3} \times 3600}{50} = 0{,}284 \text{ kg καυσίμου/kWh.}$$

β) Μέ βάση τήν ἐξίσωση (9.29), παίρνομε τό βαθμό ἀποδόσεως βασισμένο στήν ἀνώτερη θερμογόνο δύναμη τοῦ καυσίμου:

$$\eta_\theta = \frac{3600}{b_e H_0} = \frac{3600}{0{,}284 \times 44000} = 0{,}288 \text{ ἤ } 28{,}8\%.$$

14.11 Ἀσκήσεις.

Παρατηρήσεις:

α) Στίς πιό κάτω ἀσκήσεις νά θεωρηθεῖ ὅτι ὁ ἀέρας περιέχει:

- *23,2% ὀξυγόνο καί 76,8% ἄζωτο κατά μάζα.*
- *21,0% ὀξυγόνο καί 79% ἄζωτο κατ' ὄγκο.*

β) Ὅλα τά ἀέρια συστατικά τῆς καύσεως καί τά μή ὑγροποιούμενα προϊόντα της νά θεωρηθοῦν ὅτι εἶναι τέλεια ἀέρια.

1. Ἕνα στερεό καύσιμο πού περιέχει κατά μάζα 84% ἄνθρακα, 14% ὑδρογόνο καί 2% θεῖο καίεται τελείως μέ τό ὀξυγόνο. Νά προσδιορισθεῖ: α) Ἡ ἐλάχιστη ποσότητα τοῦ ὀξυγόνου πού χρειάζεται καί β) ἡ σύνθεση, κατά μάζα, τῶν προϊόντων τῆς καύσεως.

   (*Ἀπ.* α) 3,38 kg, β) 3,08 kgCO_2, 1,20 kg H_2O, 0,04 kg SO_2)

2. Ἕνα μίγμα C_8H_{18} καί ἀέρας καίεται μέ τέλεια καύση. Ζητεῖται: α) Ὁ στοιχειομετρικός λόγος ἀέρα - καυσίμου κατά μάζα καί β) ἡ μοριακή σύνθεση τῶν προϊόντων τῆς καύσεως.

   (*Ἀπ.* α) 15,13, β) 70,2 CO_2 78,9 H_2O 415 N_2)

3. Ἕνα ὑγρό καύσιμο ἔχει σύνθεση κατά μάζα 84% ἄνθρακα καί 16% ὑδρογόνο. Τό καύσιμο χρησιμοποιεῖται σέ μιά μηχανή καί εἶναι «πλούσιο» 115%. Ἄν θεωρηθεῖ ὅτι ὅλο τό ὑδρογόνο καίεται τελείως καί ὅτι δέν ὑπάρχει «ἐλεύθερο» ὀξυγόνο στά καυσαέρια, νά βρεθεῖ: α) Ἡ μοριακή σύνθεση τῶν καυσαερίων καί β) ἡ κατά Orsat ἀνάλυσή τους.

   (*Ἀπ.* α) 80 H_2O, 41 CO_2, 29 CO, 366 N_2 β) 9,4% CO_2, 6,7% CO, 83,9% N_2)

4. Ἕνας λέβητας καίει καύσιμο πού ἔχει κατά μάζα σύνθεση 82% ἄνθρακα, 5% ὑδρογόνο, 6% ὀξυγόνο καί 7% τέφρα. Ἡ κατά ὄγκο σύνθεση τῶν ξηρῶν καυσαερίων εἶναι 13,2% διοξείδιο τοῦ ἄνθρακα, 1,5% μονοξείδιο τοῦ ἄνθρακα, 6,8% ὀξυγόνο καί 78,5 ἄζωτο. Ζητεῖται: α) Ὁ λόγος ἀέρα-καυσίμου καί β) ἡ ἐπί τοῖς ἑκατό περίσσεια ἀέρα.

   (*Ἀπ.* α) 13,5, β) 24,1%)

5. Ἕνα μίγμα καυσίμου πού ἔχει 50% C_7H_{16} καί 50% C_8H_{18} καίεται μέ 20% περίσσεια ἀέρα. Ζητεῖται: α) Ἡ μάζα τοῦ ἀέρα γιά τήν καύση 100 kg καυσίμου καί β) ἡ κατά ὄγκο ἀνάλυση τῶν καυσαερίων.

   (*Ἀπ.* α) 1719 kg ἀέρα, β) 10,5%, 11,9%, 74,3%, 3,3%)

6. Ἕνας λέβητας παράγει ἀτμό πιέσεως 2×10^6 N/m^2 καί θερμοκρασίας 300°C ἀπό τροφοδοτικό νερό θερμοκρασίας 65°C. Ὁ θερμικός βαθμός ἀποδόσεως τοῦ λέβητα εἶναι 0,86. Τό καύσιμο ἔχει κατώτερη θερμογόνο δύναμη 40×10^6 J/kg. Νά προσδιορισθεῖ τό ἀπαιτούμενο καύσιμο γιά τήν παραγωγή 1 kg ἀτμοῦ.

   (*Ἀπ.* 0,08)

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΔΕΚΑΤΟ ΠΕΜΠΤΟ

ΨΥΚΤΙΚΑ ΣΥΣΤΗΜΑΤΑ ΚΑΙ ΚΛΙΜΑΤΙΣΜΟΣ

15.1 Γενικά.

Στή Θερμοδυναμική μέ τόν όρο ***ψύξη*** δέν έννοοῦμε ἁπλῶς τή διατήρηση ἑνός σώματος ἤ συστήματος σέ θερμοκρασία μικρότερη τοῦ περιβάλλοντος, ἀλλά σέ θερμοκρασίες πολύ χαμηλότερες, τίς ὁποῖες, γιά νά τίς πετύχομε χρειαζόμαστε τήν ὕπαρξη καί λειτουργία κάποιου μηχανισμοῦ. Ἡ δημιουργία χαμηλῶν θερμοκρασιῶν σ' ἕνα χῶρο ἤ ἡ διατήρηση ἑνός σώματος σ' αὐτές τίς θερμοκρασίες συνεπάγεται, ὅπως θά δοῦμε, τή μεταφορά θερμότητας ἀπό τό χῶρο ἤ τό σῶμα σέ κάποιο ἐργαζόμενο μέσο μέ χαμηλότερη θερμοκρασία καί ἀκολούθως μεταφορά θερμότητας ἀπό αὐτό σέ χῶρο μέ ὑψηλότερη θερμοκρασία. Σύμφωνα ὅμως μέ τό δεύτερο θερμοδυναμικό νόμο, γιά νά πετύχομε μεταφορά θερμότητας ἀπό κάποιο «ψυχρό» μέσο σέ κάποιο «θερμό» σύστημα χρειάζεται νά δώσομε μηχανικό ἔργο ἤ ἐνέργεια, ὅπως ἄλλωστε εἴδαμε συνοπτικά καί στήν παράγραφο 7.7. Στό κεφάλαιο αὐτό θά ἀσχοληθοῦμε μέ τή θερμοδυναμική τῶν συστημάτων ἐκείνων, στά ὁποῖα δίνομε ἐνέργεια γιά νά πετύχομε τήν ψύξη ἑνός χώρου ἤ σώματος. Τά συστήματα αὐτά τά ὀνομάζομε ***ψυκτικά συστήματα*** ἤ ***ψυκτικές μηχανές.***

Ὁ κύριος σκοπός ἑνός τέτοιου συστήματος μπορεῖ νά μήν εἶναι κατ' ἀνάγκη ἡ διατήρηση χαμηλῆς θερμοκρασίας ἤ ἡ ψύξη ἑνός χώρου. Ἀντίθετα, ὁ σκοπός μπορεῖ νά εἶναι ἡ μεταφορά θερμικῆς ἐνέργειας ἤ θερμότητας σέ κάποιο χῶρο ἤ σῶμα γιά τήν ἀνύψωση τῆς θερμοκρασίας του ἤ τή διατήρηση τῆς θερμοκρασίας του σέ κάποιο ἐπιθυμητό ἐπίπεδο. Ἕνα τέτοιο σύστημα εἶναι ἡ λεγόμενη ***ἀντλία θερμότητας.*** Θερμοδυναμικά, μεταξύ μιᾶς ψυκτικῆς ἐγκαταστάσεως καί μιᾶς ἀντλίας θερμότητας δέν ὑπάρχει διαφορά. Σέ πολλές ἐφαρμογές, ὁ ἴδιος μηχανισμός ἄλλοτε ἐργάζεται ὡς ψυκτικό σύστημα καί ἄλλοτε ὡς ἀντλία θερμότητας. Σέ ὁρισμένες περιπτώσεις, ὅπου ἐπιθυμοῦμε νά ἔχομε ψύξη σέ μιά θερμοκρασία καί θέρμανση σέ κάποια ἄλλη, ἕνα σύστημα μπορεῖ νά λειτουργεῖ ταυτόχρονα καί ὡς ψυκτική μηχανή καί ὡς ἀντλία θερμότητας.

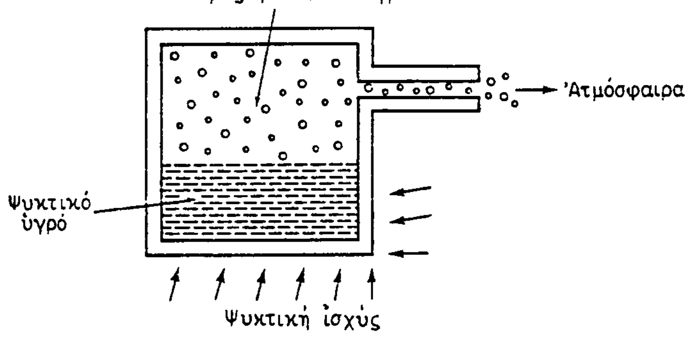
Ἀπό τά διάφορα εἴδη τῶν ψυκτικῶν μηχανῶν πού ὑπάρχουν στήν πράξη, θά ἐξετάσομε τό σύστημα ψύξεως μέ μηχανική συμπίεση ἀτμῶν καί θά περιγράψομε συνοπτικά τό σύστημα ψύξεως μέ ἀπορρόφηση ἀτμῶν, γιατί αὐτά κυρίως χρησιμοποιοῦνται στίς ψυκτικές ἐγκαταστάσεις τῶν πλοίων. Τίς ἐγκαταστάσεις αὐτές μποροῦμε νά τίς θεωρήσομε ὡς κοινές ψυκτικές ἐγκαταστάσεις πού μποροῦν νά πετύχουν θερμοκρασίες μέχρι καί −100°C. Γιά περιοχές ἐφαρμογῆς μέ θερμοκρασίες κάτω ἀπό τούς −100°C ἀσχολεῖται εἰδικός κλάδος τῆς Τεχνολογίας τῆς Ψύξεως, πού ὀνομάζεται Κρυογενετική (Cryogenics), ὁ ὁποῖος δέν θά μᾶς ἀπασχολήσει σ' αὐτό τό βιβλίο.

15.2 Ψυκτικός κύκλος.

Πρίν προχωρήσομε στή θερμοδυναμική περιγραφή καί ἐξέταση τῶν κύκλων μέ βάση τούς ὁποίους λειτουργοῦν οἱ ψυκτικές μηχανές ἤ ἐγκαταστάσεις, πρέπει νά ποῦμε λίγα λόγια γιά τό τί εἶναι ὁ ψυκτικός κύκλος καί μέ ποιό τρόπο μποροῦμε νά ἔχομε ψύξη. Ἔτσι θά καταλάβομε τή φυσική ἔννοια τοῦ τρόπου πού ἐπιτυγχάνεται ἡ ψύξη μέσα στίς ψυκτικές ἐγκαταστάσεις καί ἑπομένως θά μπορέσομε νά παρακολουθήσομε καλύτερα τή θερμοδυναμική ἀνάλυση τῶν κύκλων.

Ψυκτικός κύκλος εἶναι ὁ θερμοδυναμικός κύκλος μέ τόν ὁποῖο λειτουργοῦν οἱ ψυκτικές ἐγκαταστάσεις. Εἶναι δηλαδή τό σύνολο τῶν διαδοχικῶν μεταβολῶν τίς ὁποῖες ὑφίσταται τό ἐργαζόμενο μέσο, ὅπως καί στούς ἄλλους θερμοδυναμικούς κύκλους. Τό ἐργαζόμενο μέσο τοῦ ψυκτικοῦ κύκλου ὀνομάζεται ***ψυκτικό μέσο***. Ἄς δοῦμε ὅμως πῶς μέ τό ψυκτικό μέσο μποροῦμε νά πετύχομε τήν ψύξη ἑνός χώρου.

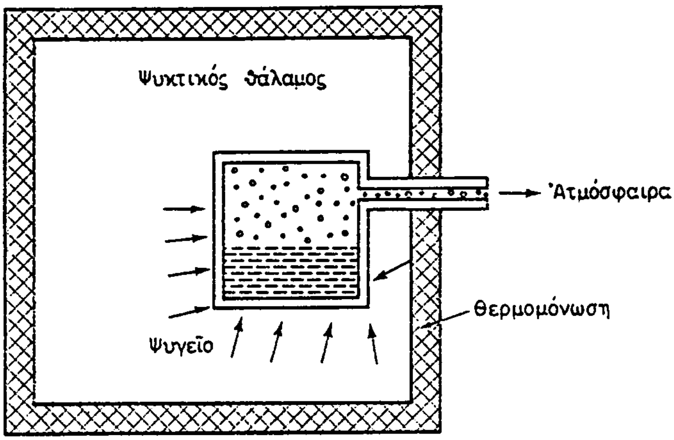
Ἔστω π.χ. τό δοχεῖο τοῦ σχήματος 15.2α, τό ὁποῖο ἐπικοινωνεῖ μέ τήν ἀτμόσφαιρα. Μέσα στό δοχεῖο ὑπάρχει ὑγρό ψυκτικό μέσο, τό ὁποῖο ἔχει θερμοκρασία ἀτμοποιήσεως περίπου −30°C σέ ἀτμοσφαιρική πίεση. Ὅταν γιά πρώτη φορά τοποθετοῦμε τό ψυκτικό μέσο μέσα στό δοχεῖο, ἡ πίεση καί ἡ θερμοκρασία στήν ἐλεύθερη ἐπιφάνεια τοῦ ὑγροῦ εἶναι ἡ ἀτμοσφαιρική πίεση καί ἡ θερμοκρασία τοῦ περιβάλλοντος, ἄς ποῦμε 20°C. Ἐπειδή ἡ πίεση εἶναι ἡ ἀτμοσφαιρική καί ἡ θερμοκρασία πολύ μεγαλύτερη ἀπό τή θερμοκρασία τῆς ἀτμοποιήσεως (−30°C), τό ὑγρό ψυκτικό μέσο ἀρχίζει νά ἀτμοποιεῖται, ὁπότε μέσα στό δοχεῖο σχηματίζονται ἀτμοί τοῦ ψυκτικοῦ μέσου. Ἐπιπλέον, δεδομένου ὅτι ἡ πίεση παραμένει σταθερή (ἀτμοσφαιρική), παράγεται συνεχῶς νέα



Σχ. 15.2α.
Ἀτμοποίηση ψυκτικοῦ μέσου.

ποσότητα ἀτμοῦ ἀπό τό ὑγρό τό ὁποῖο βέβαια ἐλαττώνεται. Γιά τήν παραγωγή ὅμως ἀτμοῦ ἀπό τό ὑγρό, δηλαδή γιά τήν ἀτμοποίησή του, ἀπαιτεῖται νά δοθεῖ στό ὑγρό ἡ θερμότητα ἀτμοποιήσεως. Ἡ θερμότητα αὐτή δίνεται ἀπό τό περιβάλλον στά τοιχώματα τοῦ δοχείου καί ἀπό αὐτά στό ὑγρό ψυκτικό μέσο. Μέ τόν τρόπο αὐτό τῆς ἀτμοποιήσεως τοῦ ψυκτικοῦ μέσου ἐπιτυγχάνεται ἡ δημιουργία μιᾶς ψυχρῆς ἐπιφάνειας, μέ θερμοκρασία —30°C περίπου, πού στήν περίπτωσή μας εἶναι ἡ ἐξωτερική ἐπιφάνεια τοῦ δοχείου. Στήν ἐπιφάνεια αὐτή προσδίνεται συνεχῶς θερμότητα ἡ ὁποία ἀφαιρεῖται ἀπό τόν ἀέρα τοῦ περιβάλλοντος μέ τελικό ἀποτέλεσμα τήν ψύξη τοῦ χώρου γύρω ἀπό τό δοχεῖο.

Ἄν τώρα τοποθετήσομε αὐτό τό δοχεῖο μέσα σ' ἕνα κλειστό καί θερμικά μονωμένο χῶρο, ὅπως φαίνεται στό σχῆμα 15.2β, τότε μέ τή διάταξη τοῦ δοχείου θά πετύχομε τήν ψύξη τοῦ κλειστοῦ αὐτοῦ χώρου. Ἡ διάταξη τοῦ σχήματος 15.2β ἀποτελεῖ ἕνα στοιχειώδη ψυκτικό θάλαμο.



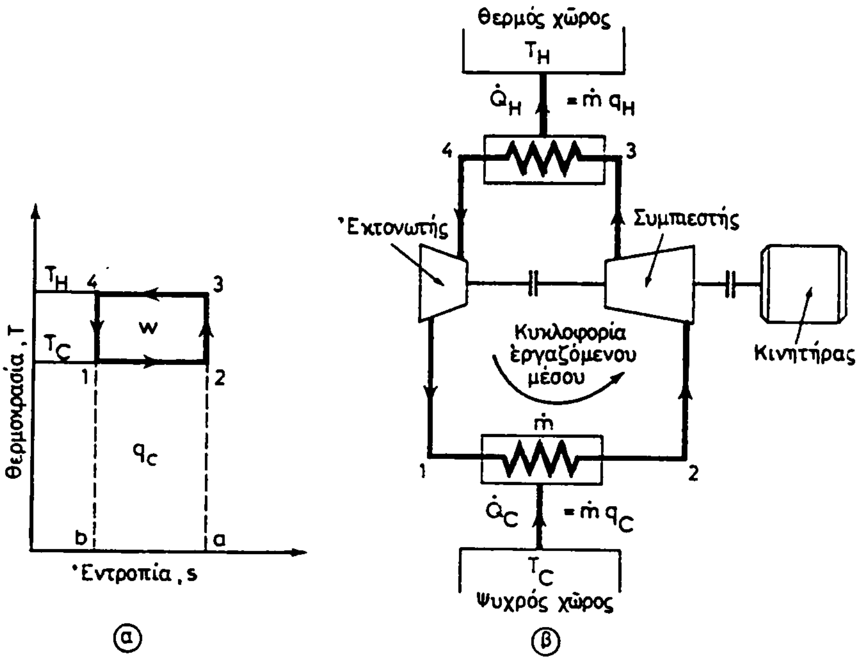
Σχ. 15.2β.
Ψύξη κλειστοῦ χώρου.

Τήν πιό πάνω διάταξη δέν θά τή συναντήσομε φυσικά σέ καμιά ἐγκατάσταση καί οὔτε ἀποτελεῖ κανένα ψυκτικό κύκλο. Τή μνημονεύσαμε μόνο γιά νά δώσομε μέ ἁπλά λόγια τό πολύ βασικό φαινόμενο τῆς ἀτμοποιήσεως, τό ἀποτέλεσμα τοῦ ὁποίου εἶναι ἡ ψύξη, δεδομένου ὅτι κάτι ἀνάλογο συμβαίνει σέ ὅλες τίς ψυκτικές ἐγκαταστάσεις στό χῶρο τῆς ψύξεως, ὅπως θά δοῦμε πιό κάτω.

Μποροῦμε τώρα νά δοῦμε πῶς λειτουργεῖ ἕνας ἰδανικός ψυκτικός κύκλος πού δέν εἶναι ἄλλος ἀπό τόν ἀντίστροφο ἤ ἀναστρέψιμο κύκλο Carnot πού εἴδαμε πολύ συνοπτικά στήν παράγραφο 7.7.

15.2.1 Ἀντίστροφος κύκλος Carnot.

Ἡ σχηματική παράσταση καί τό διάγραμμα T—s τοῦ κύκλου Carnot φαί-



Σχ. 15.2γ.
α) Διάγραμμα T-s. β) Σχηματική παράσταση ψυκτικῆς ἐγκαταστάσεως τοῦ ἀναστρέψιμου κύκλου Carnot.

νονται στό σχῆμα 15.2γ. 'Ο κύκλος αὐτός ἀποτελεῖται ἀπό δύο ἰσοεντροπικές καί δύο ἰσοθερμοκρασιακές διεργασίες, οἱ ὁποῖες εἶναι ἀναστρέψιμες [σχ. 15.2γ (α)]. Γιά νά πετύχομε αὐτές τίς διεργασίες, θεωροῦμε ὅτι ὁ κύκλος ἀποτελεῖται ἀπό δυό ἐναλλάκτες θερμότητας, ἕνα συμπιεστή καί ἕνα ἐκτονωτή. Στόν ἕνα ἐναλλάκτη τό ἐργαζόμενο μέσο παίρνει θερμότητα ἀπό τόν «ψυχρό» χῶρο σέ θερμοκρασία T_C (διεργασία 1 - 2), μέ ἀποτέλεσμα τήν ἀτμοποίησή του (σημεῖο 2). 'Από τό σημεῖο 2 τό ἐργαζόμενο μέσο συμπιέζεται ἰσοεντροπικά (διεργασία 2 - 3) μέσα στό συμπιεστή μέχρι ἡ θερμοκρασία τοῦ μέσου νά γίνει T_H. 'Ακολούθως τό ἐργαζόμενο μέσο εἰσέρχεται στό δεύτερο ἐναλλάκτη, ὅπου, μέ σταθερή θερμοκρασία T_H, ἀπορρίπτει θερμότητα στό «θερμό» χῶρο καί συμπυκνώνεται σέ κεκορεσμένο ὑγρό (διεργασία 3 - 4). 'Από τό σημεῖο 4 τό κεκορεσμένο ὑγρό ἐκτονώνεται ἰσοεντροπικά στόν ἐκτονωτή (διεργασία 4 - 1) μέχρι τή θερμοκρασία καί πίεση τοῦ σημείου 1. Γιά νά λειτουργήσει αὐτός ὁ κύκλος, θά πρέπει νά τοῦ δίνομε μηχανική ἐνέργεια, διότι διαφορετικά, σύμφωνα μέ τό δεύτερο θερμοδυναμικό νόμο, εἶναι ἀδύνατη ἡ μεταφορά θερμότητας ἀπό τόν «ψυχρό» στό «θερμό» χῶρο. Τό φαινόμενο τῆς ἀτμοποιήσεως πού ἀναφέραμε στή διάταξη τοῦ δοχείου στήν παράγραφο 15.2 γίνεται μέσα στόν ἐναλλάκτη τῆς χαμηλῆς θερμοκρασίας T_C καί ὁ κλειστός χῶρος τοῦ σχήματος 15.2β ἀντιστοιχεῖ μέ τόν ψυχρό χῶρο τοῦ σχήματος 15.2γ(β).

Ἡ περιοχή πού περικλείεται ἀπό τίς γραμμές τῶν διεργασιῶν παριστάνει ἐνέργεια. Τό ὠφέλιμο ἔργο πού δίνεται στόν κύκλο εἶναι ἡ διαφορά μεταξύ τοῦ ἔργου τῆς συμπιέσεως 2 - 3 καί τοῦ ἔργου τῆς ἐκτονώσεως 4 - 1 [σχ. 15.2γ(α)]. Ἡ θερμότητα πού μεταφέρεται ἀπό τό χῶρο μέ τή χαμηλή θερμοκρασία T_C παριστάνεται ἀπό τήν ἐπιφάνεια 12ab1 καί τή συμβολίζομε μέ q_C. Ἡ θερμότητα πού μεταφέρεται ἀπό τό ἐργαζόμενο μέσο σέ ὑψηλή θερμοκρασία T_H, ἡ ὁποία ἀπορρίπτεται στήν ἴδια θερμοκρασία, παριστάνεται ἀπό τήν ἐπιφάνεια 34ba3 καί τή συμβολίζομε μέ q_H. Τό ἔργο πού δίνεται στό ἐργαζόμενο μέσο παριστάνεται ἀπό τήν ἐπιφάνεια 12341 καί τό συμβολίζομε μέ w. Ὅλες οἱ πιό πάνω ἐνέργειες ἀναφέρονται στή μονάδα μάζας τοῦ ἐργαζόμενου μέσου.

15.2.2 Συντελεστής λειτουργίας.

Στίς μηχανές παραγωγῆς ἔργου εἴχαμε ὁρίσει τό θερμικό βαθμό ἀποδόσεως ὡς τό λόγο τοῦ ὠφέλιμου ἔργου πού παίρνομε πρός τή θερμότητα πού δίνομε γιά νά πάρομε τό ἔργο αὐτό καί ὁ βαθμός αὐτός εἶναι πάντα μικρότερος τῆς μονάδας. Στίς ψυκτικές μηχανές καί τίς ἀντλίες θερμότητας, ἀντί τοῦ θερμικοῦ βαθμοῦ ἀποδόσεως χρησιμοποιοῦμε τόν ὅρο ***συντελεστής λειτουργίας, σ_λ***. Ὁ ὅρος αὐτός μπορεῖ νά ὁρισθεῖ ὡς «τί θέλομε νά πετύχομε πρός τό τί πρέπει νά πληρώσομε γι' αὐτό». Ἐξαρτᾶται συνεπῶς ἀπό τό ποιό σύστημα ἐξετάζομε, ψυκτική μηχανή ἤ ἀντλία θερμότητας. Στήν ψυκτική μηχανή, αὐτό πού θέλομε νά πετύχομε εἶναι ἡ ἀφαίρεση θερμότητας ἀπό τό χῶρο μέ τή χαμηλή θερμοκρασία, q_C. Στήν ἀντλία θερμότητας, αὐτό πού θέλομε νά πετύχομε εἶναι ἡ μεταφορά τῆς θερμότητας σέ ὑψηλή θερμοκρασία, q_H. Καί στίς δύο περιπτώσεις αὐτό πού «πληρώνομε» εἶναι τό ἔργο ἤ ἡ ἰσχύς πού δίνομε στό σύστημα, w.

Ἔτσι, γιά μιά ψυκτική μηχανή ὁ συντελεστής λειτουργίας, σ_λ, εἶναι:

$$\sigma_\lambda = \frac{q_C}{w} \tag{15.1}$$

ἤ, σύμφωνα μέ τήν ἐξίσωση (7.13):

$$\sigma_\lambda = \frac{T_C}{T_H - T_C} \tag{15.1α}$$

Γιά μιά ἀντλία θερμότητας πού ἐργάζεται στόν ἴδιο κύκλο μέ τήν ψυκτική μηχανή, ὁ συντελεστής λειτουργίας, $\sigma_{\lambda a}$, εἶναι:

$$\sigma_{\lambda a} = \frac{q_H}{w} \tag{15.2}$$

ἤ, σύμφωνα μέ τήν ἐξίσωση (7.14):

$$\sigma_{\lambda a} = \frac{T_H}{T_H - T_C} \tag{15.2α}$$

Τήν ἐξίσωση (15.2α) μποροῦμε νά τή γράψομε καί ὡς:

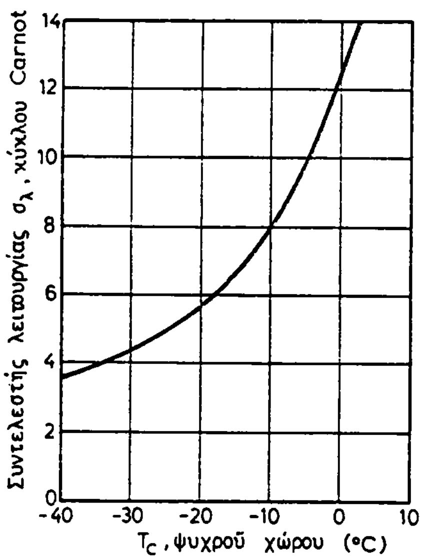
$$\sigma_{\lambda\alpha} = \frac{T_H}{T_H - T_C} = \frac{T_C}{T_H - T_C} + 1 \qquad (15.2\beta)$$

ὁπότε ἀπό τήν ἐξίσωση (15.1α) ὁ συντελεστής λειτουργίας τῆς ἀντλίας θερμότητας καί ὁ συντελεστής λειτουργίας τῆς ψυκτικῆς μηχανῆς, τοῦ ἴδιου ψυκτικοῦ κύκλου, συνδέονται μέ τή σχέση:

$$\sigma_{\lambda\alpha} = \sigma_\lambda + 1 \qquad (15.3)$$

Αὐτό ἀληθεύει γιά ἰδανικά καί πραγματικά συστήματα ἐφ' ὅσον τά συστήματα αὐτά εἶναι ἀδιαβατικά, σέ ὅλα τους τά στοιχεῖα, ἐκτός φυσικά ἀπό τούς δύο ἐναλλάκτες θερμότητας.

Ὁ συντελεστής λειτουργίας χαρακτηρίζει τήν ποιότητα τῆς ἐγκαταστάσεως ἀπό τήν ἐνεργειακή ἄποψη. Ὅσο μεγαλύτερη εἶναι ἡ τιμή του τόσο καλύτερη εἶναι ἡ ἐγκατάσταση, δηλαδή τόσο λιγότερη ἐνέργεια καταναλώνει γιά τό ἴδιο ἀποτέλεσμα. Ὁ συντελεστής λειτουργίας πού δίνεται ἀπό τίς ἐξισώσεις (15.1) καί (15.2) εἶναι ὁ θεωρητικός συντελεστής λειτουργίας καί προκύπτει, ὅπως θά δοῦμε πιό κάτω, ἀπό τή θερμοδυναμική ἀνάλυση τοῦ πραγματικοῦ κύκλου. Ἀντίθετα, ὁ πραγματικός συντελεστής λειτουργίας δέν ὑπολογίζεται, ἀλλά προσδιορίζεται πειραματικά. Μέτρο συγκρίσεως τῶν πραγματικῶν συντελεστῶν λειτουργίας εἶναι ὁ συντελεστής λειτουργίας τοῦ ἀναστρέψιμου κύκλου Carnot, γιατί ὁ κύκλος αὐτός εἶναι ὁ καλύτερος πού ἔχει ἐπινοηθεῖ μέχρι σήμερα.



Σχ. 15.2δ.
Ἐπίδραση τῆς θερμοκρασίας T_C στό συντελεστή λειτουργίας τοῦ κύκλου Carnot.

Ἡ ἀριθμητική τιμή τοῦ συντελεστῆ λειτουργίας ἐξαρτᾶται κυρίως ἀπό τό ἐργαζόμενο μέσο καί ἀπό τήν ὑψηλή καί χαμηλή θερμοκρασία τοῦ κύκλου. Ὅπως θά δοῦμε σέ παραδείγματα, γιά τίς ἴδιες θερμοκρασίες T_C καί T_H ἄν χρησιμοποιήσομε ἄλλο ἐργαζόμενο μέσο, θά προκύψουν ἄλλες τιμές τοῦ συντελεστῆ λειτουργίας. Ἐπίσης, ἄν μεταβάλλομε μιά ἀπό τίς πιό πάνω θερμοκρασίες, π.χ. τή θερμοκρασία T_C, τότε ὁ συντελεστής λειτουργίας τοῦ κύκλου Carnot, ὡς ψυκτική μηχανή, θά μεταβληθεῖ, ὅπως φαίνεται στό σχῆμα 15.2δ.

15.3 Μονάδες μετρήσεως ψυκτικῶν μεγεθῶν.

Στίς μονάδες μετρήσεως τῶν διαφόρων μεγεθῶν πού ἔχομε χρησιμοποιήσει μέχρι τώρα, ἔρχεται νά προστεθεῖ μιά ἀκόμη μονάδα, ἡ ὁποία χρησιμοποιεῖται συχνά στίς ψυκτικές ἐγκαταστάσεις. Ἡ μονάδα αὐτή ὀνομάζεται ***ψυκτικός τόνος*** καί τή συμβολίζομε μέ ΨΤ. Ὁ ψυκτικός τόνος ἀντιπροσωπεύει τήν ἀφαίρεση θερμότητας 288.000 BTU ἀνά 24ωρο ἤ 200 BTU/min. Στίς μονάδες τοῦ Διεθνοῦς Συστήματος (SI) ἕνας ψυκτικός τόνος εἶναι ἴσος μέ 3,519 kW.

Δυστυχῶς πολλά ἀκόμη ἀπό τά θερμοδυναμικά δεδομένα τῶν ψυκτικῶν ἐγκαταστάσεων στή βιβλιογραφία ἀναφέρονται μέ τίς παλιότερες μονάδες μετρήσεως, οἱ ὁποῖες εἶναι διαφορετικές στήν Εὐρώπη καί διαφορετικές στήν Ἀγγλία καί τίς Η.Π.Α. Ἔτσι τό πρόβλημα καθίσταται πολύπλοκο.

Στούς δικούς μας ὑπολογισμούς θά ἀκολουθήσομε, ὅπως ὡς τώρα, τό Διεθνές Σύστημα· στίς περιπτώσεις πού θά ἔχομε δεδομένα σέ ἄλλα συστήματα μετρήσεως, θά τά μετατρέπομε στό Διεθνές Σύστημα μέ τή βοήθεια τῶν συντελεστῶν μετατροπῆς τοῦ παραρτήματος «Β».

15.4 Ψυκτικά μέσα.

Τό ἐργαζόμενο μέσο στούς θερμοδυναμικούς κύκλους τῶν ψυκτικῶν μηχανῶν εἶναι ὁ ὑλικός φορέας, πού παραλαμβάνει τό ποσό τῆς θερμότητας ἀπό τό χῶρο μέ τή χαμηλή θερμοκρασία καί τό μεταφέρει στό χῶρο μέ τήν ὑψηλή θερμοκρασία, ὅπου καί τό ἀπορρίπτει.

Κατά καιρούς ἔχουν χρησιμοποιηθεῖ διάφορα ὑγρά - ἀτμοί ὡς ψυκτικά μέσα. Στίς πρῶτες ψυκτικές ἐγκαταστάσεις τοῦ περασμένου αἰώνα, καθώς καί στίς ἀρχές τοῦ εἰκοστοῦ, χρησιμοποιήθηκαν ὡς ψυκτικά μέσα οὐσίες ὅπως τό θειικό ὀξύ, τό διοξείδιο τοῦ ἄνθρακα, κλπ. Τά μέσα αὐτά ὅμως ἐγκαταλείφθηκαν γιατί δέν πληροῦν πιά βασικές προδιαγραφές ἀσφάλειας καί γιατί προκαλοῦν πολύ γρήγορα φθορά στίς ἐγκαταστάσεις. Τό μόνο ἴσως ψυκτικό μέσο τό ὁποῖο χρησιμοποιήθηκε ἀπό πολύ νωρίς καί χρησιμοποιεῖται ἀκόμη καί σήμερα εἶναι ἡ ἀμμωνία. Ἀποφασιστικό παράγοντα γιά τήν ἐκλογή τοῦ ψυκτικοῦ μέσου ἀποτελοῦν τά θερμοδυναμικά χαρακτηριστικά του. Σημαντικό παράγοντα ἀποτελοῦν ἐπίσης καί ἄλλες ἰδιότητες τοῦ ψυκτικοῦ μέσου, ὅπως ἡ τοξικότητα, τό ἰξῶδες, ἡ ἀναφλεξιμότητα, οἱ ὁποῖες ὅμως δέν ἐνδιαφέρουν τή Θερμοδυναμική.

ΠΙΝΑΚΑΣ 15.4.1.

Σύγκριση ἀποδόσεως ψυκτικῶν μέσων γιά παραγωγή ψυκτικῆς ἰσχύος 1 ΨΤ (3,52 kW).
Θερμοκρασία ἀτμοποιήσεως − 15°C (+ 5°F), θερμοκρασία συμπυκνώσεως + 30°C (86°F).

Ψυκτικό μέσο			Πίεση Ἀτμοποιήσεως P_C	Πίεση Συμπυκνώσεως P_H	Σχέση Συμπιέσεως (Λόγος ὄγκ.)	Ψυκτική ἱκανότητα	Παροχή μάζας ψυκτικ. μέσου	Παροχή ψυκτικ. ὑγροῦ	Εἰδικ. ὄγκος ἀναρροφ. ἀτμοῦ	Ἐκτοπιζόμ. ὄγκος ἀπό συμπιεστή	Μηχανική ἰσχύς συμπιέσεως	Θεωρ. συντελ. συμπεριφορᾶς CP_{th}	Τελική θερμοκρασία συμπιέσεως
Σύμβολο	Ὀνομασία	Χημικός Τύπος	atü	atü	—	kJ/kg	kg/min	l/min	l/kg	m³/h	PS	—	°C
170	Αἰθάνιο	CH_3CH_3	15,5	46,5	2,86	136,3	1,55	5,62	33,1	3,10	1,98	2,41	50,0
744A	Ὀξείδιο Ἀζώτου	N_2O	20,7	64,8	3,03	198,1	1,06	1,17	17,5	1,12	1,33	3,60	—
744	Διοξείδιο Ἄνθρακα	CO_2	22,3	72,5	3,15	129,0	1,64	2,74	16,8	1,63	1,87	2,56	66,1
13B1	Βρωμοτριφθορομεθάνιο	$CBrF_3$	4,4	17,3	3,36	68,1	3,11	2,03	23,7	4,47	1,044	4,25	51,1
1270	Προπυλένιο	$CH_3CH = CH_2$	2,6	11,7	3,51	402,3	0,50	1,01	162,9	5,15	1,06	4,51	42,2
290	Προπάνιο	$CH_3CH_2CH_3$	1,9	9,9	3,70	281,4	0,75	1,54	154,8	6,95	1,044	4,58	36,1
502	22/115 Ἀζεοτροπικό μίγμα	—	2,5	12,3	3,75	106,3	1,99	1,63	51,2	6,13	1,094	4,37	37,2
22	Χλωροδιφθορομεθάνιο	$CHClF_2$	2,0	11,1	4,03	162,8	1,30	1,10	77,4	6,03	1,025	4,66	53,3
115*	Χλωροπενταφθοραιθάνιο	$CClF_2CF_3$	1,7	9,5	3,89	67,7	3,12	2,47	48,1	9,00	1,186	4,02	30,0
717	Ἀμμωνία	NH_3	1,4	10,9	4,94	1103,3	0,191	0,32	508,8	5,84	1,002	4,76	98,9
500	12/152a Ἀζεοτροπικό μίγμα	—	1,2	7,9	4,12	141,0	1,50	1,32	93,6	8,41	1,024	4,65	40,6
12	Διχλωροδιφθορομεθάνιο	CCl_2F_2	0,8	6,6	4,08	116,3	1,81	1,40	91,1	9,90	1,016	4,70	38,3
40	Μεθυλοχλωρίδιο	CH_3Cl	0,46	5,6	4,48	349,3	0,60	0,67	279,1	10,11	0,975	4,90	77,8
600a	Ἰσοβουτάνιο	$CH(CH_3)_3$	− 0,11	3,1	4,54	259,3	0,81	1,49	400,2	19,53	1,098	4,36	26,7
764	Διοξείδιο Θείου	SO_2	− 0,20	3,6	5,63	328,9	0,64	0,44	400,8	15,44	0,981	4,87	88,3
630	Μεθυλαμίνη	CH_3NH_2	− 0,34	3,3	6,13	707,0	0,30	0,46	970,1	17,38	0,992	4,81	—
600	Βουτάνιο	$CH_3CH_2CH_2CH_3$	− 0,46	1,9	5,07	299,1	0,71	1,24	623,0	26,37	0,966	4,95	31,1
114*	Διχλωροτετραφθοραιθάνιο	$CClF_2CClF_2$	− 0,55	1,5	5,42	100,3	2,10	1,46	271	34,24	1,064	4,49	30,0
21	Διχλωροφθορομεθάνιο	$CHCl_2F$	− 0,66	1,2	5,96	208,1	1,02	0,75	570	34,71	0,954	5,01	61,1
160	Αἰθυλικό Χλώριο	CH_3CH_2Cl	− 0,71	0,87	5,83	331,0	0,66	0,75	1065	42,17	0,919	5,21	41,1
631	Αἰθυλαμίνη	$C_2H_5NH_2$	− 0,80	0,70	7,40	524,4	0,40	5,72	2017	65,70	0,867	5,52	·
11	Τριχλωροφθορομεθάνιο	CCl_3F	− 0,83	0,25	6,19	155,3	1,36	0,93	762	62,08	0,951	5,03	43,9
610	Διαιθυλαιθήρας	$C_2H_5OC_2H_5$	− 0,93	−0,17	8,20	293,7	0,72	1,03	2185	94,13	0,833	5,74	-
30	Μεθυλενοχλωρίδιο	CH_2Cl_2	− 0,95	−0,33	8,60	313,0	0,68	0,51	3115	126,2	0,976	4,90	96,1
113*	Τριχλωροτριφθοραιθάνιο	CCl_2FCClF_2	− 0,96	−0,48	8,02	124,9	1,69	1,09	1709	173,3	0,986	4,84	30,0
1130	Διχλωραιθυλένιο	$CHCl = CHCl$	− 0,98	−0,55	8,42	265,8	0,79	0,63	3970	188,9	0,986	4,83	—
1120	Τριχλωραιθυλένιο	$CHCl = CCl_2$	− 1,02	−0,90	11,65	213,3	0,99	0,68	4321	852,9	0,994	4,82	

* Γιά τά ψυκτικά μέσα 113, 114 καί 115 ὑποτίθεται ἐλαφρῶς ὑπέρθερμος ἀτμός στήν ἀναρρόφηση τοῦ συμπιεστῆ ὥστε στήν ἔξοδό του νά προκύπτει ἀκριβῶς κεκορεσμένος ἀτμός.

Ἀπό τά θερμοδυναμικά χαρακτηριστικά τοῦ ψυκτικοῦ μέσου τό βασικό μέγεθος εἶναι ἡ θερμότητα ἀτμοποιήσεως πού συνδέεται ἄμεσα μέ τό ποσό τῆς θερμότητας πού μπορεῖ νά ἀφαιρέσει ἀπό τό χῶρο μέ τή χαμηλή θερμοκρασία. Ὅσο μεγαλύτερη εἶναι ἡ θερμότητα ἀτμοποιήσεως τόσο μεγαλύτερη ψύξη μπορεῖ νά προκαλέσει. Αὐτό σημαίνει ὅτι τό ψυκτικό μέσο μέ μεγάλη θερμότητα ἀτμοποιήσεως ἐπιφέρει οἰκονομία στήν παροχή τῆς μάζας τοῦ μέσου καί συνεπῶς ἐπιτυγχάνεται μικρότερη ἐγκατάσταση ὡς πρός τόν ὄγκο. Ἕνα ἄλλο ἐπίσης βασικό μέγεθος τοῦ ψυκτικοῦ μέσου εἶναι ἡ θερμοκρασία ἀτμοποιήσεως. Ἄν ἡ θερμοκρασία αὐτή σέ ἀτμοσφαιρική πίεση εἶναι πολύ χαμηλή, τότε μπορεῖ νά ἐκπληρώσει καλύτερα τό σκοπό του ὡς ψυκτικό μέσο. Ἡ ἀμμωνία π.χ. σέ ἀτμοσφαιρική πίεση ἔχει θερμοκρασία ἀτμοποιήσεως στούς −33°C, πράγμα πού τήν καθιστᾶ ἕνα πολύ ἀποδοτικό ψυκτικό μέσο.

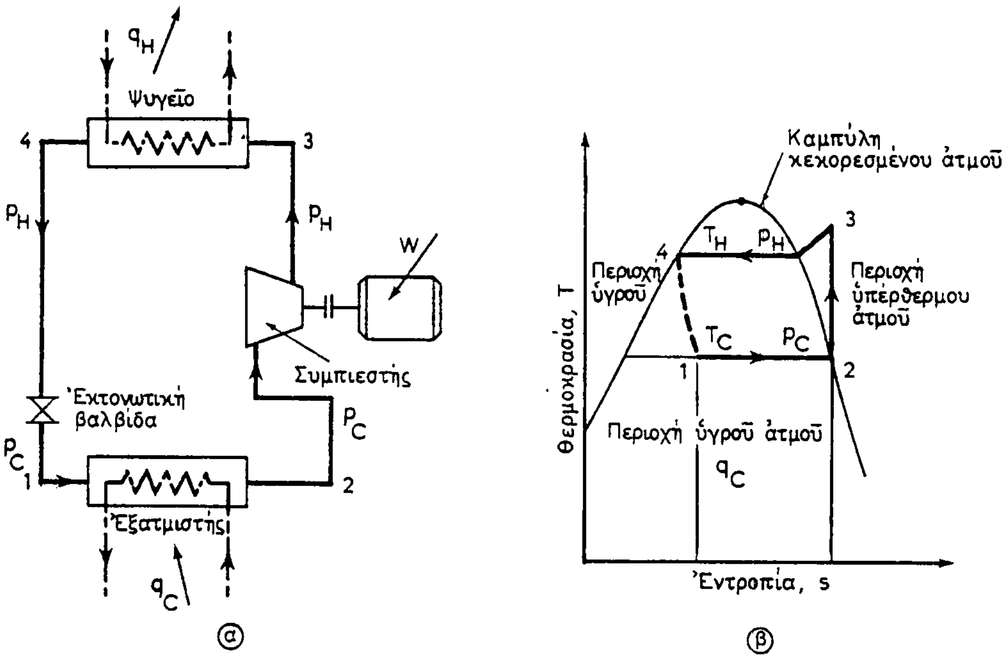
Τά πιό συνηθισμένα ψυκτικά μέσα πού χρησιμοποιοῦνται στίς ψυκτικές ἐγκαταστάσεις τῶν πλοίων εἶναι τό Freon 12 ἤ R12 καί τό Freon 22 ἤ R22. Γιά μεγαλύτερες ἐγκαταστάσεις, τή μεγαλύτερη ἐφαρμογή ἔχει ἡ ἀμμωνία (NH_3). Ὁ Πίνακας 15.4.1 δίνει διάφορα ψυκτικά μέσα μέ τίς ἀντίστοιχες ἰδιότητές τους.

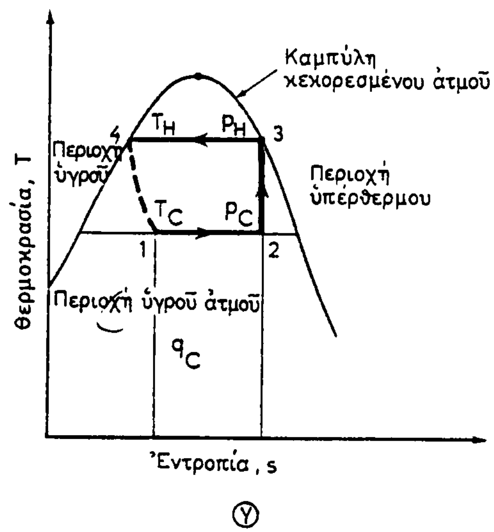
15.5 Ψυκτικός κύκλος μέ μηχανική συμπίεση ἀτμῶν.

Ὁ κύκλος Carnot, πού εἴδαμε προηγουμένως, εἶναι ἰδανικός καί δέν μπορεῖ νά λειτουργήσει μέ ἕνα πραγματικό ἐργαζόμενο μέσο· ἕνα σοβαρό μειονέκτημα τοῦ κύκλου Carnot εἶναι ὅτι στήν κατάσταση 2 τοῦ κύκλου [σχ. 15. 2γ(α)], ὁ ἀτμός τοῦ ψυκτικοῦ μέσου πού σχηματίζεται εἶναι ὑγρός μέ ἀποτέλεσμα οἱ παλινδρομικοί συμπιεστές πού ὑπάρχουν στίς πραγματικές ἐγκαταστάσεις νά μή μποροῦν νά λειτουργήσουν μέ ἀσφάλεια.

Μιά ἱκανοποιητική ὅμως προσέγγιση τοῦ κύκλου Carnot μπορεῖ νά ἐπιτευχθεῖ μέ πλήρη ἀτμοποίηση τοῦ ἐργαζόμενου μέσου μέ σταθερή πίεση, ὅπως ἐπίσης καί συμπύκνωση τοῦ μέσου μέ σταθερή πίεση. Καί στίς δύο αὐτές διεργασίες ἡ ἐκτελούμενη μεταφορά τῆς θερμότητας, στή χαμηλή καί στήν ὑψηλή θερμοκρασία, γίνεται ἰσοθερμοκρασιακά. Οἱ σχετικά ὑψηλές θερμότητες (λανθάνουσες) ἀτμοποιήσεως καί συμπυκνώσεως πού διαθέτουν τά ψυκτικά μέσα, ἐπιτρέπουν νά ἔχομε σημαντική ψύξη μέ μικρές σχετικά ποσότητες μάζας. Ἀπό τίς ἄλλες δύο διεργασίες τοῦ κύκλου Carnot, τήν ἰσοεντροπική συμπίεση καί ἐκτόνωση μόνο τήν πρώτη μποροῦμε νά προσεγγίσομε ἱκανοποιητικά μέ τούς καινούργιους συμπιεστές. Ἀντίθετα, τήν ἐκτόνωση μέσα σέ μιά μηχανή εἶναι δύσκολο νά τήν πετύχομε καί ἔτσι χρησιμοποιεῖται μία ἐκτονωτική βαλβίδα.

Ἡ πιό ἁπλή μορφή ψυκτικῆς ἐγκαταστάσεως μέ μηχανική συμπίεση τοῦ ἀτμοῦ τοῦ ψυκτικοῦ μέσου φαίνεται στό σχῆμα 15.5α. Τό ψυκτικό μέσο εἰσέρχεται μέσα στόν ἐναλλάκτη θερμότητας τῆς χαμηλῆς θερμοκρασίας, ἡ ***ἐξατμιστήρα***, σέ πολύ ὑγρή κατάσταση μέ πίεση p_C καί θερμοκρασία T_C (σημεῖο 1 τοῦ σχ. 15.5α). Μέσα στόν ἐξατμιστήρα, μέ σταθερή πίεση καί θερμοκρασία, τό





Σχ. 15.5α.

Ψυκτικοί κύκλοι μέ μηχανική συμπίεση ἀτμῶν. α) Σχηματική διάταξη. β) Διαγράμματα T-s τοῦ κύκλου μέ ὑπέρθερμο ἀτμό. γ) Διάγραμμα T-s μέ κεκορεσμένο ἀτμό.

ψυκτικό μέσο παίρνει τή θερμότητα ἀπό τό χῶρο πού πρόκειται νά ψυχθεῖ (χαμηλῆς θερμοκρασίας) καί ἔτσι στήν ἔξοδο τοῦ ἐξατμιστήρα τό ψυκτικό μέσο ἔχει μετατραπεῖ σέ κεκορεσμένο ἀτμό, σημεῖο 2. Ἀπό τό σημεῖο αὐτό ὁ ἀτμός συμπιέζεται ἰσοεντροπικά μέχρι τό σημεῖο 3, ὅπου ἡ πίεση καί ἡ θερμοκρασία εἶναι p_H καί T_H ἀντίστοιχα. Ἀπό τό σχῆμα 15.5α(β) παρατηροῦμε ὅτι ὁ ἀτμός μετά τή συμπίεση γίνεται ὑπέρθερμος. Μετά τό σημεῖο 3 ὁ ἀτμός περνᾶ ἀπό ἕνα ψυγεῖο ὅπου ἀπορρίπτει ποσό θερμότητας, μέ ἀποτέλεσμα νά μετατραπεῖ σέ συμπύκνωμα στό σημεῖο 4. Ἀκολούθως στραγγαλίζεται μέχρι τήν κατάσταση τοῦ σημείου 1 (p_C, T_C). Ἡ συμπίεση πού προαναφέραμε (2 - 3) ὀνομάζεται ***ξηρά συμπίεση*** γιατί ἀρχίζει ὅταν ὁ ἀτμός εἶναι ξηρός κεκορεσμένος.

Ὁ πιό πάνω ψυκτικός κύκλος πλησιάζει περισσότερο πρός τόν κύκλο Carnot ἄν θεωρήσομε ***ὑγρή συμπίεση***· δηλαδή ἄν ὁ ἀτμός στήν ἀρχή τῆς συμπιέσεως εἶναι ὑγρός, σημεῖο 2 τοῦ σχήματος 15.5α(γ), καί στό τέλος της ξηρός κεκορεσμένος, σημεῖο 3, ἀντί ὑπέρθερμος. Αὐτός ὅμως ὁ κύκλος ἔχει τό ἴδιο μειονέκτημα μέ τόν κύκλο Carnot πού ἀναφέραμε στήν ἀρχή τῆς παραγράφου καί ἔτσι δέν ἐφαρμόζεται στήν πράξη.

Σέ ὅ,τι ἀφορᾶ τή διεργασία τοῦ στραγγαλισμοῦ, παρατηροῦμε ὅτι καί στούς δύο κύκλους εἶναι μή ἀναστρέψιμη καί ἑπομένως στό διάγραμμα T - s παριστάνεται ἀπό τή λοξή διακεκομμένη γραμμή [σχ. 15.5α (β) καί (γ)]. Συνήθως θεωροῦμε ὅτι εἶναι ἀδιαβατική καί φυσικά δέν ἔχομε παραγωγή ἔργου, ὅπως εἴπαμε καί στό τέταρτο κεφάλαιο (4.6). Ἄν μάλιστα ἐφαρμόσομε τόν πρῶτο θερμοδυναμικό νόμο, θά διαπιστώσομε ὅτι μέ τίς συνθῆκες αὐτές ($Q = 0$ καί $W = 0$) ἡ ἐνθαλπία τοῦ ψυκτικοῦ μέσου πρίν ἀπό τό στραγγαλισμό, σημεῖο 4, εἶναι ἴση μέ τήν ἐνθαλπία μετά ἀπό αὐτόν.

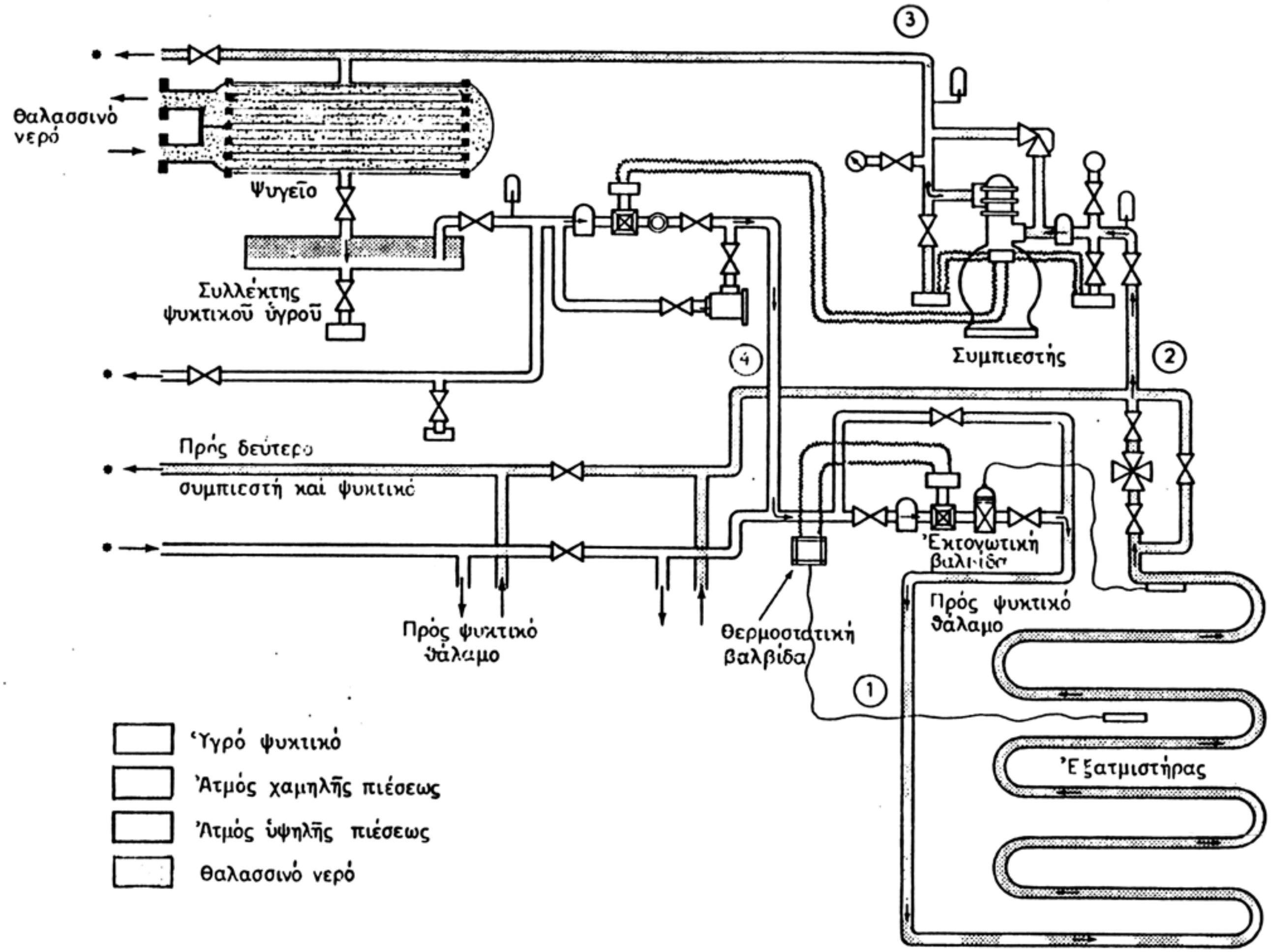
Πρίν προχωρήσομε στήν ἀνάλυση τοῦ κύκλου γιά τόν προσδιορισμό τῶν χαρακτηριστικῶν μεγεθῶν (ἔργο, θερμότητα κλπ.), θά περιγράψομε συνοπτικά μία πραγματική ψυκτική ἐγκατάσταση γιά λόγους ἐποπτείας.

15.5.1 Περιγραφή μηχανικοῦ ψυκτικοῦ κύκλου.

Οἱ κυριότερες μονάδες μιᾶς τυπικῆς ναυτικῆς ψυκτικῆς ἐγκαταστάσεως φαίνονται διαγραμματικά στό σχῆμα 15.5β. Οἱ μονάδες αὐτές εἶναι: ὁ ἐξατμιστήρας, ὁ συμπιεστής, τό ψυγεῖο καί ἡ ἐκτονωτική βαλβίδα. Φυσικά γιά νά θεωρηθεῖ ἡ ἐγκατάσταση πλήρης, ἀπαιτοῦνται καί ἄλλες μονάδες καί ἐξαρτήματα, ὅπως εἶναι ὁ συλλέκτης τοῦ ψυκτικοῦ μέσου, βαλβίδες, σωληνώσεις, μανόμετρα, θερμόμετρα, φίλτρα κ.ἄ., τά ὁποῖα δέν μᾶς ἐνδιαφέρουν.

α) ***Ἐξατμιστήρας.*** Ὁ ἐξατμιστήρας δέν εἶναι παρά ἕνας ὀφιοειδής σωλήνας, κοινῶς σερπαντίνα, πού εἶναι τοποθετημένος μέσα στό χῶρο πού πρόκειται νά ψύξομε. Ὁ χῶρος αὐτός ὀνομάζεται ***ψυκτικός θάλαμος***. Στό σχῆμα 15.5β φαίνεται ἕνα μόνο μέρος τοῦ ἐξατμιστήρα πού ἀνήκει σέ ἕνα ψυκτικό θάλαμο. Ὅμοιοι ἐξατμιστῆρες ὑπάρχουν καί στούς ἄλλους ψυκτικούς θαλάμους. Στό σημεῖο 1 εἰσέρχεται ὁ ὑγρός ἀτμός τοῦ ψυκτικοῦ μέσου μέσα στόν ἐξατμιστήρα, ἀφαιρεῖ θερμότητα ἀπό τόν ψυκτικό θάλαμο καί, στήν ἔξοδό του ἀπό τόν ἐξατμιστήρα, σημεῖο 2, ἔχει μετατραπεῖ σέ κεκορεσμένο ἀτμό. Στήν πραγματικότητα, ὅπως θά δοῦμε πιό κάτω, ὁ ἀτμός πού ἐξέρχεται ἀπό τόν ἐξατμιστήρα εἶναι ὑπέρθερμος. Ὁ βαθμός τῆς ὑπερθερμάνσεως ἐξαρτᾶται ἀπό τήν ποσότητα τοῦ ψυκτικοῦ μέσου πού κυκλοφορεῖ, συνήθως ὅμως εἶναι τῆς τάξεως τῶν 10°C.

β) ***Συμπιεστής.*** Στήν ψυκτική ἐγκατάσταση μέ μηχανική συμπίεση ἀτμῶν, ὁ συμπιεστής λειτουργεῖ ὡς «μεταφορέας» τῆς θερμότητας ἀπό τή χαμηλή πίεση



Σχ. 15.5β.
Διάγραμμα ψυκτικῆς ἐγκαταστάσεως πλοίου.

p_C, στήν ὑψηλή p_H. Ἐπειδή ὅμως ἡ αὔξηση τῆς πιέσεως συνεπάγεται καί αὔξηση τῆς θερμοκρασίας ἀπό T_C σέ T_H, αὐξάνοντας τήν πίεση τοῦ ἀτμοῦ πετυχαίνομε ὑψηλή θερμοκρασία συμπυκνώσεως στό ψυγεῖο· καί μάλιστα τέτοια πού νά μποροῦμε νά χρησιμοποιήσομε τό θαλασσινό νερό γιά τή συμπύκνωση τοῦ ἀτμοῦ.

Ἐκτός ἀπό τό σκοπό αὐτό, ὁ συμπυκνωτής χρησιμεύει στό νά διατηρεῖται σταθερή ἡ κυκλοφορία τοῦ ψυκτικοῦ μέσου μέσα στήν ἐγκατάσταση, ὅπως ἐπίσης καί ἡ διαφορά μεταξύ τῆς χαμηλῆς καί ὑψηλῆς πιέσεως.

Οἱ συμπιεστές πού χρησιμοποιοῦνται εἶναι συνήθως παλινδρομικοῦ τύπου μέ δύο ἤ περισσότερες βαθμίδες καί λειτουργοῦν μέ βάση τόν κύκλο τοῦ ἀεροσυμπιεστῆ πού ἀναφέραμε στό δωδέκατο κεφάλαιο.

γ) ***Ψυγεῖο*** ἤ ***συμπυκνωτής***. Ἀπό τήν κατάθλιψη τοῦ συμπιεστῆ, σημεῖο 3, ὁ ἀτμός εἰσέρχεται στό ψυγεῖο ἤ συμπυκνωτή, ὅπου ἀπορρίπτει θερμότητα καί μετατρέπεται σέ ὑγρό. Τό ψυγεῖο ἀποτελεῖται ἀπό αὐλούς πού εἶναι ἐκτονωμένοι σέ δύο πλάκες καί καλύπτονται ἀπό ἕνα κέλυφος. Στό ψυγεῖο ὁ ἀτμός εἶναι τό ψυχόμενο μέσο καί ρέει μεταξύ τοῦ κελύφους καί τῶν αὐλῶν, ἐνῶ τό θαλασσινό νερό, πού εἶναι τό μέσο πού ψύχει, κυκλοφορεῖ μέσα στούς αὐλούς. Φυσικά ἡ θερμοκρασία τοῦ θαλασσινοῦ νεροῦ εἶναι πολύ χαμηλότερη ἀπό τή θερμοκρασία τοῦ ἀτμοῦ. Ἔτσι, καθώς ὁ ἀτμός ἔρχεται σέ ἐπαφή μέ τήν ἐξωτερική πλευρά τῶν αὐλῶν, οἱ ὁποῖοι ἔχουν περίπου τή θερμοκρασία τοῦ θαλασσινοῦ νεροῦ, ἡ θερμοκρασία του γίνεται ἴση μέ τή θερμοκρασία συμπυκνώσεως καί τελικά ἐξέρχεται ἀπό τό ψυγεῖο ὡς ὑπόψυκτο ὑγρό, σημεῖο 4.

Σέ ὁρισμένες μικρότερες ψυκτικές ἐγκαταστάσεις, τό ψυγεῖο εἶναι ἀερόψυκτο καί διαμορφωμένο ἐξωτερικά μέ πτερύγια, γιά νά ἐξασφαλίζεται ἡ καλή ἀπαγωγή τῆς θερμότητας.

δ) ***Ἐκτονωτική βαλβίδα.*** Ἡ ἐκτονωτική βαλβίδα στραγγαλίζει τό ψυκτικό ὑγρό πού ἔρχεται ἀπό τό ψυγεῖο, μέ ἀποτέλεσμα τή μείωση τῆς ὑψηλῆς πιέσεως, p_H, στή χαμηλή, p_C, σημεῖο 1. Ἡ βαλβίδα αὐτή ρυθμίζει ἐπίσης τήν παροχή τοῦ ψυκτικοῦ μέσου πρός τόν ἐξατμιστήρα, ἀνάλογα μέ τό ποσό τῆς θερμότητας πού ἀφαιρεῖται ἀπό τόν ψυκτικό θάλαμο. Αὐτό μέ τή σειρά του ἐξαρτᾶται ἀπό τή θερμοκρασία πού θέλομε νά πετύχομε στό θάλαμο καί ἀπό τή θερμοκρασία πού πραγματικά ἐπικρατεῖ σέ κάποια χρονική στιγμή. Μέ ἄλλα λόγια, ἄν αὐξηθεῖ ἡ θερμοκρασία στό θάλαμο πάνω ἀπό ὅση ἐπιθυμοῦμε, τότε ἀνοίγει ἡ βαλβίδα περισσότερο καί ἐπιτρέπει νά περάσει περισσότερη ποσότητα ψυκτικοῦ μέσου.

15.5.2 Ἀνάλυση θερμοδυναμικοῦ ψυκτικοῦ κύκλου.

Τό καθαρό ἤ ὠφέλιμο ἔργο πού χρειάζεται ἕνας ψυκτικός κύκλος μέ μηχανική συμπίεση ἀτμοῦ δέν ἐπηρεάζεται ἀπό τή διεργασία τῆς ἐκτονώσεως, διότι δέν παράγεται ἔργο. Ἔτσι, γιά ἀδιαβατική ἀναστρέψιμη συμπίεση, τό ἔργο πού δίνεται στό ἐργαζόμενο μέσο εἶναι ἡ διαφορά τῶν ἐνθαλπιῶν τῶν σημείων 2 καί 3 τοῦ σχήματος 15.5α, δηλαδή:

$$w = h_3 - h_2 \quad \text{σέ J/kg} \tag{15.4}$$

Τό ποσό τῆς θερμότητας πού ἀφαιρεῖται ἀπό χῶρο πού θέλομε νά ψύξομε (χαμηλῆς θερμοκρασίας) ἀνά μονάδα μάζας τοῦ ἐργαζόμενου μέσου ὀνομάζεται ***ψυκτική ἱκανότητα*** ἤ ***ψυκτικό ἀποτέλεσμα*** καί ἐκφράζεται σέ J/kg. Ἡ ψυκτική ἱκανότητα εἶναι ἡ διαφορά τῶν ἐνθαλπιῶν τῆς ἀτμοποιήσεως μέ σταθερή πίεση (σημεῖα 1 καί 2). Δηλαδή:

$$q_C = h_2 - h_1 \quad \text{σέ J/kg} \tag{15.5}$$

Ἄν τό ποσό αὐτό τό ἐκφράσομε στή μονάδα τοῦ χρόνου, ἔχομε τότε τήν ***ψυκτική ἰσχύ*** τοῦ κύκλου, πού ἰσοῦται μέ:

$$\dot{Q}_r = \dot{m}_r \,(h_2 - h_1) \tag{15.6}$$

ὅπου $\dot{Q}_r$ ἡ ψυκτική ἰσχύς σέ W
$\dot{m}_r$ ἡ παροχή μάζας τοῦ ψυκτικοῦ μέσου σέ kg/s

Ἀλλά, ὅπως εἴπαμε, στή διεργασία τοῦ στραγγαλισμοῦ $h_4 = h_1$, ἄρα ἡ ἐξίσωση (15.5) γράφεται καί ὡς:

$$q_C = h_2 - h_4 \quad \text{σέ J/kg} \tag{15.7}$$

Ἡ θερμότητα πού ἀπορρίπτεται ἀπό τό ψυκτικό μέσο στό ψυγεῖο εἶναι ἐπίσης ἡ διαφορά τῶν ἐνθαλπιῶν τῶν σημείων 3 καί 4, ὅπου γίνεται ἡ συμπύκνωση μέ σταθερή πίεση, δηλαδή:

$$q_H = h_3 - h_4 \quad \text{σέ J/kg} \tag{15.8}$$

Ἐπίσης, ἀπό τίς ἐξισώσεις (15.4), (15.7) καί (15.8) προκύπτει ὅτι:

$$q_H = w + q_C \tag{15.9}$$

Παράδειγμα.

Μιά ψυκτική ἐγκατάσταση λειτουργεῖ μέ βάση τόν κύκλο μηχανικῆς συμπιέσεως ἀτμῶν, παράγει 20 ψυκτικούς τόνους καί τό ψυκτικό ὑγρό εἶναι R12. Στόν κύκλο δίνεται ἔργο 35 kJ/kg ψυκτικοῦ μέσου. Ἡ θερμοκρασία στόν ἐξατμιστή εἶναι − 29°C καί στό ψυγεῖο 38°C. Νά προσδιορισθεῖ: α) τό ψυκτικό ἀποτέλεσμα σέ kJ/kg, β) ἡ παροχή τοῦ ψυκτικοῦ μέσου σέ kg/h, γ) ἡ μηχανική ἰσχύς πού δίνεται στόν κύκλο, δ) ὁ συντελεστής λειτουργίας καί ε) ἡ θερμότητα πού ἀπορρίπτεται σέ kW.

Λύση.

Γιά τίς ἀνάγκες τοῦ προβλήματος χρησιμοποιοῦμε τό σχῆμα 15.5α.
α) Τό ψυκτικό ἀποτέλεσμα τῆς ἐγκαταστάσεως δίνεται ἀπό τήν ἐξίσωση (15.5) ἤ (15.7).

$$q_C = h_2 - h_1 = h_2 - h_4 \tag{1}$$

α) Προσδιορίζομε τίς ἐνθαλπίες στά σημεῖα 1 καί 4, ὅπου γνωρίζομε τίς θερμοκρασίες καί τήν κατάσταση τοῦ ἐργαζόμενου μέσου. Ἔτσι, ἀπό τόν πίνακα Γ5 τοῦ παραρτήματος «Γ» ἔχομε:

γιά $-29°C$ $\quad h_2 = h_g = 133{,}66\ kcal/kg$ ἤ $559\ kJ/kg$

γιά $38°C$ $\quad h_1 = h_4 = h_f = 108{,}92\ kcal/kg$ ἤ $456\ kJ/kg$

Ἀντικαθιστοῦμε στήν ἐξίσωση (1) καί παίρνομε:

$$q_C = 559 - 456 = 103\ kJ/kg$$

β) Ἀφοῦ ἡ ἐγκατάσταση ἀφαιρεῖ θερμότητα 20 ψυκτικῶν τόνων, ἤ $20 \times 3{,}519 = 70{,}38\ kJ/s$, τότε στήν ἐγκατάσταση κυκλοφορεῖ ψυκτικό ὑγρό μάζας:

$$\dot{m} = \frac{70{,}38}{103} = 0{,}683\ kg/s \quad ἤ \quad 2459\ kg/h$$

γ) Μέ βάση τήν ἐξίσωση (15.4), ἡ ἰσχύς πού δίνεται στόν κύκλο εἶναι:

$$\dot{W} = \dot{m}w = 0{,}683 \times 35 = 23{,}80\ kW$$

δ) Ὁ συντελεστής λειτουργίας εἶναι, ἐξίσωση (15.1):

$$\sigma_\lambda = \frac{q_C}{w} = \frac{103}{35} = 2{,}94$$

ε) Ἡ θερμότητα πού ἀπορρίπτεται δίνεται ἀπό τήν ἐξίσωση (15.8):

$$q_H = h_3 - h_4 \qquad (2)$$

ἀλλά, ἀπό τήν ἐξίσωση (15.4):

$$h_3 = w + h_2$$

Ἀντικαθιστοῦμε στήν ἐξίσωση (2) καί ἔχομε:

$$q_H = w + h_2 - h_4 = 35 + 559 - 456 = 138\ kJ/kg$$

ἤ

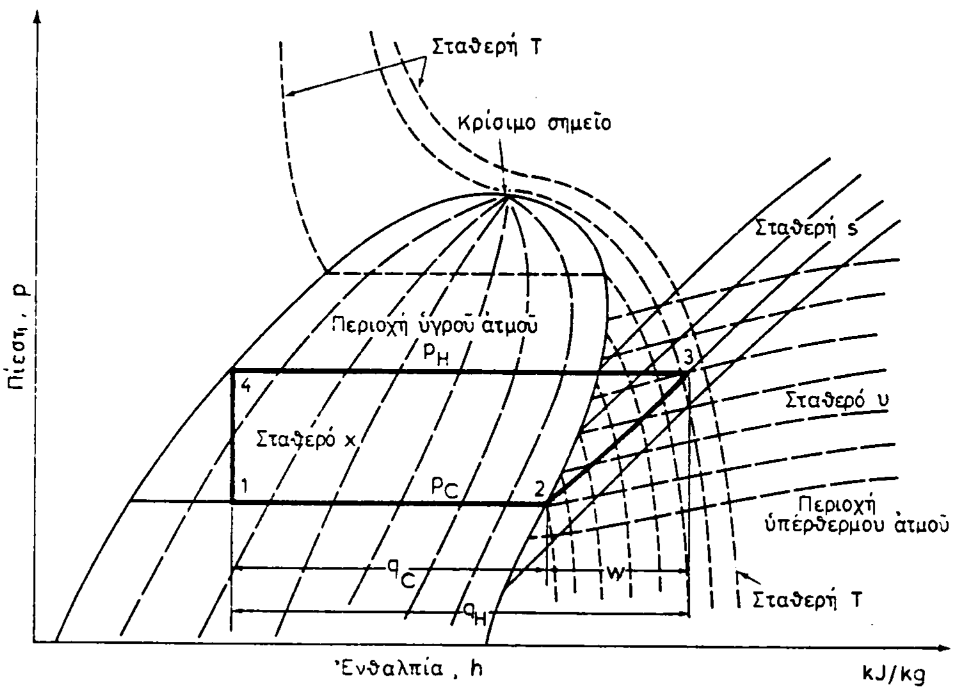
$$\dot{Q}_H = \dot{m}\, q_H = 0{,}683 \times 138 = 94{,}25\ kW$$

Ἀπό τήν q_H (138 kJ/kg) παρατηροῦμε ὅτι, στό ψυγεῖο, τό ψυκτικό μέσο ἀπορρίπτει τόσο τή θερμότητα πού ἀφαίρεσε ἀπό τόν ψυκτικό θάλαμο q_C (103 kJ/kg) ὅσο καί τήν ἐνέργεια πού ἔλαβε ὁ κύκλος μέ τή μορφή τοῦ μηχανικοῦ ἔργου w (35 kJ/kg).

15.5.3 Διάγραμμα πιέσεως – ἐνθαλπίας (p – h).

Στίς ψυκτικές ἐγκαταστάσεις πού λειτουργοῦν μέ βάση τόν κύκλο τῆς μηχανικῆς συμπιέσεως ἀτμῶν, πολύ χρήσιμο εἶναι τό διάγραμμα πιέσεως – ἐνθαλπίας (p – h) πού ἔχει τή μορφή τοῦ διαγράμματος τοῦ σχήματος 15.5γ. Τό κυριότερο πλεονέκτημα τοῦ διαγράμματος αὐτοῦ εἶναι ὅτι μποροῦμε νά ἀπεικονίσομε ἐπάνω σ' αὐτό πολύ εὔκολα τά τέσσαρα κύρια σημεῖα τοῦ κύκλου

(1,2.3 καί 4, σχ. 15.5α) καί νά προσδιορίσομε τίς ἰδιότητες τοῦ ἐργαζόμενου μέσου. Οἱ ἰδιότητες τοῦ ψυκτικοῦ μέσου δίνονται μέ γραμμές σταθεροῦ εἰδικοῦ ὄγκου, σταθερῆς θερμοκρασίας, σταθερῆς ἐντροπίας καί σταθεροῦ βαθμοῦ ξηρότητας. Ὅπως εἴδαμε, ὁ κύκλος μέ μηχανική συμπίεση λειτουργεῖ μεταξύ δύο πιέσεων, p_C καί p_H. Δεδομένου ὅτι στή διεργασία τοῦ στραγγαλισμοῦ ἡ ἐνθαλπία παραμένει σταθερή, εἶναι εὔκολο νά καθορίσομε στό διάγραμμα p-h τά σημεῖα 4 καί 1 τοῦ σχήματος 15.5α. Ἐπίσης τό σημεῖο 2 τό προσδιορίζομε ἀπό τήν κατάσταση τοῦ ἀτμοῦ (ξηρός κεκορεσμένος). Ἐφ' ὅσον ἡ διεργασία 2 — 3 εἶναι ἰσοεντροπική, ἀκολουθοῦμε στό διάγραμμα τή γραμμή τῆς σταθερῆς ἐντροπίας πού ἀντιστοιχεῖ στό σημεῖο 2. Ἡ τομή τῆς γραμμῆς αὐτῆς καί τῆς γραμμῆς p_H εἶναι τό σημεῖο 3. Ἀπό τό διάγραμμα προκύπτουν ἀμέσως καί τά μεγέθη q_C, q_H καί w, ὅπως φαίνεται στό σχῆμα 15.5γ.

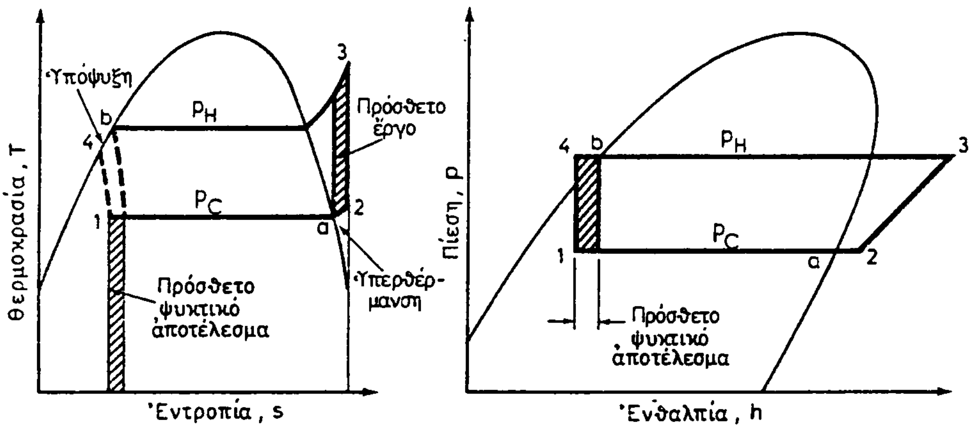


Σχ. 15.5γ.
Διάγραμμα p-h ἑνός ψυκτικοῦ μέσου, ὅπου φαίνεται ἕνας κύκλος μέ μηχανική συμπίεση ἀτμῶν.

15.5.4 Ὑπόψυξη καί ὑπερθέρμανση.

Στόν ἰδανικό κύκλο μέ μηχανική συμπίεση ἀτμῶν οἱ διεργασίες τοῦ στραγγαλισμοῦ καί τῆς συμπιέσεως ἀρχίζουν ἀπό τίς γραμμές κεκορεσμένου ὑγροῦ καί ἀτμοῦ ἀντίστοιχα. Αὐτό ὅμως ἀποτελεῖ μειονέκτημα στήν πράξη, γιατί σ' ἕνα πραγματικό κύκλο τό ὑγρό πού ἐξέρχεται ἀπό τό ψυγεῖο εἶναι πολύ εὔκολο νά παραμείνει ὑγρός ἀτμός, δηλαδή νά μή φθάσει μέχρι τήν καμπύλη τοῦ κεκορεσμένου ὑγροῦ, ὅπως συμβαίνει στόν ἰδανικό κύκλο, λόγω τῶν τριβῶν πού ἀναπόφευκτα ὑπάρχουν στίς σωληνώσεις. Ἡ δημιουργία ὅμως ὑγροῦ ἀτμοῦ θά ἔχει ὡς ἀποτέλεσμα τήν αὔξηση τοῦ εἰδικοῦ ὄγκου τοῦ ψυκτικοῦ μέσου καί ἑπομένως τή μείωση τῆς παροχῆς του μέσα στούς σωλῆνες, πράγμα πού σημαίνει ἀνάλογη μείωση τῆς ἱκανότητας τῆς ἐκτονωτικῆς βαλβίδας.

Γιά τό λόγο αὐτό καταφεύγομε στήν ***ὑπόψυξη*** τοῦ ὑγροῦ πρίν ἀπό τό στραγγαλισμό σέ πίεση p_H, ὅπως φαίνεται στήν ἀριστερή πλευρά τοῦ κύκλου στά διαγράμματα T-s καί p-h τοῦ σχήματος 15.5δ. Μέ τήν ὑπόψυξη πετυχαίνομε ἐπίσης τήν αὔξηση τοῦ ποσοῦ τῆς θερμότητας πού ἀφαιρεῖται ἀπό τόν ψυχρό χῶρο, μέ ἄλλα λόγια δηλαδή τήν αὔξηση τοῦ ψυκτικοῦ ἀποτελέσματος q_C.



Σχ. 15.5δ.
Ὑπόψυξη καί ὑπερθέρμανση τοῦ ἰδανικοῦ κύκλου μέ μηχανική συμπίεση ἀτμῶν.

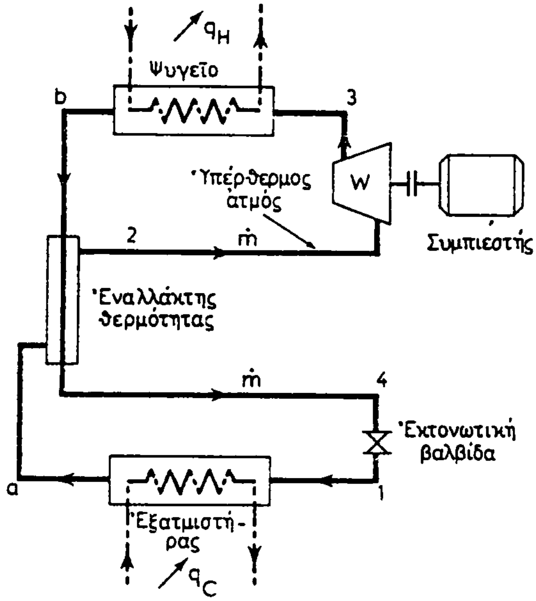
Στή δεξιά τώρα πλευρά τῶν διαγραμμάτων T-s καί p-h τοῦ σχήματος 15.5δ παρατηροῦμε ὅτι τό σημεῖο 2, ἀπό ὅπου ἀρχίζει ἡ συμπίεση, βρίσκεται στήν περιοχή τοῦ ὑπέρθερμου ἀτμοῦ ἀντί στή γραμμή τοῦ ξηροῦ κεκορεσμένου ἀτμοῦ τοῦ σχήματος 15.5α(β). Μέ τήν ***ὑπερθέρμανση*** τοῦ ἀτμοῦ στήν ἀναρρόφηση τοῦ συμπιεστῆ, ἀποφεύγομε τήν ὕπαρξη ἔστω καί μικρῆς ποσότητας ὑγροῦ ἀτμοῦ, ἡ ὁποία στήν πράξη εἶναι ἐπικίνδυνη γιά τούς συμπιεστές. Ἡ ὑπερθέρμανση ὅμως αὐτή παρουσιάζει τό μειονέκτημα ὅτι θά πρέπει νά δώσομε περισσότερο ἔργο, w, στόν κύκλο γιά νά τήν πετύχομε, ὅπως πιό καθαρά φαίνεται στό διάγραμμα T-s τοῦ σχήματος 15.5δ. Ἐπίσης, ἡ θερμοκρασία τοῦ σημείου 3 αὐξάνει μέ τήν ὑπερθέρμανση. Ἄς σημειωθεῖ ὅτι ἡ ὑπερθέρμανση εἶναι τῆς τάξεως τῶν 10°C.

Γιά νά πετύχομε στήν πράξη τήν ὑπόψυξη τοῦ ὑγροῦ καί τήν ὑπερθέρμανση τοῦ ἀτμοῦ, τοποθετοῦμε στή διάταξη τοῦ ἀρχικοῦ κύκλου [σχ. 15.5α(α)] ἕνα ἐναλλάκτη θερμότητας, ὅπως φαίνεται στό σχῆμα 15.5ε. Ὅταν πετυχαίνομε τήν ὑπόψυξη καί τήν ὑπερθέρμανση μέ αὐτό τόν τρόπο, τότε ἡ θερμότητα πού παίρνει τό ἐργαζόμενο μέσο μέσα ἀπό τόν ἐναλλάκτη θερμότητας ἀπό τό σημεῖο α στό σημεῖο 2 δέν ἀποτελεῖ μέρος τῆς θερμότητας πού ἀπορροφᾶ ἀπό τόν ψυκτικό χῶρο. Ἡ θερμότητα αὐτή ἑπομένως ἰσοῦται μέ:

$$q_C = h_\alpha - h_1 \qquad \text{σέ J/kg} \tag{15.10}$$

Ἀντίστοιχα, ἡ θερμότητα πού ἀπορρίπτεται στό ψυγεῖο εἶναι:

$$q_H = h_3 - h_4 \qquad \text{σέ J/kg} \tag{15.11}$$



Σχ. 15.5ε.
Διάταξη ψυκτικοῦ κύκλου γιά ὑπόψυξη ὑγροῦ μέ ὑπερθέρμανση ἀτμοῦ ψυκτικοῦ μέσου.

Παράδειγμα.

Τό ἐργαζόμενο μέσο σ' ἕνα ψυκτικό κύκλο μέ μηχανική συμπίεση ἀτμῶν εἶναι Freon 12 (R12). Ἡ ἐγκατάσταση εἶναι αὐτή πού φαίνεται στό σχῆμα 15.5ε. Οἱ δύο πιέσεις λειτουργίας τοῦ κύκλου εἶναι 8,83 bar καί 1,96 bar καί ἡ ὑπόψυξη εἶναι 10°C. Νά προσδιορισθεῖ: α) ὁ συντελεστής λειτουργίας τῆς ἐγκαταστάσεως, β) ἡ αὔξηση τοῦ ψυκτικοῦ ἀποτελέσματος λόγω τῆς ὑποψύξεως καί γ) τό πρόσθετο ἔργο πού χρειάζεται ὁ κύκλος. Νά συγκριθεῖ ἐπίσης ὁ συντελεστής λειτουργίας μέ τόν ἀντίστοιχο τοῦ κύκλου χωρίς ὑπόψυξη - ὑπερθέρμανση.

Λύση.

α) Ὁ συντελεστής λειτουργίας δίνεται ἀπό τήν ἐξίσωση (15.1):

$$\sigma_\lambda = \frac{q_C}{w} \tag{1}$$

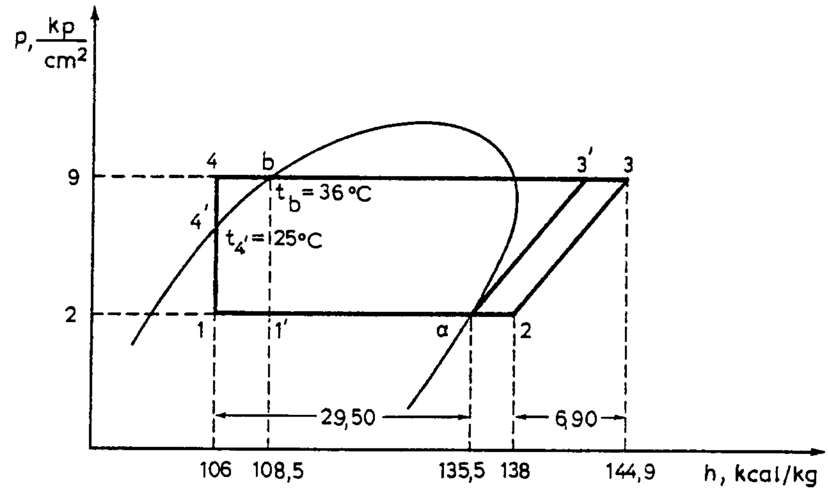
όπου άπό τό σχῆμα 15.5ε:

$$q_C = h_\alpha - h_1 \tag{2}$$

$$w = h_3 - h_2 \tag{3}$$

Ἐργαζόμαστε ἐπάνω στό διάγραμμα p — h γιά Freon 12 (παράρτημα «Γ»). Τό διάγραμμα αὐτό σέ κλίμακα, φαίνεται στό σχῆμα 15.5στ. Ἔχομε ὅτι γιά:

$p_C = 1{,}96 \text{ bar} = 2 \text{ kp/cm}^2 \quad h_\alpha = h_g = 135{,}5 \text{ kcal/kg} \quad$ ἤ $\quad 567{,}2 \text{ kJ/kg}$



Σχ. 15.5στ.
Διάγραμμα p-h ψυκτικοῦ κύκλου τοῦ παραδείγματος τῆς παραγράφου 15.5.4.

Στήν ἐκτόνωση (4 — 1) ἔχομε $h_4 = h_1$. Ἀλλά h_4 εἶναι ἡ ἐνθαλπία τοῦ ὑπόψυκτου ὑγροῦ σέ πίεση 8,83 bar. Καί ἐπειδή γιά $p_H = 8{,}83 \text{ bar} = 9 \text{ kp/cm}^2$, άπό τό διάγραμμα p — h προκύπτει ὅτι ἡ θερμοκρασία συμπυκνώσεως τοῦ ἐργαζόμενου μέσου εἶναι 36°C, καί μετά τήν ὑπόψυξη κατά 10°C ἡ θερμοκρασία τοῦ ὑγροῦ εἶναι 26°C. Ὁπότε:

γιά $t_4 = 26°C \quad h_4 = h_f = 106 \text{ kcal/kg} \quad$ ἤ $\quad 443{,}7 \text{ kJ/kg}$

καί ἐπομένως:

$$h_1 = h_4 = 443{,}7 \text{ kJ/kg}.$$

Ἄρα ἀπό τήν ἐξίσωση (2):

$$q_C = 567{,}2 - 443{,}7 = 123{,}5 \text{ kJ/kg}.$$

Γιά νά βροῦμε τό ἔργο w ἀπό τήν ἐξίσωση (3), θά πρέπει νά ὑπολογίσομε τίς ἐνθαλπίες h_2 καί h_3. Ἐφαρμόζομε στόν ἐναλλάκτη θερμότητας τόν πρῶτο θερμοδυναμικό νόμο γιά ἀνοικτό σύστημα, ἐξίσωση (4.15β), ὅπου $\dot{Q} = 0$, $\dot{W} = 0$ καί ἡ δυναμική καί κινητική ἐνέργεια θεωροῦνται ἀμελητέες. Ἔτσι:

$$\dot{m}\,(h_2 - h_\alpha) = \dot{m}\,(h_b - h_4)$$

Λύομε ὡς πρός h_2:

$$h_2 = h_\alpha + (h_b - h_4) \tag{4}$$

Ἀπό τό διάγραμμα p – h γιά $p = 9$ kp/cm² παίρνομε $h_b = 108{,}5$ kcal/kg ἤ 453,96 kJ/kg. Ἀντικαθιστοῦμε στήν ἐξίσωση (4) καί ἔχομε:

$$h_2 = 567{,}2 + 453{,}96 - 443{,}7 = 577{,}39 \text{ kJ/kg}$$

Ἡ συμπίεση ἀπό τό σημεῖο 2 στό σημεῖο 3 εἶναι ἰσοεντροπική, s = σταθ., καί ἡ πίεση στό σημεῖο 3 εἶναι 9 kp/cm². Ἔτσι, ἀπό τό διάγραμμα p-h βρίσκομε:

$$h_3 = 144{,}9 \text{ kcal/kg ἤ } 606{,}26 \text{ kJ/kg}$$

Ἀντικαθιστοῦμε στήν ἐξίσωση (3) καί παίρνομε τό ἔργο ἀνά μονάδα μάζας τοῦ ἐργαζόμενου μέσου:

$$w = h_3 - h_2 = 606{,}26 - 577{,}39 = 28{,}87 \text{ kJ/kg}$$

ὁπότε ὁ συντελεστής λειτουργίας ἀπό τήν ἐξίσωση (1) εἶναι:

$$\sigma_\lambda = \frac{q_C}{w} = \frac{123{,}5}{28{,}87} = 4{,}28$$

β) Λόγω τῆς ὑποψύξεως ἡ αὔξηση τοῦ ψυκτικοῦ ἀποτελέσματος εἶναι, ἀπό τό σχῆμα 15.5στ:

$$h_1' - h_1 = 108{,}5 - 106 = 2{,}5 \text{ kcal/kg ἤ } 10{,}46 \text{ kJ/kg}$$

ὅπου $\quad h_1' = h_b = 108{,}5$ kcal/kg ἤ 453,96 kJ/kg

γ) Ἄν δέν ὑπῆρχε ὁ ἐναλλάκτης στήν εἴσοδο τοῦ συμπιεστῆ, ὁ ἀτμός θά ἦταν ξερός κεκορεσμένος στό σημεῖο α. Μέ σταθερή ἐντροπία στό διάγραμμα p – h, βρίσκομε ὅτι:

$$h_3' = 141{,}7 \text{ kcal/kg ἤ } 592{,}87 \text{ kJ/kg}$$

ὁπότε $\quad w' = h_3' - h_\alpha = 592{,}87 - 567{,}2 = 25{,}67$ kJ/kg

Δηλαδή τό πρόσθετο ἔργο εἶναι:

$$w - w' = 28{,}87 - 25{,}67 = 3{,}20 \text{ kJ/kg}$$

Ἐπί τά ἑκατό ἡ αὔξηση τοῦ ἔργου εἶναι:

$$\frac{3{,}20}{25{,}67} \times 100 = 12{,}5\%$$

Ὁ συντελεστής λειτουργίας τοῦ κύκλου χωρίς ὑπόψυξη εἶναι:

$$\sigma_\lambda = \frac{h_\alpha - h_1'}{w'} = \frac{567{,}2 - 453{,}96}{25{,}67} = 4{,}41$$

Ἔχομε δηλαδή μιά μικρή σχετικά μείωση τῆς ἀποδόσεως τῆς ἐγκαταστάσεως μέ τήν ὑπόψυξη - ὑπερθέρμανση τοῦ ψυκτικοῦ μέσου. Δηλαδή:

$$\frac{4{,}41 - 4{,}28}{4{,}28} \times 100 = 3{,}04\%.$$

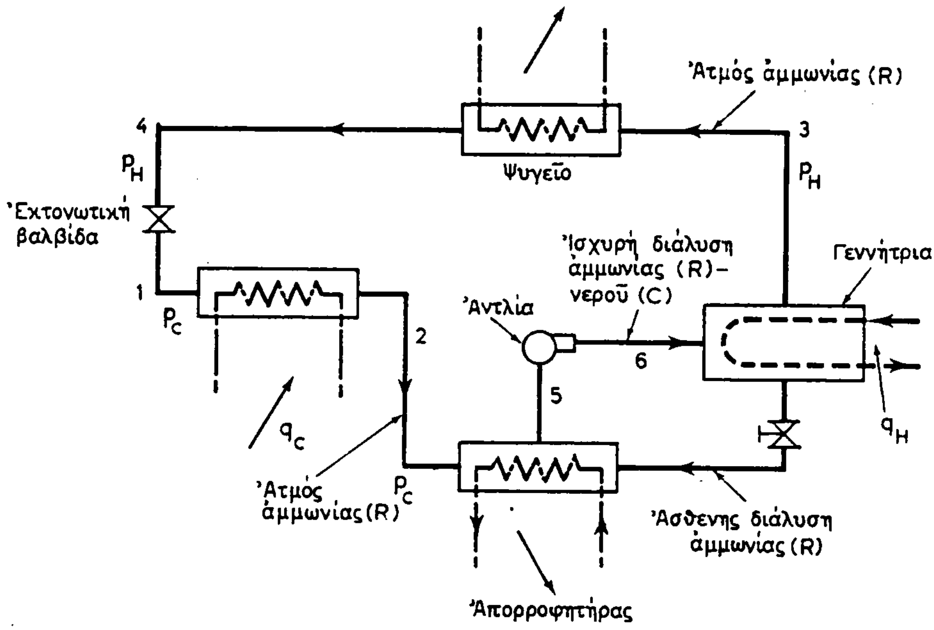
Τό πλεονέκτημα τῆς ὑποψύξεως δέν εἶναι ὅμως ἡ αὔξηση τῆς ἀποδόσεως τῆς ἐγκαταστάσεως, ἀλλά ἡ βελτίωση τοῦ ψυκτικοῦ ἀποτελέσματος. Σέ ὁρισμένες ἐγκαταστάσεις ἡ ὑπόψυξη μπορεῖ νά ἐπιτευχθεῖ μέσα στό ψυγεῖο, ἄν αὐξηθοῦν οἱ διαστάσεις του.

15.6 Ψυκτικός κύκλος μέ ἀπορρόφηση ἀτμῶν.

Τό μεγαλύτερο μειονέκτημα τοῦ ψυκτικοῦ συστήματος μέ μηχανική συμπίεση ἀτμῶν εἶναι ὅτι γιά νά λειτουργήσει χρειάζεται μηχανική ἐνέργεια γιά τήν κίνηση τοῦ συμπιεστῆ. Αὐτό τό μειονέκτημα ἦταν ἡ αἰτία τῆς ἐπιτυχίας ἑνός ἄλλου συστήματος ψύξεως πού ὀνομάζεται ***ψυκτικός κύκλος μέ ἀπορρόφηση ἀτμῶν.***

Ἡ λειτουργία τοῦ συστήματος βασίζεται στήν ἀρχή ὅτι πολλές οὐσίες ἀπορροφοῦν μεγάλες ποσότητες ἀτμῶν ἄλλων οὐσιῶν σέ σχετικά χαμηλές θερμοκρασίες. Ἔτσι, ὅταν ὁ ἀτμός μιᾶς οὐσίας ἀπορροφᾶται ἀπό μιά ἄλλη ὑγρή οὐσία, ἡ διεργασία ὀνομάζεται ***ἀπορρόφηση***· ἡ θερμότητα πού μεταφέρεται εἶναι ἡ λανθάνουσα θερμότητα τῆς συμπυκνώσεως τοῦ ἀτμοῦ πού ἀπορροφᾶται ἀπό τήν ὑγρή οὐσία. Ὅταν ὑπάρχει χημική ἀντίδραση μεταξύ τῶν δύο οὐσιῶν, ἔχομε ἐπιπλέον τή θερμότητα ἡ ὁποία προέρχεται ἀπό τήν ἀντίδραση καί ἡ ὁποία πρέπει νά ἀπορροφηθεῖ μαζί μέ τή λανθάνουσα θερμότητα τῆς συμπυκνώσεως τοῦ ἀτμοῦ. Μέ τήν πιό πάνω διεργασία τῆς ἀπορροφήσεως ἐπιτυγχάνεται στόν κύκλο αὐτό μεταφορά θερμότητας ἀπό χαμηλές σέ ὑψηλές θερμοκρασίες, χωρίς νά ὑπάρχει ἀνάγκη νά δώσομε στό σύστημα μηχανική ἐνέργεια γιά τή λειτουργία τοῦ συμπιεστῆ. Στήν οὐσία, ἡ διεργασία τῆς ἀπορροφήσεως ὑποκαθιστᾶ τή διεργασία τῆς συμπιέσεως τοῦ προηγούμενου κύκλου. Γιά νά πετύχομε στήν πράξη τή διεργασία τῆς ἀπορροφήσεως μεταξύ δύο οὐσιῶν, θά πρέπει νά ἐξασφαλίσομε ὅτι ἡ μιά μπορεῖ νά ἀπορροφήσει εὔκολα καί σέ σημαντική ποσότητα τήν ἄλλη οὐσία.

Γιά νά καταλάβομε ὅμως καλύτερα τή λειτουργία ἑνός ψυκτικοῦ συστήματος μέ ἀπορρόφηση ἀτμῶν, ἄς δοῦμε ἕνα τέτοιο ἁπλό σύστημα ὅπως φαίνεται στό σχῆμα 15.6. Στό σύστημα αὐτό τό ψυκτικό μέσο (R) εἶναι ἀμμωνία καί τό ἀπορροφητικό μέσο εἶναι τό νερό (C). Στή λειτουργία τοῦ συστήματος μέ ἀπορρόφηση ἀτμῶν ὑπάρχει τό ψυγεῖο, ἡ ἐκτονωτική βαλβίδα καί ὁ ἐξατμιστή-



Σχ. 15.6.
Ἕνα ἁπλό ψυκτικό σύστημα μέ ἀπορρόφηση ἀτμῶν.

ρας πού ἐκτελοῦν τίς ἴδιες λειτουργίες ὅπως στό ψυκτικό σύστημα μέ μηχανική συμπίεση ἀτμῶν. Ἔτσι, στό σημεῖο 3 ἔχομε ἀτμό ὑψηλῆς πιέσεως, p_H , πού ὑγροποιεῖται μέσα στό ψυγεῖο μέχρι τό σημεῖο 4. 'Από τό σημεῖο αὐτό ἕως τό σημεῖο 1 ἔχομε τήν ἐκτόνωση τοῦ ὑγροῦ, μέ ἀποτέλεσμα στό σημεῖο 1 νά ἔχομε ὑγρό ἀτμό. 'Από τό σημεῖο 1 ἕως τό σημεῖο 2 ὁ ἀτμός ἀπορροφᾶ θερμότητα ἀπό τό ψυκτικό χῶρο, ἐπιτυγχάνοντας τό ἐπιθυμητό ψυκτικό ἀποτέλεσμα, καί μετατρέπεται σέ ξηρό ἀτμό. Σ' αὐτό τό σημεῖο τά δύο ψυκτικά συστήματα χάνουν τίς ὁμοιότητές τους. 'Ο συμπιεστής τοῦ συστήματος μηχανικῆς συμπιέσεως δέν ὑπάρχει πιά· στή θέση του τοποθετοῦμε τόν ***ἀπορροφητήρα.*** Μέσα σ' αὐτόν, ὁ κρύος ξηρός ἀτμός τῆς ἀμμωνίας (R) μέ χαμηλή πίεση, p_C , ἀναμιγνύεται μέ μιά ἀσθενή ζεστή διάλυση ὑγρῆς ἀμμωνίας, ὅπου συμπυκνώνεται καί ἀπορροφᾶται. 'Η λανθάνουσα θερμότητα τῆς συμπυκνώσεως, καί, ἐφ' ὅσον ὑπάρχει, ἡ θερμότητα τῆς χημικῆς ἀντιδράσεως, ἀφαιρεῖται ἀπό ἕνα ἐναλλάκτη θερμότητας πού βρίσκεται μέσα στόν ἀπορροφητήρα. Τό ψῦχον μέσο τοῦ ἐναλλάκτη εἶναι συνήθως νερό. 'Η ἀνάμιξη τῶν δύο οὐσιῶν μέσα στόν ἀπορροφητήρα ἔχει ὡς ἀποτέλεσμα τή δημιουργία ἰσχυρῆς διαλύσεως ἀμμωνίας μέ χαμηλή πυκνότητα, ἡ ὁποία ἀνέρχεται στό ἐπάνω μέρος καί στή συνέχεια ἐξέρχεται ἀπό αὐτόν. 'Η ἀντλία ἀναρροφᾶ τή διάλυση ἀπό τόν ἀπορροφητήρα καί τήν καταθλίβει μέ ὑψηλή πίεση, p_H , μέσα στή ***γεννήτρια.*** Στή γεννήτρια ὑπάρχει ἄλλος ἐναλλάκτης θερμότητας, μέσω τοῦ ὁποίου δίνεται θερμότητα στήν ψυχρή ἰσχυρή διάλυση γιά τόν ἀποχωρισμό τῆς ἀμμωνίας. 'Η θερμότητα αὐτή πρέπει νά εἶναι ἡ θερμότητα ἀτμοποιήσεως τοῦ ὑγροῦ, στήν κατάσταση τοῦ σημείου 6, σέ ἀτμό, στήν κατάσταση τοῦ σημείου 3. Ἡ θερμότητα λαμβάνεται ἀπό ζεστό νερό ἤ ὑδρατμούς πού κυκλοφοροῦν μέσα στόν ἐναλλάκτη. Θά πρέπει νά σημειώσομε ὅτι ὁ ἀποχωρισμός τῆς ἀμμωνίας γίνεται γιατί ἡ θερμοκρασία ἀτμοποιήσεως τῆς διαλύσεως εἶναι μικρότερη ἀπό τήν ἀντίστοιχη τοῦ νεροῦ καί ὁπωσδήποτε μεγαλύτερη ἀπό ἐκείνη τῆς ἀμμωνίας στήν ἴδια πάντοτε πίεση. Ἔτσι, φεύγουν ἀπό τό ἕνα μέρος τῆς γεννήτριας ὁ ἀτμός τῆς ἀμμωνίας καί ἀπό τό ἄλλο ἡ ἀσθενής καί ζεστή πιά διάλυση ὑγρῆς ἀμμωνίας πού, ὅπως εἴδαμε προηγουμένως, χρησιμοποιεῖται στόν ἀπορροφητήρα. Μέ αὐτό τόν τρόπο ξαναγυρίσαμε στό σημεῖο 3 ἀπό ὅπου ὁ κύκλος ἐπαναλαμβάνεται. Ἀπό τήν πιό πάνω περιγραφή παρατηροῦμε ὅτι καί σ' αὐτό τό σύστημα χρειαζόμαστε μηχανική ἐνέργεια γιά τή λειτουργία τῆς ἀντλίας καί φυσικά καί γιά τήν κυκλοφορία τοῦ νεροῦ στούς ἐναλλάκτες. Αὐτό εἶναι σωστό, μέ τή διαφορά ὅτι τό μέγεθος τῆς ἀντλίας εἶναι τέτοιο πού ἡ μηχανική ἐνέργεια ἡ ὁποία χρειάζεται γιά τή λειτουργία της εἶναι πολύ μικρή σέ σύγκριση μέ ἐκείνη πού χρειάζεται γιά τή λειτουργία τοῦ συμπιεστῆ στό ψυκτικό σύστημα μέ μηχανική συμπίεση ἀτμῶν.

Τό σύστημα πού περιγράψαμε μπορεῖ νά λειτουργήσει καί μέ ἄλλες οὐσίες ἐκτός τῆς ἀμμωνίας, ὅπως χλωριοῦχο λίθιο, βρωμιοῦχο λίθιο κλπ., μέ ἀπορροφητικό μέσο καί πάλι τό νερό.

Ἡ θερμοδυναμική ἐξέταση τοῦ ψυκτικοῦ συστήματος μέ ἀπορρόφηση ἀτμῶν εἶναι πιό πολύπλοκη ἀπό ὅ,τι τοῦ προηγούμενου συστήματος καί ἐνδιαφέρει κυρίως αὐτούς πού ἀσχολοῦνται μέ ψυκτικές ἐγκαταστάσεις. Γι' αὐτό δέν θά προχωρήσομε στήν ἐξέτασή του.

15.7 Ἀντλία θερμότητας.

Ὅπως εἴδαμε στήν εἰσαγωγή τοῦ κεφαλαίου αὐτοῦ, ὁ ψυκτικός κύκλος μπορεῖ νά χρησιμοποιηθεῖ καί ὡς ἀντλία θερμότητας δηλαδή γιά τή μεταφορά θερμότητας σέ χῶρο μέ ὑψηλή θερμοκρασία, ἡ ὁποία ἀφαιρεῖται γιά τό σκοπό αὐτό ἀπό ἄλλο χῶρο μέ χαμηλή θερμοκρασία. Οἱ ψυκτικοί κύκλοι πού ἀναφέραμε προηγουμένως, δηλαδή μέ μηχανική συμπίεση ἀτμῶν ἤ μέ ἀπορρόφηση ἀτμῶν ἐφαρμόζονται καί στήν ἀντλία θερμότητας. Ἡ πιό συνηθισμένη ἐφαρμογή τῆς ἀντλίας εἶναι ἡ θέρμανση ἤ/καί ἡ ψύξη τῶν χώρων ἐνδιαιτήσεως τοῦ προσωπικοῦ στά πλοῖα.

Ἄς θεωρήσομε τήν ψυκτική διάταξη τοῦ σχήματος 15.5α(α), πού εἶναι μία ἁπλή ψυκτική ἐγκατάσταση μέ μηχανική συμπίεση ἀτμῶν, ὡς μιά ἀντλία θερμότητας. Στή διάρκεια τοῦ χειμώνα, ἡ θερμότητα πού ἀποβάλλεται ἀπό τό ψυγεῖο, q_H, μπορεῖ νά χρησιμοποιηθεῖ γιά τή θέρμανση ἑνός κλειστοῦ χώρου. Ἔτσι, ἐνῶ σέ μιά ψυκτική ἐγκατάσταση ἡ πηγή τῆς θερμότητας εἶναι ὁ χῶρος πού ψύχεται, στήν ἀντλία θερμότητας ἡ πηγή αὐτή εἶναι τό ψυγεῖο τοῦ σχήματος 15.5α(α). Ὁ ἐξατμιστήρας τῆς ἐγκαταστάσεως τῆς ἀντλίας τοποθετεῖται στό ἐξωτερικό περιβάλλον, ἀπό ὅπου ἀφαιρεῖ θερμότητα ἀπό τόν ἀέρα τοῦ περιβάλλοντος, δεδομένου ὅτι τό ψυκτικό μέσο βρίσκεται σέ πολύ χαμηλότερη θερμοκρασία ἀπό αὐτόν. Ἔτσι ὁ συντελεστής λειτουργίας τῆς ἀντλίας θερμότητας, σύμφωνα μέ τήν ἐξίσωση (15.2), ***γιά θέρμανση*** εἶναι:

$$\sigma_{\lambda\alpha} = \frac{q_H}{w} = \frac{h_3 - h_4}{h_3 - h_2} \tag{15.12}$$

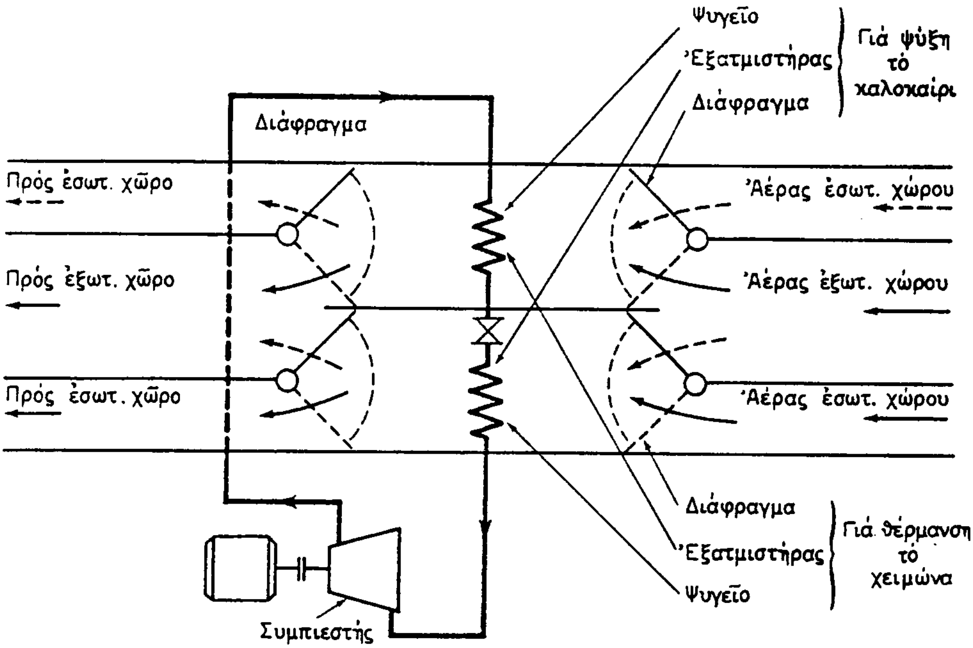
Στή διάρκεια τώρα τοῦ καλοκαιριοῦ, πού θέλομε νά ψύξομε ἕνα κλειστό χῶρο, ὁ ἐξατμιστήρας βρίσκεται μέσα στό χῶρο αὐτό καί τό ψυγεῖο στό ἐξωτερικό περιβάλλον. Ἡ θερμότητα τοῦ χώρου ἀφαιρεῖται ἀπό τόν ἐξατμιστήρα καί στή συνέχεια, μετά τή συμπίεση τοῦ ψυκτικοῦ μέσου, ἀποβάλλεται στό ψυγεῖο. Ἡ ψύξη τοῦ ψυγείου μπορεῖ νά ἐπιτευχθεῖ μέ τήν κυκλοφορία τοῦ ἀέρα τοῦ ἐξωτερικοῦ περιβάλλοντος ἐφ' ὅσον πρόκειται γιά μικρή ἐγκατάσταση, ἀλλιῶς θά χρειασθεῖ κυκλοφορία νεροῦ. Ὁ συντελεστής λειτουργίας τῆς ἀντλίας θερμότητας ***γιά ψύξη*** εἶναι:

$$\sigma_{\lambda\alpha} = \frac{q_C}{w} = \frac{h_2 - h_1}{h_3 - h_2} \tag{15.13}$$

Ἐδῶ θά πρέπει νά σημειώσομε ὅτι εἶναι δυνατό νά ἀντιστρέψομε τό ρόλο τοῦ ψυγείου καί τοῦ ἐξατμιστήρα, τοποθετώντας στήν ἐγκατάσταση μερικές ἐπιπλέον σωληνώσεις καί βαλβίδες. Μέ αὐτό τόν τρόπο μποροῦμε νά χρησιμοποιήσομε τήν ἴδια ἐγκατάσταση τῆς ἀντλίας θερμότητας γιά θέρμανση καί γιά ψύξη τοῦ ἴδιου χώρου, ἀνάλογα μέ τίς ἀνάγκες μας.

Στό σχῆμα 15.7α φαίνεται μία ἐγκατάσταση ἀντλίας θερμότητας, ὅπου οἱ ὀχετοί τοῦ ἀέρα ἔχουν τοποθετηθεῖ κατά τέτοιο τρόπο, ὥστε ἡ ἐγκατάσταση νά χρησιμοποιεῖται καί γιά θέρμανση καί γιά ψύξη ἑνός κλειστοῦ χώρου. Τό καλοκαίρι, καί τά τέσσερα διαφράγματα βρίσκονται στήν ἐπάνω θέση (συνεχής γραμμή), ἔτσι ὥστε ὁ ἀέρας τοῦ ἐσωτερικοῦ χώρου νά περνᾶ ἀπό τόν ἐξατμιστήρα καί νά ψύχεται· ὁ ἐξωτερικός ἀέρας περνᾶ ἀπό τό ψυγεῖο καί ἀφαιρεῖ τή θερμότητα πού πῆρε τό ψυκτικό μέσο ἀπό τόν ἐσωτερικό χῶρο, μαζί βέβαια μέ τή θερμότητα λόγω τοῦ μηχανικοῦ ἔργου τοῦ συμπιεστῆ. Γιά τή λειτουργία τοῦ συστήματος τό χειμώνα, καί τά τέσσερα διαφράγματα βρίσκονται στήν κάτω θέση (διακεκομμένη γραμμή)· ἡ μεταφορά τῆς θερμότητας ἀπό τόν ἐξωτερικό ἀέρα, ἀκόμη καί σέ σχετικά χαμηλές θερμοκρασίες, γίνεται στόν ἐξατμιστήρα, ἐνῶ ἡ θερμότητα αὐτή ἀποβάλλεται στό ψυγεῖο γιά τή θέρμανση τοῦ ἀέρα τοῦ ἐσωτερικοῦ χώρου.

Τό μέγεθος τῆς ἀντλίας θερμότητας καθορίζεται μετά ἀπό τήν ἐξέταση καί τῶν δύο τρόπων λειτουργίας (θέρμανση καί ψύξη). Συνήθως οἱ ἀπαιτήσεις γιά θέρμανση εἶναι μεγαλύτερες καί συνεπῶς καθοριστικές γιά τό μέγεθος τοῦ συστήματος. Πάντως καί ὁ γεωγραφικός τόπος ὅπου πρόκειται νά λειτουργήσει ἡ ἀντλία ἀποτελεῖ καθοριστικό παράγοντα. Ἡ ἀντλία θερμότητας ἔγινε οἰκονομικά συναγωνίσιμη τόν τελευταῖο καιρό, κυρίως λόγω τῆς αὐξήσεως τοῦ κό-



Σχ. 15.7α.
Ἐγκατάσταση ἀντλίας θερμότητας γιά ψύξη τό καλοκαίρι καί θέρμανση τό χειμώνα.

στους τῶν καυσίμων καί ἐφαρμόζεται σέ συνεχῶς αὐξανόμενες περιπτώσεις θερμάνσεως καί ψύξεως χώρων. Πιστεύεται ὅτι στό μέλλον, μέ τήν ἀποδοτική ἐκμετάλλευση τῆς ἡλιακῆς ἐνέργειας, θά χρησιμοποιεῖται ἀκόμα πιό πολύ.

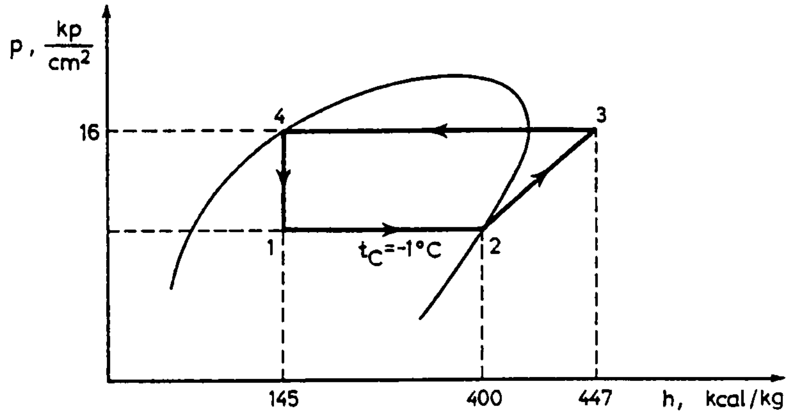
Γιά τήν ἀποδοτικότητα τῆς ἀντλίας θερμότητας, ἄς δοῦμε τό παράδειγμα πού ἀκολουθεῖ.

Παράδειγμα.

Μιά ἀντλία θερμότητας λειτουργεῖ μέ βάση τόν κύκλο μέ μηχανική συμπίεση ἀτμῶν, ἔχει ὡς ἐργαζόμενο μέσο τήν ἀμμωνία καί χρησιμοποιεῖται γιά τή θέρμανση ἑνός χώρου ἐνδιαιτήσεως προσωπικοῦ ἑνός πλοίου. Οἱ ἀνάγκες τοῦ χώρου καλύπτονται μέ κυκλοφορία ἀέρα 32 m^3/min καί μέ θέρμανση τοῦ ἀέρα ἀπό 7°C σέ 26°C. Ἡ θερμοκρασία τοῦ ἐξατμιστήρα εἶναι −1°C καί ἡ πίεση στό ψυγεῖο 15,69 bar. Νά προσδιορισθεῖ: α) ἡ παροχή τῆς μάζας τοῦ ψυκτικοῦ μέσου, β) ὁ συντελεστής λειτουργίας, γ) ἡ ἰσχύς πού ἀπαιτεῖται, δ) τό κόστος τῆς λειτουργίας ἄν τό ἠλεκτρικό ρεῦμα κοστίζει 3 δρχ./kWh, ε) τό κόστος τοῦ πετρελαίου, πού χρειάζεται γιά τήν ἴδια θέρμανση, ἄν ἡ θερμαντική ἱκανότητά του εἶναι 41.000 kJ/kg καί κοστίζει 6 δρχ./kg. Τό εἰδικό βάρος καί ἡ εἰδική θερμότητα μέ σταθερή πίεση τοῦ ἀέρα νά ληφθοῦν 0,832 m^3/kg καί 1 kJ/kgK ἀντίστοιχα.

Λύση.

Ἡ ἀντλία θερμότητας ἔχει τή διάταξη τοῦ σχήματος 15.5α(α). Γιά εὐκολία θά χρησιμοποιήσομε τό διάγραμμα p - h τῆς ἀμμωνίας (παράρτημα «Γ»). Ὁ κύκλος λειτουργίας τῆς ἀντλίας φαίνεται στό διάγραμμα p - h τοῦ σχήματος 15.7β.



Σχ. 15.7β.
Κύκλος παραδείγματος τῆς παραγράφου 15.6 στό διάγραμμα p-h.

α) Τό ποσό τῆς θερμότητας πού ἀποβάλλεται ἀπό τό ψυγεῖο εἶναι ἡ θερμότητα πού παίρνει ὁ ἀέρας γιά νά ἀνέβει ἡ θερμοκρασία του ἀπό 7°C σέ 26°C. Φυσικά, ἡ πίεση τοῦ χώρου εἶναι ἀτμοσφαιρική. Ἐφαρμόζομε τόν πρῶτο θερμοδυναμικό νόμο στό ψυγεῖο, ἤ ἀλλιῶς ἐξισώνομε τίς ἐνέργειες πού εἰσέρχονται καί ἐξέρχονται καί ἔχομε ὅτι:

$$\dot{m}_r (h_3 - h_4) = \dot{m}_\alpha c_p (t_2 - t_1) \qquad (1)$$

ὅπου: $\dot{m}_r$ ἡ παροχή μάζας ψυκτικοῦ μέσου, kg/s

h_3, h_4 οἱ ἐνθαλπίες τοῦ ψυκτικοῦ μέσου στά ἀντίστοιχα σημεῖα τοῦ σχήματος 15.5α(α)

$\dot{m}_\alpha$ ἡ παροχή μάζας τοῦ ἀέρα στόν ἐσωτερικό χῶρο, kg/s

t_1, t_2 οἱ θερμοκρασίες τοῦ ἀέρα πρίν καί μετά τή θέρμανση, °C.

Λύοντας τή ἐξίσωση (1) ὡς πρός $\dot{m}_r$,

$$\dot{m}_r = \frac{\dot{m}_\alpha c_p (t_2 - t_1)}{h_3 - h_4} \qquad (2)$$

ἀλλά $$\dot{m}_\alpha = \frac{\dot{V}}{\upsilon} = \frac{32}{0{,}832 \times 60} = 0{,}641 \text{ kg/s}$$

Ἀπό τό διάγραμμα p - h τῆς ἀμμωνίας παίρνομε τά ἑξῆς στοιχεῖα, ὅπως φαίνονται στό διάγραμμα (χωρίς κλίμακα) τοῦ σχήματος 15.7β:

γιά $t_C = -1°C \qquad h_2 = 400$ kcal/kg μέ s = σταθ. $h_3 = 447$ kcal/kg

καί γιά p = 15,69 bar = 16 kp/cm² $h_4 = h_1 = h_f = 145$ kcal/kg

Ἀντικαθιστοῦμε στήν ἐξίσωση (2) καί ἔχομε:

$$\dot{m}_r = \frac{0{,}641 \times (26 - 7)}{(447 - 145) \times 4{,}186} = 0{,}010 \text{ kg/s}$$

β) Ὁ συντελεστής λειτουργίας τῆς ἀντλίας, ἐξίσωση (15.12), εἶναι:

$$\sigma_{\lambda\alpha} = \frac{h_3 - h_4}{h_3 - h_2} = \frac{447 - 145}{447 - 400} = 6{,}43$$

γ) Ἡ ἰσχύς πού χρειάζεται γιά νά λειτουργήσει ἡ ἀντλία εἶναι:

$$P_\alpha = \dot{m}_r\,(h_3 - h_2) = 0{,}01 \times (447 - 400) \times 4{,}186 = 1{,}97 \text{ kW}$$

δ) Τό κόστος τῆς ἰσχύος αὐτῆς εἶναι:

$$K_\alpha = 1{,}97 \times 3 = 5{,}91 \text{ δρχ/h}$$

ε) Ἄν ἀντί γιά ἀντλία θερμότητας χρησιμοποιήσομε μικρό λέβητα πού λειτουργεῖ μέ καύσιμο θερμογόνου δυνάμεως 41.000 kJ/kg, ὅπως π.χ. ἡ ἐγκατάσταση κεντρικῆς θερμάνσεως στά κτίρια, τότε τό κόστος τῆς ἐνέργειας θά ἦταν:

$$K_\theta = \frac{E_\theta\ \tau_\kappa}{H_\kappa} \qquad (3)$$

ὅπου: E_θ ἡ ἐνέργεια γιά τήν αὔξηση τῆς θερμοκρασίας τοῦ ἀέρα ἀπό 7°C σέ 26°C

τ_κ ἡ τιμή τοῦ καυσίμου = 6 δρχ/kg

H_κ ἡ θερμογόνος δύναμη καυσίμων = 41.000 kJ/kg

Ἀλλά $E_\theta = \dot{m}_\alpha c_p (t_2 - t_1) = 0{,}641 \times 1 \times (26 - 7) = 12{,}18$ kJ/s ἤ 12,18 kW,

ὁπότε, ἀπό τήν ἐξίσωση (3) παίρνομε:

$$K_\theta = \frac{12{,}18 \times 6}{41.000} \times 3600 = 6{,}42 \text{ δρχ/h}$$

Βλέπομε λοιπόν ὅτι τό κόστος γιά τή θέρμανση τοῦ χώρου μέ ἀντλία θερμότητας εἶναι κατά 9,1% μικρότερο ἀπό τό ἀντίστοιχο γιά θέρμανση μέ καύσιμο.

Ἐδῶ θά πρέπει νά τονίσομε ὅτι πρός τό παρόν τουλάχιστον τό μειονέκτημα τῆς ἀντλίας θερμότητας εἶναι τό πολύ ὑψηλό κόστος τῆς ἀγορᾶς καί τῆς ἐγκαταστάσεώς της.

15.8 Κλιματισμός.

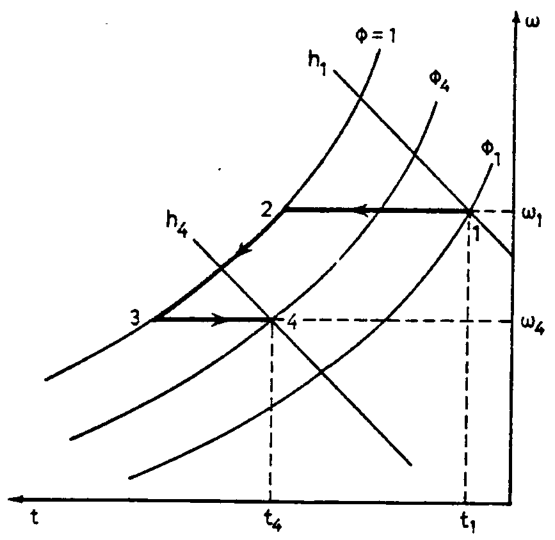
Μέ τόν ὅρο ***κλιματισμός*** συνηθίσαμε νά ἐννοοῦμε ἀποκλειστικά τήν ψύξη τοῦ ἀτμοσφαιρικοῦ ἀέρα τό καλοκαίρι γιά τήν ἄνετη διαβίωση τοῦ ἀνθρώπου μέσα σέ κλειστούς χώρους. Ὅμως στήν πραγματικότητα, μέ τόν κλιματισμό ἐπιτυγχάνομε πολύ περισσότερα ἀπό τή ψύξη. Φέρνομε τόν ἀτμοσφαιρικό ἀέρα, μέ ὁρισμένες θερμοδυναμικές διεργασίες, σέ κατάσταση τέτοια πού νά εἶναι κατάλληλος γιά κάποιο σκοπό. Τό καλοκαίρι π.χ. εἶναι ἐπιθυμητό νά ἔχομε ὄχι μόνο κρύο ἀέρα, ἀλλά καί ἀπαλλαγμένο ἀπό ὑγρασία· ἐπίσης, τό χειμώνα θέλομε ζεστό ἀέρα ἀλλά μέ κάποιο ποσοστό ὑγρασίας. Ἕνα, λοιπόν, ἀπό τά πιό βασικά στοιχεῖα τοῦ κλιματισμοῦ εἶναι ἡ ρύθμιση τῆς ὑγρασίας τοῦ ἀέρα. Ἄλλα στοιχεῖα τοῦ κλιματισμοῦ εἶναι ἡ διατήρηση σταθερῆς θερμοκρασίας τοῦ χώρου πού κλιματίζεται, ὅπως ἐπίσης καί ἡ συνεχής ἀνανέωσή του. Ἀπό τή μελέτη τοῦ τρόπου ἀποβολῆς τῆς θερμότητας ἀπό τό ἀνθρώπινο σῶμα ἀποδείχθηκε ὅτι τά τρία αὐτά στοιχεῖα, δηλαδή ἡ ὑγρασία, ἡ θερμοκρασία καί ἡ κίνηση τοῦ ἀέρα, ἐπιδροῦν ἄμεσα στήν ὑγιεινή καί ἄνετη διαβίωση τοῦ ἀνθρώπου μέσα σέ κλειστούς χώρους.

Θά μᾶς ἀποσχολήσουν στή συνέχεια τά δύο πρῶτα στοιχεῖα, ἡ θερμοκρασία καί ἡ ὑγρασία, πού ἔχουν ἄμεση σχέση μέ τή Θερμοδυναμική. Πιό συγκεκριμένα, θά δοῦμε τίς διεργασίες πού ἀκολουθεῖ ὁ ἀτμοσφαιρικός ἀέρας, δηλαδή τόν τρόπο κλιματισμοῦ τοῦ ἀέρα, τό καλοκαίρι καί τό χειμώνα. Τά θερμοδυναμικά μεγέθη τῶν διεργασιῶν αὐτῶν μᾶς εἶναι ἤδη γνωστά ἀπό τό δέκατο τρίτο κεφάλαιο, ὅπου μιλήσαμε καί γιά τό ψυχρομετρικό διάγραμμα πού χρησιμοποιεῖται εὐρύτατα γιά τόν κλιματισμό.

15.8.1 Κλιματισμός τοῦ ἀέρα τό καλοκαίρι.

Ὁ κλιματισμός τοῦ ἀέρα τό καλοκαίρι ἔχει ὡς σκοπό τήν ψύξη καί τήν ἀφαίρεση τῆς ὑγρασίας τοῦ ἀέρα, πού εἶναι ἡ αἰτία τῆς πνιγηρότητας τῆς ἀτμόσφαιρας μέσα σ' ἕνα κλειστό χῶρο. Στή διεργασία τῆς ψύξεως, ὁ ἀέρας ψύχεται κάτω ἀπό τό σημεῖο δρόσου (βλ. παράγραφο 13.5) μέχρι νά ἀφαιρεθεῖ ἡ ἐπιθυμητή ποσότητα τῆς ὑγρασίας. Ὑπάρχουν δύο μέθοδοι γιά τήν ψύξη τοῦ ἀέρα. Μέ τή πρώτη μέθοδο παγωμένο νερό ψεκάζεται μέσα στόν ἀέρα ἔτσι πού γίνεται κεκορεσμένος ἀέρας στή θερμοκρασία τοῦ νεροῦ. Μέ τή δεύτερη, ἡ ὁποία ἐφαρμόζεται σέ μικρές κλιματιστικές συσκευές (δωματίου) ὁ ἀέρας περνᾶ πάνω ἀπό παγωμένα στοιχεῖα (σερπαντίνες) τοῦ ἐξατμιστήρα μιᾶς ψυκτικῆς μονάδας. Ἡ μέθοδος αὐτή προϋποθέτει ὅτι θά ὑπάρχουν ἀρκετά στοιχεῖα πού θά ἐπιτρέπουν νά ψυχθεῖ ὅλος ὁ ἀέρας στή θερμοκρασία συμπυκνώσεως.

Ἀπό τή σκοπιά τῆς Θερμοδυναμικῆς, ἐνδιαφερόμαστε γιά τήν κατάσταση τοῦ ἀέρα μόνο στήν εἴσοδο καί στήν ἔξοδο τῆς μονάδας, ὅπου ἀφαιρεῖται ἡ ὑγρασία (ἀφυγραντήρας). Οἱ διεργασίες ὅμως πού μεσολαβοῦν μεταξύ τῆς εἰσόδου καί τῆς ἐξόδου εἶναι οἱ ἑξῆς (σχ. 15.8α): Ἀπό τό σημεῖο 1 στό σημεῖο 2 ὁ ἀέρας ψύχεται μέχρι τοῦ σημείου δρόσου ($\varphi = 1$), στή συνέχεια ἕνα μέρος τοῦ ὑδρατμοῦ συμπυκνώνεται καί ἀφαιρεῖται σταδιακά ἀπό τό σημεῖο 2 στό σημεῖο 3 ἐπάνω στήν καμπύλη $\varphi = 1$. Τό νέο μίγμα ἀέρα-ὑδρατμοῦ θερμαίνεται μέχρι



Σχ. 15.8α.
Διεργασίες ψύξεως.

τήν ἐπιθυμητή θερμοκρασία καί σχετική ὑγρασία ἀπό τό σημεῖο 3 στό σημεῖο 4. Οἱ ἐνθαλπίες τοῦ μίγματος στήν εἴσοδο καί στήν ἔξοδο λαμβάνονται ἀπό τίς ἀντίστοιχες γραμμές σταθερῆς ἐνθαλπίας.

Παράδειγμα 1.

Ὑγρός ἀέρας μέ θερμοκρασία 32°C καί σχετική ὑγρασία 60% εἰσέρχεται στά ψυκτικά στοιχεῖα ἑνός ἀφυγραντήρα μέ παροχή 90 kg/min. Στήν ἔξοδο τοῦ ἀφυγραντήρα ὁ ἀέρας εἶναι κεκορεσμένος μέ θερμοκρασία 16°C. Ζητεῖται νά προσδιορισθεῖ: α) τό συμπύκνωμα πού ἀφαιρέθηκε καί β) οἱ ψυκτικοί τόνοι πού χρειάζονται. Ἡ διάταξη καί διεργασία τῆς ἀφαιρέσεως τῆς ὑγρασίας φαίνονται στό σχῆμα 15.8β.

Λύση.

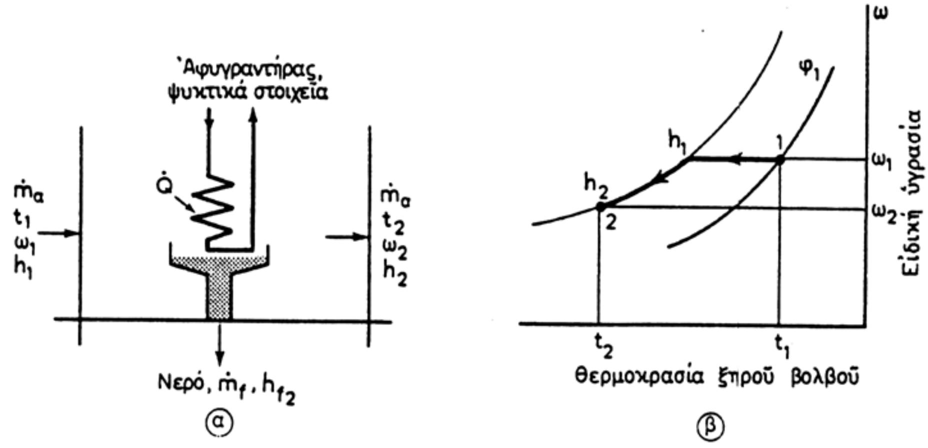
α) Γιά νά μειωθεῖ ἡ ὑγρασία τοῦ ἀέρα ἀφαιροῦμε μιά ποσότητα νεροῦ (συμπύκνωμα) πού βρίσκεται ἀναμεμιγμένη μέ τόν ἀέρα.

Σύμφωνα μέ τήν ἀρχή τῆς διατηρήσεως τῆς μάζας, θά πρέπει ἡ μάζα τοῦ ὑγροῦ ἀέρα πού εἰσέρχεται στόν ἀφυγραντήρα νά εἶναι ἴση μέ τή μάζα τοῦ ξηροῦ ἀέρα σύν τή μάζα τοῦ συμπυκνώματος πού ἀφαιρέθηκε. Δηλαδή:

$$\dot{m}_\alpha\, \omega_1 = \dot{m}_\alpha\, \omega_2 + \dot{m}_f \qquad (1)$$

ὅπου ω_1 καί ω_2 εἶναι ἡ εἰδική ὑγρασία τοῦ ἀέρα στήν εἴσοδο καί τήν ἔξοδο τοῦ ἀφυγραντήρα. Ἀλλά, ἀπό τό ψυχρομετρικό διάγραμμα (παράρτημα «Γ») παίρνομε [σχ. 15.8β(β)]:

Γιά $\quad t = 32°C$ καί σχετική ὑγρασία $\varphi = 60\%$



Σχ. 15.8β.
α) Διάταξη ἐγκαταστάσεως καί β) διεργασία παραδείγματος 1 τῆς παραγράφου 15.8.1.

$$\omega_1 = 0{,}0175 \text{ kg } H_2O/\text{kg ξηροῦ ἀέρα} \quad [\text{σημεῖο 1 σχ. 15.8β(β)}].$$

'Ακολουθώντας τίς διεργασίες πού εἴπαμε, ἀπό τό σημεῖο 1 ψύχομε τόν ἀέρα κάτω ἀπό τό σημεῖο δρόσου, πού εἶναι $t_{dp} = 22{,}8°C$, μέχρι νά ἀποκτήσει τή θερμοκρασία τῶν 16°C (σημεῖο 2). Στή θερμοκρασία αὐτή παίρνομε ἀπό τό ψυχρομετρικό διάγραμμα:

$$\omega_2 = 0{,}011 \text{ kg } H_2O/\text{kg ξηροῦ ἀέρα}.$$

'Επίσης, δίνεται ὅτι $\dot{m}_\alpha = 90$ kg/min ἤ 1,50 kg/s.
Λύοντες τήν ἐξίσωση (1) ὡς πρός $\dot{m}_f$ καί ἀντικαθιστῶντες τίς τιμές ἔχομε:

$$\dot{m}_f = \dot{m}_\alpha\ (\omega_1 - \omega_2) = 1{,}50 \times (0{,}0175 - 0{,}011) = 0{,}010 \text{ kg } H_2O/s$$

β) 'Εφαρμόζομε τόν πρῶτο θερμοδυναμικό νόμο στόν ἀφυγραντήρα καί ἔχομε [σχ. 15.8β(α)]:

$$\dot{m}_\alpha h_1 = \dot{m}_f h_{f2} + \dot{m}_\alpha h_2 + \dot{Q} \tag{2}$$

'Από τό ψυχρομετρικό διάγραμμα βρίσκομε ὅτι:

στό σημεῖο 1 ἡ ἐνθαλπία εἶναι $h_1 = 18{,}4$ kcal/kg ἤ 77,02 kJ/kg
στό σημεῖο 2 ἡ ἐνθαλπία εἶναι $h_2 = 10{,}5$ kcal/kg ἤ 43,95 kJ/kg

'Επίσης, στό σημεῖο 2 τό νερό πού ἀφαιρεῖται εἶναι κεκορεσμένο σέ θερμοκρασία 16°C. 'Από τόν πίνακα Γ1 γιά t = 16°C, $h_{f2} = 67{,}1$ kJ/kg. 'Οπότε λύνομε τήν ἐξίσωση (2) ὡς πρός $\dot{Q}$ καί ἀντικαθιστοῦμε τίς τιμές:

$$\dot{Q} = \dot{m}_\alpha\ (h_1 - h_2) - \dot{m}_f h_{f2} = 1{,}50 \times (77{,}02 - 43{,}95) - 0{,}01 \times 67{,}1 =$$
$$= 48{,}93 \text{ kW}$$

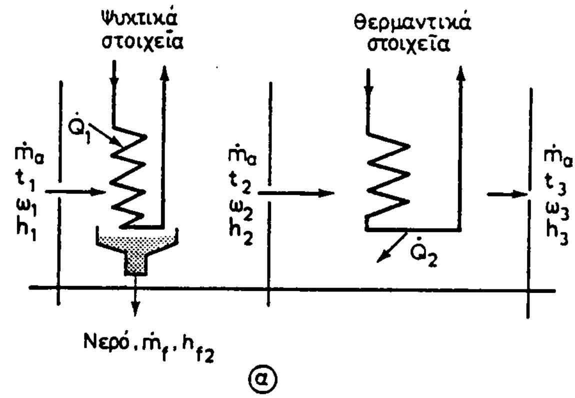
Αρα οἱ ψυκτικοί τόνοι πού ἀπαιτοῦνται εἶναι:

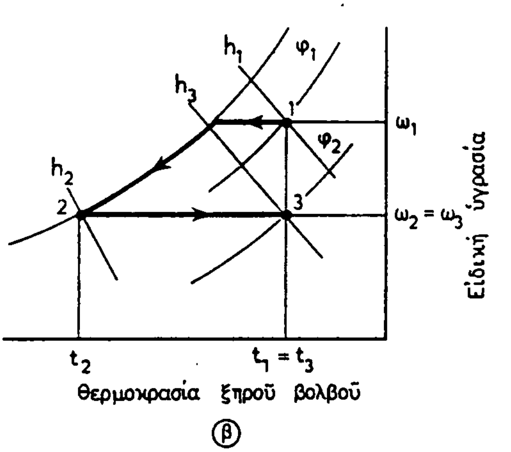
$$ΨT = \frac{48{,}93}{3{,}519} = 13{,}9 \text{ τόνοι} \quad (1\ ΨT = 3{,}519\ kW)$$

Παρατηροῦμε ὅτι ἡ θερμική ἰσχύς τοῦ κεκορεσμένου νεροῦ, $\dot{m}_f\, h_{f2}$, ἀντιπροσωπεύει μόνο τό 1,4% τῆς ἰσχύος $\dot{Q}$. Ἑπομένως θά μπορούσαμε νά τήν παραλείψομε χωρίς νά κάνομε σοβαρό σφάλμα σέ πρακτικούς ὑπολογισμούς.

Παράδειγμα 2.

Ὑγρός ἀέρας εἰσέρχεται σέ μιά μονάδα ἀφυγραντήρα - θερμαντήρα μέ θερμοκρασία 27°C καί σχετική ὑγρασία 80%. Ἀπό τή μονάδα ἐξέρχεται μέ 27°C καί 50% σχετική ὑγρασία. Ἡ παροχή τοῦ ἀέρα εἶναι 0,54 kg/s. Ζητοῦνται οἱ ψυκτικοί τόνοι καί ἡ θερμοκρασία πού χρειάζονται γιά τή λειτουργία τῆς μονάδας. Ἡ διάταξη καί οἱ διεργασίες τῆς λειτουργίας φαίνονται στό σχῆμα 15.8γ.





Σχ. 15.8γ.
α) Διάταξη ἐγκαταστάσεως καί β) διεργασίες παραδείγματος 2 τῆς παραγράφου 15.8.1.

Λύση.

Σ' αὐτό τό παράδειγμα προσθέσαμε σέ σειρά μέ τόν ἀφυγραντήρα μία μονάδα θερμάνσεως τοῦ ἀέρα, πού ἐπαναφέρει τόν ἀέρα στή θερμοκρασία πού ἐπιθυμοῦμε στό παράδειγμά μας, στή θερμοκρασία τῆς εἰσόδου.

Γράφομε τόν πρῶτο θερμοδυναμικό νόμο γιά τόν ἀφυγραντήρα:

$$\dot{m}_\alpha h_1 = \dot{m}_f h_{f2} + \dot{m}_\alpha h_2 + \dot{Q}_1$$

ἤ

$$\dot{Q}_1 = \dot{m}_\alpha (h_1 - h_2) - \dot{m}_f h_{f2} \qquad (1)$$

ἀλλά, ὅπως εἴδαμε στό προηγούμενο παράδειγμα:

$$\dot{m}_f = \dot{m}_\alpha (\omega_1 - \omega_2) \qquad (2)$$

Ἀπό τό ψυχρομετρικό διάγραμμα:

γιά $t_1 = 27°C$ καί $\varphi_1 = 80\%$ $\omega_1 = 0{,}0178$.

Τό σημεῖο 2 προσδιορίζεται ἀπό τίς συνθῆκες ἐξόδου καί εἶναι $\omega_2 = 0{,}011$, ὁπότε ἀπό τήν ἐξίσωση (2):

$$\dot{m}_f = 0{,}54 \times (0{,}0178 - 0{,}011) = 0{,}0037 \text{ kg } H_2O/s$$

Στό σημεῖο 2 ἡ θερμοκρασία εἶναι 15,8°C καί ἀπό τόν πίνακα Γ1:

$$h_{f2} = 66{,}26 \text{ kJ/kg}.$$

Ἐπίσης ἀπό τό ψυχρομετρικό διάγραμμα $h_1 = 17{,}35$ kcal/kg ἤ 72,63 kJ/kg
$h_2 = 10{,}52$ kcal/kg ἤ 44,04 kJ/kg.

Ἀντικαθιστοῦμε στήν ἐξίσωση (1) καί παίρνομε:

$$\dot{Q}_1 = 0{,}54 \times (72{,}63 - 44{,}04) - 0{,}0037 \times 66{,}26 = 15{,}19 \text{ kW}.$$

Ἄρα οἱ ψυκ..κοί τόνοι εἶναι: $\dfrac{15{,}19}{3{,}519} = 4{,}32$ ΨΤ

Στό θερμαντήρα ἡ ἐνέργεια $\dot{Q}_2$ βρίσκεται πάλι μέ τόν πρῶτο θερμοδυναμικό νόμο, πού δίνει:

$$\dot{m}_\alpha h_2 + \dot{Q}_2 = \dot{m}_\alpha h_3$$

ἤ

$$\dot{Q}_2 = \dot{m}_\alpha (h_3 - h_2) \qquad (3)$$

Ἀπό τό ψυχρομετρικό διάγραμμα ἔχομε $h_3 = 13$ kcal/kg ἤ 54,42 kJ/kg, ὁπότε ἀπό τήν ἐξίσωση (3) ἔχομε τή θερμότητα πού δίνεται γιά τή θέρμανση τοῦ ἀέρα:

$$\dot{Q}_2 = 0{,}54 \times (54{,}42 - 44{,}04) = 5{,}61 \text{ kW}.$$

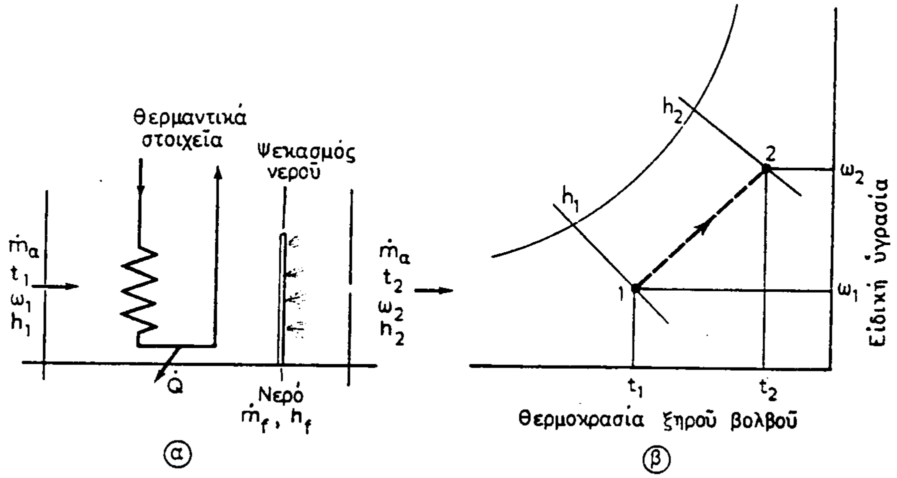
15.8.2 Κλιματισμός τοῦ ἀέρα τό χειμώνα.

Στά προηγούμενα παραδείγματα ἐξετάσαμε τίς διεργασίες τῆς ἀφαιρέσεως τῆς ὑγρασίας καί τῆς ψύξεως τοῦ ἀέρα, διεργασίες πού γίνονται ἀπό τίς κλιμαπιστικές συσκευές τό καλοκαίρι. Τό χειμώνα, μαζί μέ τή θέρμανση ἐπιθυμοῦμε νά προσθέσομε ὑγρασία στόν ἀέρα, γιατί ὁ ὑγρός ἀέρας γενικά δημιουργεῖ ἄνετες συνθῆκες τό χειμώνα σέ κλειστό χῶρο. Πέρα ἀπό αὐτό, μέ τόν ὑγρό ἀέρα ἐπιτυγχάνεται καλύτερη μεταφορά τῆς θερμότητας ἀπό ὅ,τι μέ τόν ξηρό, ὁ ὁποῖος γενικά εἶναι κακός ἀγωγός τῆς θερμότητας. Ἄς σημειωθεῖ ἐδῶ ὅτι ἡ εἰδική θερμότητα καί ὁ συντελεστής μεταφορᾶς θερμότητας τοῦ ἀέρα ἐπηρεάζονται ἄμεσα ἀπό τό ποσοστό τῆς ὑγρασίας.

Ἄς δοῦμε ἕνα παράδειγμα τοῦ τρόπου θερμάνσεως καί ὑγράνσεως τοῦ ἀέρα.

Παράδειγμα.

Ἀέρας εἰσέρχεται μέσα σέ μιά μονάδα ὑγραντήρα - θερμαντήρα μέ θερμοκρασία 10°C καί σχετική ὑγρασία 10%. Ὁ ἀέρας ἐξέρχεται ἀπό τό θερμαντήρα μέ θερμοκρασία 24°C καί σχετική ὑγρασία 50%. Ἡ παροχή τοῦ ἀέρα εἶναι 45,5 kg/min. Νά προσδιορισθεῖ τό νερό καί ἡ θερμότητα πού δόθηκε στή μονάδα. Στήν εἴσοδο τῆς μονάδας τό νερό ἔχει θερμοκρασία 16°C. Στό σχῆμα 15.8δ φαίνεται ἡ μονάδα καί ἡ διεργασία τῆς θερμάνσεως.



Σχ. 15.8δ.
α) Διάταξη μονάδας καί β) διεργασία θερμάνσεως παραδείγματος τῆς παραγράφου 15.8.2.

Λύση.

Ἡ μάζα τοῦ νεροῦ πού δόθηκε εἶναι:

$$\dot{m}_f = \dot{m}_\alpha (\omega_2 - \omega_1) \quad (1)$$

Ἀπό τό ψυχρομετρικό διάγραμμα τοῦ Παραρτήματος «Γ»:

γιά $t_1 = 10°C \quad \varphi_1 = 10\% \quad \omega_1 = 0{,}0008$

$t_2 = 24°C \quad \varphi_2 = 50\% \quad \omega_2 = 0{,}009.$

Ἀντικαθιστοῦμε στήν ἐξίσωση (1) καί παίρνομε τή μάζα τοῦ νεροῦ πού προστέθηκε:

$$\dot{m}_f = \frac{45,5}{60} \times (0,009 - 0,0008) = 0,006 \text{ kg } H_2O/s$$

Ὁ πρῶτος θερμοδυναμικός νόμος στή μονάδα τοῦ ὑγραντήρα - θερμαντήρα δίνει ὅτι:

$$\dot{m}_\alpha h_1 + \dot{Q} + \dot{m}_f h_f = \dot{m}_\alpha h_2$$

ἤ

$$\dot{Q} = \dot{m}_\alpha (h_2 - h_1) - \dot{m}_f h_f \qquad (2)$$

Ἀλλά ἀπό τό ψυχρομετρικό διάγραμμα, οἱ ἐνθαλπίες στά σημεῖα 1 καί 2 τῆς διεργασίας τῆς θερμάνσεως εἶναι:

h_1 = 2,6 kcal/kg ἤ 10,88 kJ/kg, h_2 = 11,2 kcal/kg ἤ 46,88 kJ/kg

Ἐπίσης ἀπό τόν πίνακα Γ1 γιά $t_f = 16°C$ $h_f = 67,2$ kJ/kg.
Ὁπότε ἀπό τήν ἐξίσωση (2) παίρνομε τή θερμότητα πού δώσαμε στόν ἀέρα:

$$\dot{Q} = \frac{45,5}{60} \times (46,88 - 10,88) - 0,006 \times 67,2 = 26,90 \text{ kJ/s ἤ } 26,90 \text{ kW}.$$

15.9 Ἀσκήσεις.

1. Ἕνας ἀναστρέψιμος κύκλος Carnot χρησιμοποιεῖται γιά θέρμανση καί ψύξη. Ἡ ἰσχύς πού δίνεται στόν κύκλο εἶναι 10 kW καί ὁ συντελεστής λειτουργίας γιά τήν ψύξη 3,5. Νά προσδιορισθεῖ: α) Ὁ λόγος T_H/T_C, β) τό ψυκτικό ἀποτέλεσμα σέ ψυκτικούς τόνους καί γ) ὁ συντελεστής λειτουργίας γιά θέρμανση.

(*Ἀπ.:* α) 1, 286, β) 9,96 CT, γ) 4,5)

2. Ἕνας ἀναστρέψιμος κύκλος Carnot χρησιμοποιεῖται γιά ψύξη καί ἀπορρίπτει θερμότητα 100 kW σέ θερμοκρασία 340 K, ἐνῶ ἀπορροφᾶ θερμότητα σέ θερμοκρασία 250 K. Νά βρεθεῖ: α) Ὁ συντελεστής λειτουργίας, β) ἡ ἀπαιτούμενη ἰσχύς καί γ) τό ψυκτικό ἀποτέλεσμα.

(*Ἀπ.:* α) 2,78, β) 561,8 kW, γ) 438,2 kW)

3. Μιά ψυκτική ἐγκατάσταση, πού λειτουργεῖ μέ βάση τόν κύκλο μέ μηχανική συμπίεση ἀτμῶν, ἔχει ψυκτική ἰσχύ 88 kW καί τό ἐργαζόμενο μέσο εἶναι ἀμμωνία (NH_3). Ἡ ἀμμωνία εἰσέρχεται στό συμπιεστή τῆς ἐγκαταστάσεως ὡς κεκορεσμένος ἀτμός θερμοκρασίας −30°C καί ἐξέρχεται μέ πίεση 14,3 bar καί θερμοκρασία 150°C. Τό ὑγρό ἀμμωνία εἰσέρχεται στήν ἐκτονωτική βαλβίδα μέ θερμοκρασία 32°C. Ζητεῖται νά ὑπολογισθεῖ: α) Ἡ παροχή τῆς μάζας τῆς ἀμμωνίας, β) ὁ συντελεστής λειτουργίας καί γ) ἡ ἰσχύς πού ἀπαιτεῖται γιά τή λειτουργία τῆς ἐγκαταστάσεως.

(*Ἀπ.:* α) 0,083 kg/s, β) 2,8, γ) 31,25 kW)

4. Μιά ψυκτική ἐγκατάσταση λειτουργεῖ μέ βάση τή μηχανική συμπίεση τῶν ἀτμῶν καί διαθέτει ἐναλλάκτη θερμότητας γιά τήν ὑπερθέρμανση τοῦ ψυκτικοῦ μέσου κατά 10°C. Ὁ ἐξατμιστήρας λειτουργεῖ στούς −30°C καί τό ψυγεῖο σέ 16,26 bar. Τό ψυκτικό ἀποτέλεσμα μέ Freon-12 δέν πρέπει νά εἶναι μικρότερο ἀπό 81,6 kJ/kg ἐργαζόμενου μέσου. Νά βρεθεῖ: α) Ἡ παροχή μάζας τοῦ ψυκτικοῦ μέσου γιά ψυκτική ἰσχύ 176 kW, β) ὁ συντελεστής λειτουργίας, γ) οἱ βαθμοί ὑποψύξεως καί δ) ἡ ἀπαιτούμενη ἰσχύς γιά τή λειτουργία τῆς ἐγκαταστάσεως.

(*Ἀπ.:* α) 2,16 kg/s, β) 1,57, γ) 5°C, δ) 112 kW)

5. Γιά τή θέρμανση ένός χώρου χρησιμοποιεῖται μιά ἀντλία θερμότητας πού ἔχει ὡς ἐργαζόμενο μέσο Freon-12 (R12) καί λειτουργεῖ μέ βάση τόν κύκλο μέ μηχανική συμπίεση ἀτμῶν. Μέ τή θέρμανση, ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀέρα ἀπό 4°C αὐξάνει σέ 30°C. Ἡ παροχή τοῦ ἀέρα εἶναι 0,72 kg/s. Ἡ θερμοκρασία τοῦ ψυγείου τῆς ἀντλίας εἶναι 40°C καί τοῦ ἐξατμιστήρα —4°C. Νά προσδιορισθεῖ: α) Ἡ παροχή μάζας τοῦ ψυκτικοῦ μέσου, β) ἡ ἰσχύς πού χρειάζεται γιά τή λειτουργία τῆς ἀντλίας καί γ) ὁ συντελεστής λειτουργίας.

(*Ἀπ.:* α) 0,140 kg/s, β) 2,93 kW, γ) 6,4)

6. Ἀέρας θερμοκρασίας 10°C καί σχετικῆς ὑγρασίας 50% θερμαίνεται σέ κλιματιστική μονάδα μέχρι 32°C καί ἀποκτᾶ σχετική ὑγρασία 90% σέ ἀτμοσφαιρική πίεση. Ἡ παροχή τοῦ ἀέρα εἶναι 8 kg/s. Ζητεῖται: α) Ἡ παροχή τῆς θερμότητας γιά τή θέρμανση καί β) τό νερό πού δόθηκε γιά τήν αὔξηση τῆς ὑγρασίας τοῦ ἀέρα.

(*Ἀπ.:* α) 659 kW, β) 0,188 kg/s)

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΔΕΚΑΤΟ ΕΚΤΟ

ΡΟΗ ΡΕΥΣΤΟΥ ΣΕ ΠΡΟΦΥΣΙΑ

16.1 Γενικά.

Τό προφύσιο (ἤ ἀκροφύσιο) ἔχει ὡς σκοπό τή μετατροπή τῆς θερμικῆς ἐνέργειας ἑνός ρευστοῦ σέ κινητική καί τήν κατεύθυνση τῆς ροῆς του σέ κάποιο συγκεκριμένο σημεῖο. Ἀποτελεῖ σημαντικό ἐξάρτημα διαφόρων μονάδων, ὅπως π.χ. τῶν στροβίλων, καί ἔχει σχέση τόσο μέ τή ροή ὅσο καί μέ τή θερμοδυναμική κατάσταση τοῦ ρευστοῦ μέσα σ' αὐτές. Στό κεφάλαιο αὐτό θά ἐξετάσομε τή θερμοδυναμική κατάσταση τῆς ροῆς ἑνός ρευστοῦ μέσα σέ ἕνα προφύσιο παρά αὐτή καθαυτή τή ροή, ἡ ὁποία ἀποτελεῖ ἀντικείμενο τοῦ μαθήματος τῆς Μηχανικῆς τῶν Ρευστῶν. Γιά νά προχωρήσομε ὅμως χρειαζόμαστε μερικές γνώσεις ἐπάνω στή ροή τῶν ρευστῶν, τίς ὁποῖες θά δώσομε πολύ συνοπτικά καί μέ τίς ἑξῆς ἁπλοποιητικές παραδοχές: Ἡ ροή τοῦ ρευστοῦ εἶναι μονοδιάστατη, ἡ παροχή τῆς μάζας μέσα ἀπό ἕνα ἄνοιγμα εἶναι σταθερή ὡς πρός τό χρόνο καί οἱ μεταβολές τῶν ἰδιοτήτων κάποιου σημείου τοῦ ρευστοῦ δέν ἀλλάζουν μέ τό χρόνο.

16.2 Ροή ρευστοῦ.

Ὁ νόμος τῆς διατηρήσεως τῆς μάζας, πού δώσαμε ἤδη στό τέταρτο κεφάλαιο παράγραφος (4.3), ἀποτελεῖ βασική ἀρχή γιά τήν ἐξέταση τῆς ροῆς ἑνός ρευστοῦ. Ἔτσι, γιά μονοδιάστατη ροή, ὅπως π.χ. σέ σωλήνα, ἰσχύει ἡ ἐξίσωση (4.4):

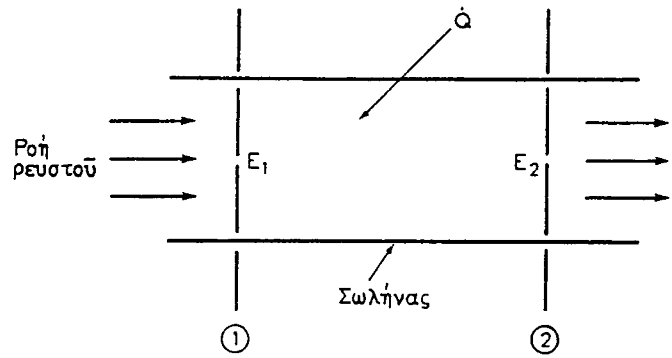
$$\dot{m} = \frac{A v}{\upsilon} \tag{16.1}$$

Ἐπίσης γιά σταθερή ροή, ἡ παροχή τῆς μάζας σέ ἕνα ἐπίπεδο κάθετο πρός τή διεύθυνση τῆς ροῆς εἶναι ἡ ἴδια μέ τήν παροχή μάζας σέ κάποιο ἄλλο. Δηλαδή, ἰσχύει ἡ ἐξίσωση (4.3):

$$\dot{m} = \frac{A_1 v_1}{\upsilon_1} = \frac{A_2 v_2}{\upsilon_2} = \ldots = \frac{A_i v_i}{\upsilon_i} \tag{16.2}$$

ὅπου μέ τούς ἀριθμούς 1, 2,..., i σημειώνομε τά διάφορα ἐπίπεδα.

Ὁ πρῶτος θερμοδυναμικός νόμος (ἀρχή διατηρήσεως τῆς ἐνέργειας) συντε-



Σχ. 16.2.
Ροή ρευστοῦ μέσα σέ σωλήνα.

λεῖ ἐπίσης ἀποφασιστικά στή μελέτη τῆς ροῆς τῶν ρευστῶν. Σύμφωνα μέ τό νόμο αὐτό, ἄν ἔχομε σταθερή ροή ρευστοῦ, π.χ. μέσα σέ σωλήνα (σχ. 16.2), ἡ ἐνέργεια τοῦ ρευστοῦ σέ κάποιο ἐπίπεδο 1 εἶναι ἴση μέ τήν ἐνέργειά του σέ κάποιο ἄλλο ἐπίπεδο 2.

Ἄν ἔχομε καί μεταφορά θερμότητας $\dot{Q}$ πρός τό σωλήνα μεταξύ τῶν ἐπιπέδων 1 καί 2, τότε ὁ πρῶτος θερμοδυναμικός νόμος μᾶς δίνει, ἐξίσωση (4.5):

$$\dot{Q} + E_1 = E_2 \tag{16.3}$$

ἤ σύμφωνα μέ τήν ἐξίσωση (4.15):

$$\dot{Q} + \dot{m}\left(h + \frac{v^2}{2} + gz\right)_1 = \dot{m}\left(h + \frac{v^2}{2} + gz\right)_2 \tag{16.3α}$$

Ἡ ἐξίσωση (16.3α) ἄν ἀναχθεῖ στή μονάδα παροχῆς μάζας τοῦ ρευστοῦ, γίνεται, βλ. ἐξίσωση (4.15α):

$$q + \left(h + \frac{v^2}{2} + gz\right)_1 = \left(h + \frac{v^2}{2} + gz\right)_2 \tag{16.3β}$$

Ἄν ἡ ροή εἶναι ἀδιαβατική: $q = 0$

Ἐπίσης, ἀπό τήν ἐξίσωση (4.14) ἔχομε ὅτι:

$$h = u + p\upsilon,$$

ὁπότε ἡ ἐξίσωση (16.3β) γράφεται ὡς:

$$u_1 + p_1\upsilon_1 + \frac{v_1^2}{2} + gz_1 = u_2 + p_2\upsilon_2 + \frac{v_2^2}{2} + gz_2$$

Ἄν τώρα θεωρήσομε ὅτι ἡ ροή εἶναι χωρίς τριβές, δηλαδή ἡ θερμοκρασία τοῦ ρευστοῦ παραμένει σταθερή, τότε μποροῦμε νά ποῦμε ὅτι ἡ μεταβολή τῆς ἐσωτερικῆς ἐνέργειας τοῦ ρευστοῦ εἶναι μηδέν, ἐξίσωση (6.9), πού σημαίνει ὅτι $u_1 = u_2$. Συνεπῶς ἔχομε ὅτι:

$$\frac{p_1}{\rho_1} + \frac{v_1^2}{2} + gz_1 = \frac{p_2}{\rho_2} + \frac{v_2^2}{2} + gz_2 \qquad (16.4)$$

ὅπου θέσαμε $\upsilon = 1/\rho$.

Ἡ ἐξίσωση (16.4) εἶναι γνωστή ὡς ἐξίσωση τοῦ Bernoulli καί χρησιμοποιεῖται γιά νά περιγράψει τή ροή ἑνός ἀσυμπίεστου ρευστοῦ, πράγμα πού σημαίνει ὅτι ἡ πυκνότητά του παραμένει σταθερή.

16.3 Στάσιμες ἰδιότητες.

Ἄς θεωρήσομε τή ροή ἑνός ρευστοῦ μέσα σέ ἕνα ***μονωμένο*** ὁριζόντιο σωλήνα. Ἡ ἐνέργεια τοῦ ρευστοῦ σέ κάθε κάθετο πρός τή ροή ἐπίπεδο εἶναι τό ἄθροισμα τῆς ἐνθαλπίας καί τῆς κινητικῆς ἐνέργειας, ὅπως φαίνεται καί ἀπό τήν ἐξίσωση (16.3β). Ἄν μετρήσομε τήν ἐνέργεια στό σημεῖο ὅπου ἀρχίζει ἡ ροή τοῦ ρευστοῦ, δηλαδή ἐκεῖ πού ἡ ταχύτητα εἶναι μηδέν, θά βροῦμε ὅτι εἶναι h_0. Ὁπότε ἔχομε ὅτι:

$$h_0 = h + \frac{v^2}{2} \qquad (16.5)$$

Ἐπίσης γνωρίζομε ὅτι $h_0 - h = c_p (T_0 - T)$, ἐξίσωση (6.8), ὁπότε ἡ ἐξίσωση (16.5) γράφεται ὡς:

$$T_0 = T + \frac{v^2}{2c_p} \qquad (16.6)$$

Ἔτσι, ἡ θερμοκρασία στό σημεῖο μέ τή μηδενική ταχύτητα προσδιορίζεται ἀπό τή θερμοκρασία καί ταχύτητα τοῦ ρευστοῦ σέ ὁποιοδήποτε ἐπίπεδο. Ἡ κατάσταση τοῦ ρευστοῦ στή μηδενική ταχύτητα ὀνομάζεται ***κατάσταση στασιμότητας.***

Ἄν θεωρήσομε ὅτι ἡ ροή εἶναι ἰσοεντροπική, τότε γιά ἕνα τέλειο ἀέριο, ὅπου ἰσχύει ἡ σχέση, ἐξίσωση (6.21):

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(k-1)/k}$$

ἡ πίεση στό σημεῖο μέ τή μηδενική ταχύτητα δίνεται ἀπό τή σχέση:

$$\frac{p_0}{p} = \left(1 + \frac{v^2}{2c_p T}\right)^{k/(k-1)} \qquad (16.7)$$

16.4 Ἀριθμός Mach.

Ὁ ἀριθμός Mach, M, ὁρίζεται ὡς ὁ λόγος τῆς πραγματικῆς ταχύτητας v πρός τήν ταχύτητα τοῦ ἤχου a στό ἴδιο σημεῖο τοῦ ρευστοῦ. Δηλαδή:

$$M = \frac{v}{a} \tag{16.8}$$

Ἄν ἀντικαταστήσομε τήν ἐξίσωση (16.8) στήν ἐξίσωση (16.6), ἔχομε τή θερμοκρασία τοῦ ρευστοῦ σέ συνάρτηση μέ τόν ἀριθμό Mach:

$$\frac{T_0}{T} = 1 + \frac{a^2 M^2}{2\, c_p\, T} \tag{16.9}$$

Παράδειγμα 1.

Ἀέριο ἥλιο ρέει μέσα σέ σωλήνα μέ ταχύτητα 1000 m/s καί ἔχει πίεση 1,20 bar καί θερμοκρασία 27°C. Ἄν ἡ ροή εἶναι ἰσοεντροπική, νά ὑπολογισθεῖ ἡ πίεση καί ἡ θερμοκρασία στασιμότητας.

Λύση.

Ἀπό τήν ἐξίσωση (16.7), γιά k = 2,077 καί c_p = 5,195 kJ/kgK (πίνακας Γ6), ἔχομε:

$$p_0 = p\,(1 + \frac{v^2}{2c_p\, T})^{k/(k-1)} = 1{,}20 \times 10^5\,(1 + \frac{1000^2}{2 \times 5195 \times 300})^{1{,}929} = 2{,}05 \text{ bar}$$

καί ἀπό τήν ἐξίσωση (16.6):

$$T_0 = T + \frac{v^2}{2c_p} = 300 + \frac{1000^2}{2 \times 5195} = 396{,}2 \text{ K}$$

Παράδειγμα 2.

Ἕνας μετεωρίτης μπαίνει μέσα στή γήινη ἀτμόσφαιρα μέ ταχύτητα 2500 m/s. Ἡ ἀτμοσφαιρική πίεση εἶναι 70 Pa καί ἡ θερμοκρασία 150 K. Νά προσδιορισθεῖ ὁ ἀριθμός Mach τοῦ μετεωρίτη καί ἡ στάσιμη θερμοκρασία καί πίεση τοῦ ἀτμοσφαιρικοῦ ἀέρα. Ἡ ταχύτητα τοῦ ἤχου μέ τίς συνθῆκες αὐτές εἶναι 245,5 m/s.

Λύση.

Ὁ ἀριθμός Mach δίνεται ἀπό τήν ἐξίσωση (16.8):

$$M = \frac{v}{a} = \frac{2500}{245{,}5} = 10{,}18$$

Ἡ στάσιμη θερμοκρασία εἶναι, ἐξίσωση (16.6):

$$T_0 = T + \frac{v^2}{2c_p} = 150 + \frac{2500^2}{2 \times 1004{,}7} = 3260 \text{ K} \quad \text{ἤ} \quad 2987{,}4°\text{C}$$

καί ἡ στάσιμη πίεση, ἐξίσωση (16.7):

$$p_0 = p\left(1 + \frac{v^2}{2c_p\,T}\right)^{k/(k-1)} = 70\left(1 + \frac{2500^2}{2 \times 1004{,}7 \times 150}\right)^{3{,}50} = 3351\ \text{kPa}$$

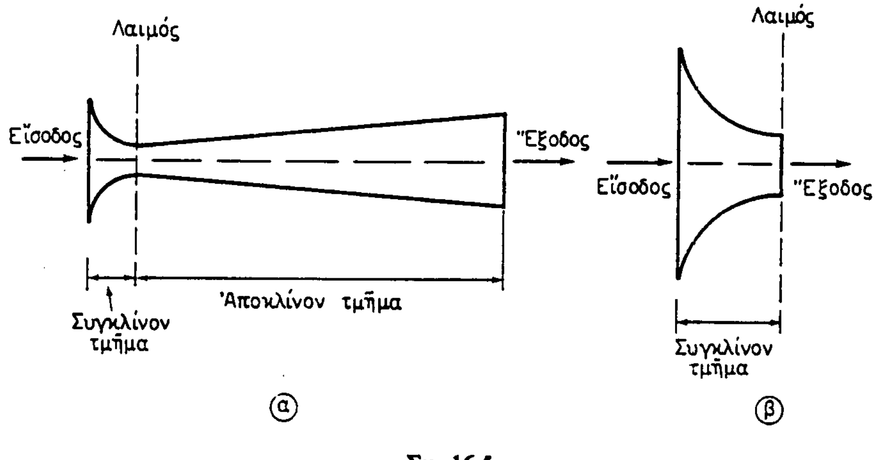
ἤ 33,51 bar

16.5 Προφύσια.

Τό προφύσιο (nozzle) εἶναι ἕνα ἐξάρτημα πού ἐξυπηρετεῖ δύο λειτουργικούς σκοπούς: μετατρέπει τή θερμική ἐνέργεια τοῦ ρευστοῦ πού περνᾶ μέσα ἀπ' αὐτό σέ κινητική ἐνέργεια καί κατευθύνει τή μάζα τοῦ ρευστοῦ σέ κάποια καθορισμένη γωνία. Οἱ δύο αὐτοί σκοποί ἐπιτυγχάνονται μέ τή μεταβλητή διατομή κατά μῆκος τοῦ προφυσίου, ὅπως φαίνεται στό σχῆμα 16.5α.

Ἕνα προφύσιο τό ὁποῖο πρῶτα συγκλίνει καί μετά ἀποκλίνει ὀνομάζεται ***συγκλίνον-ἀποκλίνον*** προφύσιο [σχ. 16.5α(α)]. Ἡ μικρότερη διατομή εἶναι γνωστή ὡς ὁ ***λαιμός*** τοῦ προφυσίου. Μιά ἄλλη μορφή προφυσίου εἶναι ἐκείνη πού δέν ἔχει ἀποκλίνον τμῆμα καί ἔτσι ὁ λαιμός εἶναι ἐπίσης καί ἡ ἔξοδος [σχ. 16.5α(β)].

Τό προφύσιο αὐτό ὀνομάζεται ***συγκλίνον.***



Σχ. 16.5α.
α) Συγκλίνον-ἀποκλίνον προφύσιο. β) Συγκλίνον προφύσιο.

16.5.1 Ροή ρευστοῦ μέσα σέ προφύσια.

Ἡ ροή ρευστοῦ μέσα σέ ἕνα προφύσιο θεωρεῖται ὅτι εἶναι μιά ἀδιαβατική ἐκτόνωση. Τό ρευστό εἰσέρχεται στό προφύσιο μέ μιά σχετικά μικρή ταχύτητα καί ὑψηλή πίεση· ἡ ἀρχική ταχύτητα εἶναι τόσο μικρή σέ σύγκριση μέ τήν ταχύτητα ἐξόδου, ὥστε μπορεῖ νά θεωρηθεῖ ἀμελητέα. Ὅπως τό ρευστό ἐκτονώνεται, ἡ ταχύτητα αὐξάνεται, ἡ πίεση μειώνεται καί ἡ θερμική ἐνέργεια μετατρέπεται σταδιακά σέ κινητική ἐνέργεια. Στή διάρκεια τῆς ἐκτονώσεως τοῦ ρευστοῦ μέσα στό προφύσιο οὔτε δίνεται οὔτε ἀφαιρεῖται θερμότητα καί φυσικά δέν ὑπάρχει παραγωγή ἔργου. Ἔτσι λοιπόν τόσο ἡ ἐκτόνωση ὅσο καί ἡ ροή τοῦ ρευστοῦ θεωροῦνται ἀδιαβατικές.

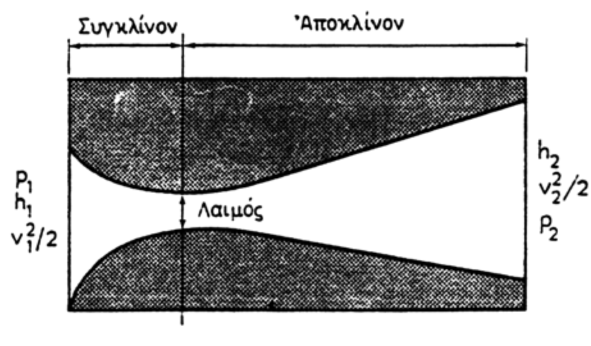
Στήν πράξη, μεταξύ τοῦ ρευστοῦ καί τῶν τοιχωμάτων τοῦ προφυσίου ὑπάρχει τριβή πού προκαλεῖ ἀντίσταση στή ροή καί μετατρέπεται σέ θερμότητα πού προστίθεται στή θερμότητα τοῦ ρευστοῦ. Ἔτσι ἡ ἐκτόνωση καί ἡ ροή εἶναι ἀδιαβατικές, ἀλλά ὄχι καί ἀναστρέψιμες. Εἰδικότερα στή ροή τοῦ ἀτμοῦ μέσα στά προφύσια παρουσιάζεται τό φαινόμενο τοῦ ***ὑπερκορεσμοῦ*** πού ὀφείλεται στήν ἀδυναμία τῆς συμπυκνώσεως τοῦ ἀτμοῦ κατά τή διάρκεια τῆς ἐκτονώσεως. Ἡ ἐκτόνωση τοῦ ἀτμοῦ γίνεται πολύ γρήγορα καί, ἄν ὁ ἀτμός εἶναι ἀρχικά ξηρός ἤ ὑπέρθερμος, θά πρέπει μέ τήν πτώση τῆς πιέσεως νά γίνει ὑγρός. Λόγω ὅμως τῆς ταχύτατης ἐκτονώσεως, ὁ ἀτμός δέν ἔχει χρόνο νά συμπυκνωθεῖ ἀλλά παραμένει στήν κατάσταση τοῦ ξηροῦ ἤ ὑπέρθερμου ἀτμοῦ, πράγμα πού δέν εἶναι φυσιολογικό· ὁ ἀτμός αὐτός συμπυκνώνεται καί ἐπανέρχεται στή φυσιολογική του κατάσταση σέ κάποια στιγμή μετά τήν ἐκτόνωση. Αὐτή ἡ ροή ὀνομάζεται ***ὑπερκορεσμένη ροή***.

Ἔτσι μποροῦμε νά ποῦμε ὅτι ἡ ροή μέσα σ' ἕνα προφύσιο εἶναι: ἀδιαβατική ἤ ἀδιαβατική τροποποιημένη λόγω τῶν τριβῶν ἤ ὑπερκορεσμένη ροή.

16.5.2 Ταχύτητα ἐκτονώσεως.

Ἔστω ὅτι στό συγκλίνον-ἀποκλίνον προφύσιο τοῦ σχήματος 16.5β ἔχομε σταθερή ἀδιαβατική ροή ἑνός ρευστοῦ χωρίς τριβές. Τό προφύσιο εἶναι καλά μονωμένο καί δέν δίνεται οὔτε ἀφαιρεῖται θερμότητα. Ὅπως εἴπαμε, ἡ ἐνέργεια σέ κάθε ἐπίπεδο εἶναι σταθερή καί ἴση μέ τό ἄθροισμα τῆς ἐνθαλπίας καί τῆς κινητικῆς ἐνέργειας, δηλαδή:

$$\text{Ὁλική ἐνέργεια ἀνά μονάδα μάζας} = h + \frac{v^2}{2}$$



Σχ. 16.5β.
Ἀδιαβατικό συγκλίνον-ἀποκλίνον προφύσιο.

Ἰσχύει δηλαδή ἡ ἐξίσωση (16.5):

$$h_0 = h + \frac{v^2}{2}$$

ὁπότε λύοντας ὡς πρός τήν ταχύτητα v, παίρνομε:

$$v = \sqrt{2(h_0 - h)} \qquad (16.10)$$

Ἄν ἔχομε στήν εἴσοδο τοῦ προφυσίου ταχύτητα v_1, ὅπως φαίνεται στό σχῆμα 16.5β, τότε ἀπό τόν πρῶτο θερμοδυναμικό νόμο γιά ἀνοικτό σύστημα:

$$h_1 + \frac{v_1^2}{2} = h_2 + \frac{v_2^2}{2}$$

καί λύοντας ὡς πρός v_2:

$$v_2 = \sqrt{2\,(h_1 - h_2) + v_1^2} \qquad (16.11)$$

Φυσικά ἡ ταχύτητα v_2 θά μποροῦσε νά βρεθεῖ ἀπό τήν ἐξίσωση (16.10), ἡ ὁποία γράφεται ὡς:

$$v_2 = \sqrt{2\,(h_0 - h_2)}$$

Ἄν τό ρευστό εἶναι τέλειο ἀέριο, τότε ἡ μεταβολή τῆς ἐνθαλπίας ἀντικαθίσταται ἀπό τή σχέση $h_1 - h_2 = c_p\,(T_1 - T_2)$, ὁπότε π.χ. τήν ἐξίσωση (16.11) τή γράφομε ὡς:

$$v_2 = \sqrt{2c_p\,(T_1 - T_2) + v_1^2} \qquad (16.11\alpha)$$

Παράδειγμα 1.

Ἀέρας εἰσέρχεται μέσα σέ ἕνα προφύσιο μέ θερμοκρασία 550°C καί στήν ἔξοδο ἔχει 400°C. Ἡ ταχύτητα τοῦ ἀέρα στήν εἴσοδο εἶναι ἀμελητέα. Ζητεῖται ἡ ταχύτητα καί ἡ κινητική ἐνέργεια τοῦ ἀέρα στήν ἔξοδο τοῦ προφυσίου.

Λύση.

Θεωροῦμε ὅτι ὁ ἀέρας εἶναι τέλειο ἀέριο καί ἡ ροή του μέσα στό προφύσιο εἶναι ἀδιαβατική. Ἔτσι, ἀπό τήν ἐξίσωση (16.11α), γιά $v_1 = 0$, παίρνομε:

$$v_2 = \sqrt{2c_p\,(T_1 - T_2)} = \sqrt{2 \times 1004{,}7 \times (823 - 673)} = 549 \text{ m/s}$$

$$\left(\text{μονάδες:} \frac{\text{J}}{\text{kgK}} \,.\, \text{K} \,.\, \frac{\text{Nm}}{\text{J}} \,.\, \frac{\text{kgm}}{\text{Ns}^2} = \frac{\text{m}^2}{\text{s}^2}\right)$$

Ἡ κινητική ἐνέργεια ἀνά μονάδα μάζας εἶναι:

$$\frac{v_2^2}{2} = \frac{549^2}{2} = 150{,}71 \text{ kJ/kg}$$

Παράδειγμα 2.

Ὁ ἀτμός ἑνός λέβητα πρίν εἰσέλθει μέσα στόν ἀτμοστρόβιλο περνᾶ μέσα ἀπό προφύσιο μέ πίεση 60 bar καί θερμοκρασία 500°C. Στήν ἔξοδο ἀπό τό προφύσιο ὁ ἀτμός εἶναι κεκορεσμένος καί ἔχει πίεση 1 bar. Ζητεῖται ἡ ταχύτητα στήν ἔξοδο τοῦ προφυσίου, ἄν ἡ ταχύτητα στήν εἴσοδο εἶναι ἀμελητέα.

Λύση.

Ἡ ταχύτητα v_2 δίνεται ἀπό τήν ἐξίσωση (16.11), γιά τήν ὁποία πρέπει νά προσδιορίσομε τίς ἐνθαλπίες τοῦ ἀτμοῦ στήν εἴσοδο καί στήν ἔξοδο τοῦ προφυσίου. Ἀπό τούς πίνακες Γ3 καί Γ2:

γιά $p_1 = 60$ bar καί $t_1 = 500°C$ $\quad h_1 = 3422{,}2$ kJ/kg
γιά $p_1 = 1$ bar καί κεκορεσμένο ἀτμό $h_2 = 2675{,}4$ kJ/kg

Ἄρα ἀπό τήν ἐξίσωση (16.11):

$$v = \sqrt{2 \times (3422{,}2 - 2675{,}4) \times 10^3} = 1222{,}13 \text{ m/s}$$

16.5.3 Καθορισμός μορφῆς προφυσίου.

Ἡ μορφή ἑνός προφυσίου καθορίζεται ἀπό τά χαρακτηριστικά τοῦ ρευστοῦ. Ἀπό τήν ἐξίσωση (16.1) βλέπομε ὅτι γιά μιά δεδομένη παροχή μάζας $\dot{m}$ ἡ διατομή A ἐξαρτᾶται ἀπό τό λόγο v/υ. Δηλαδή ἄν ὁ λόγος v/υ αὐξάνει, ἡ διατομή A ἐλαττώνεται καί ἀντίστροφα.

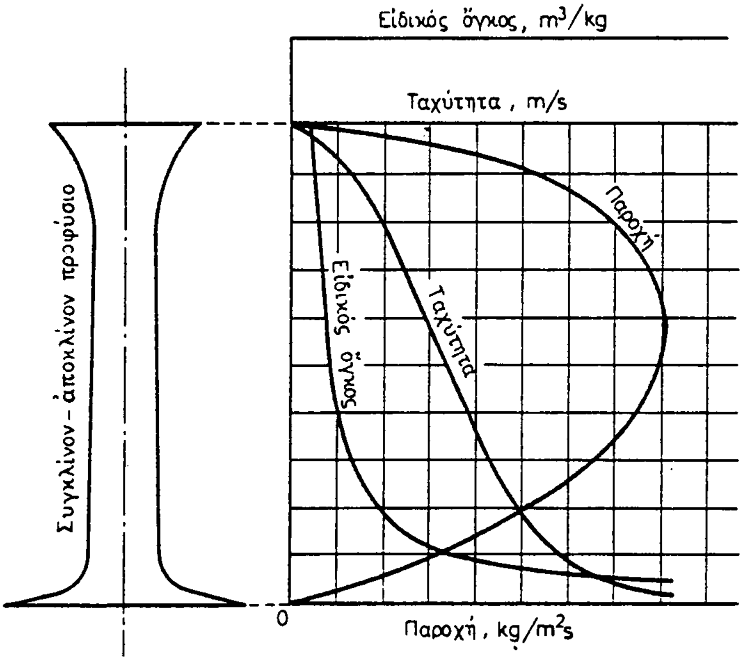
Ἄς πάρομε τήν περίπτωση τῆς ροῆς ἀτμοῦ μέσα σέ προφύσιο. Κατά τήν ἀδιαβατική ἐκτόνωση ἔχομε πτώση τῆς πιέσεως καί αὔξηση τῆς ταχύτητας v καί τοῦ εἰδικοῦ ὄγκου υ. Στήν ἔναρξη ὅμως τῆς ἐκτονώσεως ἡ ταχύτητα αὐξάνεται περισσότερο ἀπό ὅ,τι ὁ εἰδικός ὄγκος, ὅπως φαίνεται καί ἀπό τό σχῆμα 16.5γ· συνεπῶς ὁ λόγος v/υ μεγαλώνει. Ἄρα γιά νά διατηρηθεῖ ἡ παροχή τῆς μάζας $\dot{m}$ σταθερή, θά πρέπει νά μειωθεῖ ἡ διατομή A. Μέ ἄλλα λόγια τό τμῆμα αὐτό τοῦ προφυσίου πρέπει νά εἶναι συγκλίνον.

Στή συνέχεια ὅμως, καθώς ὁ ἀτμός συνεχίζει νά ἐκτονώνεται, ὁ εἰδικός ὄγκος αὐξάνεται περισσότερο ἀπό ὅ,τι αὐξάνεται ἡ ταχύτητα, ὅπως ἐπίσης φαίνεται ἀπό τό σχῆμα 16.5γ· ἑπομένως ὁ λόγος v/υ μειώνεται καί ἡ διατομή αὐξάνει γιά νά ἔχομε τήν ἴδια παροχή μάζας. Ἔτσι, τό τμῆμα αὐτό τοῦ προφυσίου πρέπει νά εἶναι τό ἀποκλίνον.

Ἄς ἐξετάσομε τώρα τήν περίπτωση πού τό ρευστό εἶναι ὑγρό, ἄς ποῦμε νερό. Ὅπως εἶναι γνωστό, ὁ εἰδικός ὄγκος τοῦ νεροῦ σέ μία ἐκτόνωση δέν μεταβάλλεται οὐσιαστικά. Ἑπομένως, γιά μιά δεδομένη παροχή νεροῦ μέσα σέ ἕνα προφύσιο, μποροῦμε νά γράψομε τήν ἐξίσωση (16.1) ὡς:

$$\dot{m}\upsilon = Av = \text{σταθ.}$$

Αὐτό σημαίνει ὅτι ὅσο αὐξάνει ἡ ταχύτητα τόσο μειώνεται ἡ διατομή A. Ἄρα τό προφύσιο πού χρησιμοποιεῖται γιά τό νερό, γενικά γιά τά ρευστά, εἶναι πάντα συγκλίνον.



Σχ. 16.5γ.
Μεταβολή τῆς ταχύτητας καί τοῦ εἰδικοῦ ὄγκου κατά μῆκος συγκλίνοντος-ἀποκλίνοντος προφυσίου.

16.5.4 Κρίσιμη πίεση.

Ἡ πίεση τοῦ ρευστοῦ p_κ πού ἐπικρατεῖ στήν ἐλάχιστη διατομή (λαιμός) A_κ τοῦ προφυσίου ὀνομάζεται ***κρίσιμη πίεση*** καί ὁ λόγος p_κ / p_1 ***κρίσιμος λόγος,*** ὅπου p_1 εἶναι ἡ πίεση τοῦ ρευστοῦ στήν εἴσοδο τοῦ προφυσίου.

Ὁ κρίσιμος λόγος ἀποτελεῖ χαρακτηριστικό τοῦ ρευστοῦ καί εἶναι πάντα σταθερός, ἀποδεικνύεται δέ ὅτι εἶναι ἴσος μέ:

$$\frac{p_\kappa}{p_1} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{k/(k-1)} \qquad (16.12)$$

Ἔτσι ὁ κρίσιμος λόγος εἶναι συνάρτηση μόνο τοῦ k. Μέ βάση τίς τιμές τοῦ k γιά τίς διάφορες οὐσίες, ἔχομε:

κεκορεσμένος ἀτμός	$k = 1{,}2$	$p_\kappa = 0{,}564\ p_1$
ὑπέρθερμος ἀτμός χαμηλῆς πιέσεως καί ὑπερκορεσμένος ἀτμός	$k = 1{,}3$	$p_\kappa = 0{,}545\ p_1$

ἀέρας καί δυατομικά ἀέρια σέ 25°C	$k = 1,4$	$p_K = 0,528\, p_1$
μονοατομικά ἀέρια	$k = 1,67$	$p_K = 0,487\, p_1$

Γιά συγκλίνον-ἀποκλίνον προφύσιο ἡ p_K εἶναι στή διατομή τοῦ λαιμοῦ (ἐλάχιστη διατομή). Γιά συγκλίνον προφύσιο ἡ p_K εἶναι στήν ἔξοδο, δηλαδή πάλι στήν ἐλάχιστη διατομή.

Ἡ ἐφαρμογή τῆς ἐξισώσεως (16.12) μπορεῖ νά γίνει μόνο ὅταν ἔχομε ροή ἀδιαβατική χωρίς τριβές. Πραγματικά μέχρι τό λαιμό ἑνός συγκλίνοντος - ἀποκλίνοντος προφυσίου μποροῦμε μέ μεγάλη ἀκρίβεια νά θεωρήσομε ὅτι ἡ ροή εἶναι ἀδιαβατική χωρίς τριβές. Τό φαινόμενο τῶν τριβῶν γίνεται πολύ ἔντονο μετά ἀπό τό λαιμό, δηλαδή στό ἀποκλίνον τμῆμα τοῦ προφυσίου. Αὐτό μᾶς εἶναι ὅμως ἀρκετό γιά νά καθορίσομε τίς συνθῆκες πού ἐπικρατοῦν μέσα στό προφύσιο μέχρι τό λαιμό καί νά προσδιορίσομε τήν παροχή τῆς μάζας τοῦ ρευστοῦ, ἡ ὁποία εἶναι καί ἡ μέγιστη πού μπορεῖ νά περάσει μέσα ἀπό αὐτό.

Ἡ ταχύτητα πού ἀποκτᾶ τό ρευστό στό λαιμό μέ πίεση p_K ὀνομάζεται ***κρίσιμη ταχύτητα*** καί εἶναι περίπου ἴση μέ τήν ταχύτητα διαδόσεως τοῦ ἤχου μέσα στό ρευστό αὐτό μέ πίεση p_K.

Παράδειγμα.

Ἀέρας εἰσέρχεται μέσα σέ ἕνα προφύσιο μέ ταχύτητα 66 m/s, πίεση 7 bar καί θερμοκρασία 280°C. Ἐκτονώνεται ἀδιαβατικά χωρίς τριβές μέχρι τήν πίεση τῆς ἐξόδου 1,5 bar. Ἡ παροχή τῆς μάζας τοῦ ἀέρα εἶναι 0,45 kg/s. Νά προσδιορισθεῖ: α) ἡ ταχύτητα στήν ἔξοδο, β) οἱ διατομές εἰσόδου καί ἐξόδου καί γ) ἡ κρίσιμη πίεση. Ὁ ἀέρας νά θεωρηθεῖ τέλειο ἀέριο.

Λύση.

α) Ἡ ταχύτητα στήν ἔξοδο τοῦ προφυσίου δίνεται ἀπό τήν ἐξίσωση (16.11α):

$$v_2 = \sqrt{2c_p\ (T_1 - T_2) + v_1^2} \qquad (1)$$

ὅπου $T_1 = 553$ K, $v_1 = 66$ m/s καί $c_p = 1004,7$ J/kgK

Ἐπίσης λόγω ἀδιαβατικῆς ἐκτονώσεως ($k = 1,4$) ἔχομε ὅτι, ἐξίσωση (6.21):

$$T_2 = T_1\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(k-1)/k} = 553\left(\frac{1,5}{7}\right)^{0,286} = 356\ \text{K} \quad \text{ἤ} \quad 83°\text{C}$$

Ἀντικαθιστοῦμε στήν ἐξίσωση (1) καί παίρνομε:

$$v_2 = \sqrt{2 \times 1004,7 \times (553 - 356) + 66^2} = 632,7 \text{ m/s}$$

β) Ἡ διατομή στήν εἴσοδο βρίσκεται ἀπό τήν ἐξίσωση (16.1):

$$A_1 = \frac{\dot{m}\,\upsilon_1}{v_1} \qquad (2)$$

ὅπου $\dot{m} = 0{,}45$ kg/s, $v_1 = 66$ m/s

ἀλλά $\quad \upsilon_1 = \dfrac{RT_1}{p_1} = \dfrac{287 \times 553}{7 \times 10^5} = 0{,}227\ m^3/kg$

Ἀντικαθιστοῦμε στήν ἐξίσωση (2) καί παίρνομε:

$$A_1 = \frac{0{,}45 \times 0{,}227}{66} = 1{,}548 \times 10^{-3}\ m^2$$

Μέ ὅμοιο τρόπο ὑπολογίζομε τή διατομή τῆς ἐξόδου:

$$\upsilon_2 = \frac{287 \times 356}{1{,}5 \times 10^5} = 0{,}681\ m^3/kg$$

$$A_2 = \frac{0{,}45 \times 0{,}681}{632{,}7} = 4{,}84 \times 10^{-4}\ m^2$$

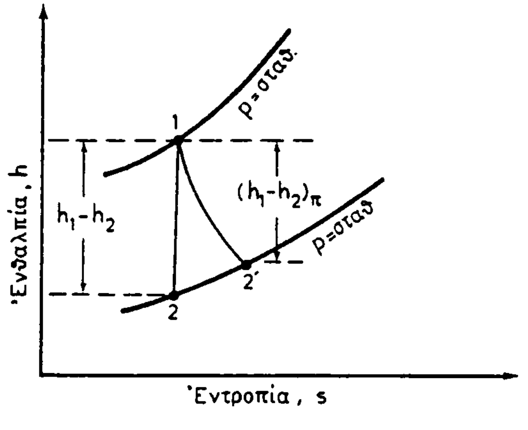
Παρατηροῦμε ὅτι τό προφύσιο εἶναι συγκλίνον, γιατί $A_2 < A_1$.

γ) Ἡ κρίσιμη πίεση τοῦ προφυσίου εἶναι, ἐξίσωση (16.12):

$$p_K = 0{,}528\,p_1 = 0{,}528 \times 7 = 3{,}696\ \text{bar}$$

16.5.5 Βαθμός ἀποδόσεως προφυσίου.

Λόγω τῶν τριβῶν, πού ἀναπόφευκτα ὑπάρχουν σέ κάθε πραγματικό προφύσιο, δέν εἶναι δυνατή ἡ μετατροπή ὅλης τῆς θερμικῆς ἐνέργειας σέ κινητική. Ἔτσι ὁρίζομε τό βαθμό ἀποδόσεως τοῦ προφυσίου ὡς τό λόγο τῆς πραγματι-



Σχ. 16.5δ.
Θεωρητική καί πραγματική ἐκτόνωση σέ προφύσιο.

κῆς πρός τήν ἀδιαβατική χωρίς τριβές (ἰσοεντροπική) ἐκτόνωση, ὅπως δηλαδή φαίνεται καί ἀπό τό σχῆμα 16.5δ:

$$\eta_n = \frac{(h_1 - h_2)\,\pi}{h_1 - h_2} = \frac{h_1 - h_2'}{h_1 - h_2} \tag{16.13}$$

Ἀπό τό σχῆμα 16.5δ παρατηροῦμε ὅτι τό ρευστό ἐξέρχεται ἀπό τό προφύσιο μέ ἐνθαλπία (h_2') μεγαλύτερη ἀπό ἐκείνη μέ τήν ὁποία θά ἔβγαινε, ἄν ἡ ἐκτόνωση ἦταν ἰσοεντροπική (h_2)· σάν νά ἔχει δηλαδή τό ρευστό ἀναθερμανθεῖ. Ἡ ἀναθέρμανση αὐτή, πού ἰσοῦται μέ $h_2' - h_2$, ὀφείλεται στίς τριβές τοῦ ρευστοῦ μέ τά ἐσωτερικά τοιχώματα τοῦ προφυσίου. Οἱ τιμές τῶν βαθμῶν ἀποδόσεως τῶν προφυσίων κυμαίνονται μεταξύ 94 καί 99%, ἀνάλογα μέ τόν τύπο τοῦ προφυσίου (συγκλίνον-ἀποκλίνον κλπ.) καί τήν ποιότητα τῆς ἐπεξεργασίας του.

Παράδειγμα.

Ἀτμός ἐκτονώνεται μέσα σέ συγκλίνον προφύσιο ἀπό ἀρχική πίεση 25 bar καί θερμοκρασία 250°C σέ τελική πίεση 1,4 bar. Ὁ βαθμός ἀποδόσεως τοῦ προφυσίου εἶναι 95% καί ἡ ροή θεωρεῖται ἀδιαβατική χωρίς τριβές. Ἡ διατομή τοῦ λαιμοῦ τοῦ προφυσίου εἶναι $5{,}16 \times 10^{-4}$ m². Νά βρεθεῖ ἡ παροχή τῆς μάζας τοῦ ἀτμοῦ, ἄν ἡ ταχύτητα στήν εἴσοδο εἶναι ἀμελητέα.

Λύση.

Ἡ παροχή τῆς μάζας τοῦ ἀτμοῦ δίνεται ἀπό τήν ἐξίσωση (16.1):

$$\dot{m} = \frac{A_2 v_2}{\upsilon_2} \tag{1}$$

Στήν ἐξίσωση αὐτή γνωρίζομε ὅτι $A_2 = 5{,}16 \times 10^{-4}$ m². Ἐπίσης, ἀπό τήν ἐξίσωση (16.11):

$$v_2 = \sqrt{2\,(h_1 - h_2')} \tag{2}$$

καί ἀπό τό διάγραμμα Mollier (παράρτημα «Γ») προσδιορίζεται τό υ_2.

Ἀπό τό διάγραμμα αὐτό, πού φαίνεται χωρίς κλίμακα στό σχῆμα 16.5ε, ἔχομε:

γιά $p_1 = 25$ bar, $t_1 = 250$°C, $h_1 = 2880$ kJ/kg

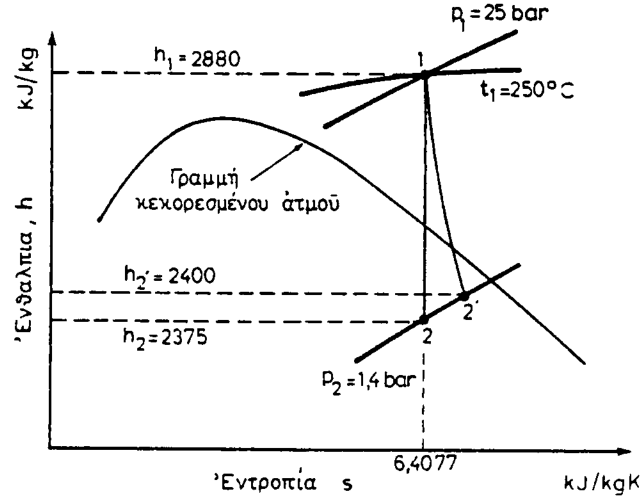
μέ ἰσοεντροπική ἐκτόνωση 1 — 2 μέχρι:

$p_2 = 1{,}4$ bar

$h_2 = 2375$ kJ/kg

Ἀλλά ἀπό τήν ἐξίσωση (16.13):

$$h_2' = h_1 - (h_1 - h_2)\,\eta_n$$



Σχ. 16.5ε.
Ἐκτόνωση ἀτμοῦ σέ προφύσιο.

ὁπότε:

$$h_2' = 2880 - (2880 - 2375) \times 0{,}95 = 2400 \text{ kJ/kg}$$

Ἀντικαθιστοῦμε στήν ἐξίσωση (2) καί παίρνομε:

$$v_2 = \sqrt{2 \times (2880 - 2400) \times 1000} = 980 \text{ m/s}$$

Ἀπό τό διάγραμμα γιά $p_1 = 1{,}4$ bar καί $h_2 = 2400$ kJ/kg βρίσκομε $\upsilon_2' = 1{,}1$ m^3/kg.

Ὁπότε, ἀπό τήν ἐξίσωση (1) ἔχομε:

$$\dot{m} = \frac{5{,}16 \times 10^{-4} \times 980}{1{,}1} = 0{,}46 \text{ kg/s}$$

Ἄς δοῦμε τώρα ποιά θά εἶναι ἡ παροχή, ἄν ἡ πίεση στήν ἔξοδο ἦταν ἡ κρίσιμη πίεση:

$$p_\kappa = 0{,}545\, p_1 = 0{,}545 \times 25 = 13{,}63 \text{ bar}$$

Τότε ἀπό τό διάγραμμα γιά ἰσοεντροπική ἐκτόνωση καί p = 13,63 bar παίρνομε $h_2 = 2760$ kJ/kg, ὁπότε:

$$h_2' = 2880 - (2880 - 2760) \times 0{,}95 = 2766 \text{ kJ/kg}$$

μέ p = 13,63 bar καί $h_2 = 2766$ kJ/kg $\upsilon_2' = 0{,}15$ m^3/kg

ἄρα $$v_2 = \sqrt{2 \times (2880 - 2766) \times 1000} = 477{,}49 \text{ m/s}$$

$$\dot{m} = \frac{5{,}16 \times 10^{-4} \times 477{,}49}{0{,}15} = 1{,}64 \text{ kg/s}$$

16.6 Διασκορπιστήρας.

Ὁ διασκορπιστήρας (diffuser) εἶναι ἕνα ἐξάρτημα πού ἔχει ὡς σκοπό τή μετατροπή τῆς κινητικῆς ἐνέργειας σέ θερμική: Ὁ σκοπός του δηλαδή εἶναι ἀντίθετος ἀπό ἐκεῖνον τοῦ προφυσίου. Πιό συγκεκριμένα, ὁ διασκορπιστήρας συμπιέζει τό ρευστό σέ μεγαλύτερη πίεση. Ἡ ἰδανική συμπίεση τοῦ ρευστοῦ εἶναι ἐπίσης ἀδιαβατική χωρίς τριβές. Ἕνας διασκορπιστήρας ἔχει τή μορφή τοῦ σχήματος 16.6(α) καί ἀποτελεῖται ἀπό ἕνα συγκλίνον καί ἕνα ἀποκλίνον τμῆμα. Ἡ μορφή τοῦ σχήματος καθορίζεται μέ ἀνάλογο τρόπο ὅπως καί ἡ μορφή τοῦ προφυσίου (παράγραφος 16.5.3). Γιά τόν προσδιορισμό τῶν διαφόρων μεγεθῶν ἰσχύουν οἱ ἐξισώσεις πού δώσαμε γιά τό προφύσιο, ἐκτός ἀπό τό βαθμό ἀποδόσεως πού ὁρίζεται ὡς [σχ. 16.6(β)]:

$$\eta_d = \frac{h_1 - h_2}{(h_1 - h_2)\pi} = \frac{h_1 - h_2}{h_1 - h_2'} \qquad (16.14)$$

Ὁ βαθμός ἀποδόσεως τοῦ διασκορπιστήρα εἶναι περίπου 80%, ἀρκετά μικρότερος ἀπό τό βαθμό ἀποδόσεως τοῦ προφυσίου.

Παράδειγμα.

Σέ ἕνα διασκορπιστήρα εἰσέρχεται ἀέρας μέ πίεση 1 bar, θερμοκρασία 27°C καί ἀριθμό Mach 4. Ὁ διασκορπιστήρας εἶναι συγκλίνων-ἀποκλίνων καί ἔχει βαθμό ἀποδόσεως 80%. Ἡ ταχύτητα στήν ἔξοδο εἶναι ἀμελητέα. Νά προσδιορισθεῖ ἡ πίεση καί ὁ εἰδικός ὄγκος στήν ἔξοδο τοῦ διασκορπιστήρα, ἄν ἡ ταχύτητα τοῦ ἤχου εἶναι 350 m/s ($k = 1{,}3$).

Λύση.

α) Ὅπως φαίνεται ἀπό τό σχῆμα 16.6 (β) ἡ πίεση τῆς θεωρητικῆς καί τῆς πραγματικῆς ἐκτονώσεως εἶναι ἡ ἴδια. Ἄρα μποροῦμε νά γράψομε:

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{k/(k-1)} \qquad (1)$$

ὅπου $p_1 = 10^5\ N/m^2 \quad T_1 = 27 + 273 = 300\ K$

Θά πρέπει νά ὑπολογίσομε τή θερμοκρασία T_2. Ἀπό τήν ἐξίσωση (16.14) ἔχομε ὅτι:

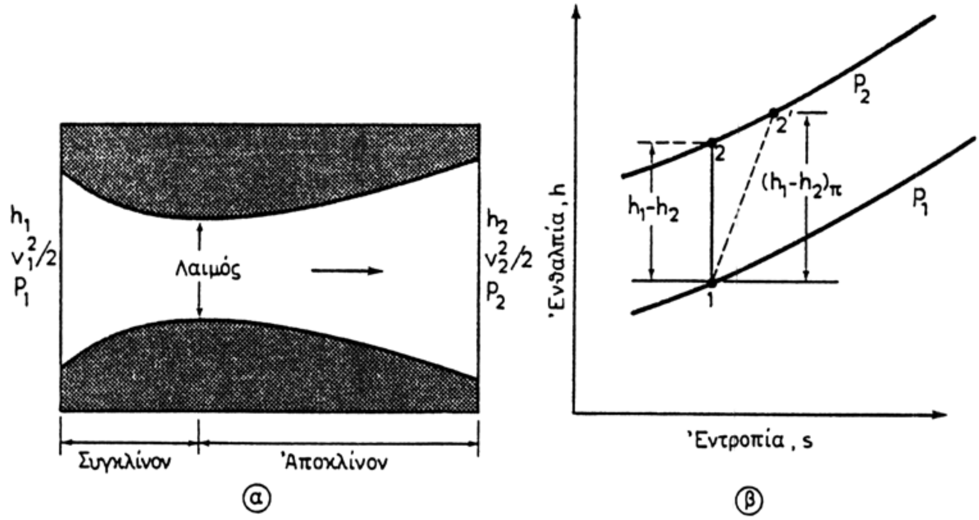
$$\eta_d = \frac{h_1 - h_2}{h_1 - h_2'} = \frac{T_1 - T_2}{T_1 - T_2'}$$

ἤ

$$T_2 = T_1 - (T_1 - T_2')\,\eta_d \qquad (2)$$

ἀλλά ἡ πραγματική θερμοκρασία στήν ἔξοδο T_2' βρίσκεται ἀπό τή σχέση:

$$h_2' - h_1 = \frac{v_1^2}{2} \quad ἤ \quad c_p\,(T_2' - T_1) = \frac{v_1^2}{2} \qquad (3)$$



Σχ. 16.6.
α) Διασκορπιστήρας. β) Θεωρητικὴ καὶ πραγματικὴ συμπίεση σὲ διασκορπιστήρα.

γιατί, ὅπως εἴπαμε, ὁ διασκορπιστήρας μετατρέπει τὴν κινητικὴ ἐνέργεια $v_1^2/2$ σὲ θερμικὴ ἐνέργεια $(h_{2'} - h_1)$. Ἐπίσης ἀπὸ τὴν ἐξίσωση (16.8) ἔχομε $v_1 = Ma$.

Λύομε ὡς πρὸς $T_{2'}$ καὶ παίρνομε:

$$T_{2'} = T_1 + \frac{(Ma)^2}{2c_p} = 300 + \frac{(4 \times 350)^2}{2 \times 1004{,}7} = 1275 \text{ K} \quad \text{ἢ} \quad 1002{,}4°\text{C}$$

Ἀντικαθιστοῦμε στὴν ἐξίσωση (2):

$$T_2 = 300 - (300 - 1275) \times 0{,}80 = 1080 \text{ K}$$

ὁπότε ἀπὸ τὴν ἐξίσωση (1) ἔχομε τὴν πίεση στὴν ἔξοδο τοῦ διακορπιστήρα:

$$p_2 = p_1 \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{k/(k-1)} = 10^5 \times \left(\frac{1080}{300}\right)^{4{,}33} = 2{,}574 \times 10^4 \text{ kPa} \quad \text{ἢ} \quad 257{,}4 \text{ bar}$$

β) Ὁ πραγματικὸς εἰδικὸς ὄγκος τοῦ ἀέρα στὴν ἔξοδο εἶναι:

$$\upsilon_{2'} = \frac{RT_{2'}}{p_2} = \frac{281 \times 1275}{2{,}574 \times 10^7} = 0{,}0142 \text{ m}^3/\text{kg}$$

16.7 Ἀσκήσεις.

1. Ἀτμὸς εἰσέρχεται μὲ σταθερὴ παροχὴ ἀλλὰ ἀμελητέα ταχύτητα μέσα σὲ ἕνα προφύσιο. Ἂν ἡ ἐκτόνωση εἶναι ἀδιαβατικὴ καὶ ἡ μείωση τῆς ἐνθαλπίας τοῦ ἀτμοῦ στὸ προφύσιο εἶναι 120 kJ/kg, νὰ βρεθεῖ ἡ ταχύτητα στὴν ἔξοδο τοῦ προφυσίου.

(*Ἀπ.* 490 m/s)

2. Στήν εἴσοδο ἑνός προφυσίου ὁ ἀέρας ἔχει πίεση 600 kPa καί θερμοκρασία 1200 K ἐνῶ στήν ἔξοδο ἔχει πίεση 150 kPa. Ὁ βαθμός ἀποδόσεως τοῦ προφυσίου εἶναι 96%. Νά προσδιορισθεῖ α) ἡ ταχύτητα στήν ἔξοδο τοῦ προφυσίου καί β) ἡ παροχή τοῦ ἀέρα, ἄν ὁ λαιμός τοῦ προφυσίου ἔχει διατομή $6{,}45 \times 10^{-4}$ m^2.

(*Ἀπ.* α) 870 m/s, β) 45,2 kg/s)

3. Ἀτμός ρέει ἰσοεντροπικά μέσα σέ ἕνα προφύσιο μέ ταχύτητα 132 m/s θερμοκρασία 370°C καί πίεση 35 bar. Ἄν ἡ πίεση στήν ἔξοδο εἶναι ἡ κρίσιμη, νά προσδιορισθεῖ α) ἡ ἰσοεντροπική πίεση στασιμότητας, β) ὁ εἰδικός ὄγκος στήν ἔξοδο, γ) ἡ ταχύτητα στήν ἔξοδο καί δ) ἡ κρίσιμη θερμοκρασία.

(*Ἀπ.* α) 35,1 bar, β) 0,135 m^3/kg, γ) 572,2 m/s, δ) 559 K)

4. Ἀέρας μέ παροχή 1,5 kg/s ἐκτονώνεται μέσα σέ ἕνα προφύσιο ἀπό ἀρχική θερμοκρασία 600 K καί πίεση 500 kPa σέ τελική πίεση 100 kPa. Ὁ βαθμός ἀποδόσεως τοῦ προφυσίου εἶναι 95%. Ζητεῖται: α) ἡ ἐνθαλπία τοῦ ἀέρα στήν ἔξοδο τοῦ προφυσίου, β) ἡ ταχύτητα καί ἡ διατομή στήν ἔξοδο.

(*Ἀπ.* α) 391,56 kJ/kg, β) 650 m/s, $2{,}58 \times 10^{-3}$ m^2)

5. Μονοξείδιο τοῦ ἄνθρακα (CO) εἰσέρχεται μέσα σέ διασκορπιστήρα μέ πίεση 1 bar θερμοκρασία 60°C καί ἀριθμό Mach 3. Ὁ βαθμός ἀποδόσεως τοῦ διασκορπιστήρα εἶναι 85%. Ζητεῖται ἡ πίεση καί ἡ θερμοκρασία στήν ἔξοδο.

(*Ἀπ.* 25,6 bar, 931 K)

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΔΕΚΑΤΟ ΕΒΔΟΜΟ

ΜΕΤΑΔΟΣΗ ΘΕΡΜΟΤΗΤΑΣ

17.1 Γενικά.

Ἐπειδή ἡ θεωρία τῆς μεταδόσεως τῆς θερμότητας εἶναι μεγάλη καί πολύπλοκη, στό κεφάλαιο αὐτό θά δώσομε μία ἁπλή καί σύντομη σχετικά εἰσαγωγή σ' αὐτήν καθώς καί στήν ἐφαρμογή της σέ πολύ εἰδικές περιπτώσεις.

Ἡ μετάδοση τῆς θερμότητας εἶναι ἡ ἐπιστήμη πού ζητᾶ νά προσδιορίσει ποσοτικά καί ποιοτικά τόν τρόπο τῆς μεταδόσεως τῆς θερμικῆς ἐνέργειας μεταξύ δύο σωμάτων λόγω μιᾶς θερμοκρασιακῆς διαφορᾶς. Στή θερμοδυναμική ἀνάλυση τῶν προβλημάτων πού ἐξετάσαμε ἕως τώρα ἀντιμετωπίσαμε καταστάσεις ὅπου ὑπῆρχε μετάδοση τῆς θερμότητας, ἀλλά δέν μᾶς ἀπασχόλησε ὁ τρόπος μέ τόν ὁποῖο ἔγινε· τό συμπεράναμε ἁπλῶς ἀπό τίς ἀλλαγές τῶν καταστάσεων τοῦ ἐργαζόμενου μέσου. Στό λέβητα μιᾶς ἐγκαταστάσεως ἀτμοστροβίλου π.χ. ἔχομε μεταφορά θερμότητας ἀπό τά καυσαέρια στό νερό τοῦ λέβητα· ἀλλά αὐτό τό συμπεραίνομε γιατί ἔχομε ἀλλαγή τῆς καταστάσεως τοῦ ἐργαζόμενου μέσου, ἀπό νερό σέ ἀτμό. Μέ ποιό τρόπο ὅμως ἔγινε αὐτή ἡ μεταφορά δέν γνωρίζομε. Βλέπομε λοιπόν μιά διαφορά πού ὑπάρχει μεταξύ τῆς Θερμοδυναμικῆς καί τῆς Μεταδόσεως Θερμότητας. Μία ἄλλη διαφορά εἶναι ὅτι ἡ Θερμοδυναμική ἐξετάζει συστήματα πού βρίσκονται σέ ἰσορροπία· προσδιορίζει δηλαδή τό ποσό τῆς θερμότητας πού χρειάζεται ἕνα σύστημα σέ ἰσορροπία γιά νά ἀλλάξει ἀπό μιά κατάσταση σέ κάποια ἄλλη, πάλι σέ ἰσορροπία. Δέν μπορεῖ ὅμως νά μᾶς πεῖ, πόσο γρήγορα μπορεῖ νά γίνει αὐτή ἡ ἀλλαγή. Στό παράδειγμά μας δηλαδή ἡ Θερμοδυναμική δέν μπορεῖ νά πεῖ πόσο γρήγορα τό νερό θά γίνει ἀτμός· κάτι πού μπορεῖ νά δώσει ἡ θεωρία τῆς μεταδόσεως θερμότητας. Μέ ἄλλα λόγια ἡ θεωρία τῆς μεταδόσεως θερμότητας συμπληρώνει τούς δύο θερμοδυναμικούς νόμους, στούς ὁποίους ἄλλωστε ὑπακούουν καί οἱ νόμοι της, ὥστε νά εἶναι πιά δυνατή ἡ λύση κάθε προβλήματος πού ἀφορᾶ τίς θερμικές μηχανές καί ἐγκαταστάσεις.

17.2 Τρόποι μεταδόσεως θερμότητας.

Στό τρίτο κεφάλαιο (παράγραφος 3.3.1) εἴχαμε ἀναφέρει περιγραφικά καί συνοπτικά τούς τρεῖς βασικούς τρόπους μεταδόσεως θερμότητας, δηλαδή τή ***μετάδοση θερμότητας μέ ἀγωγιμότητα,*** ἡ ὁποία γίνεται ἀπό μόριο σέ μόριο μέσα σέ ἕνα στερεό σῶμα ἤ καί μεταξύ δύο στερεῶν σωμάτων πού βρίσκονται σέ ἀπόλυτη ἐπαφή μεταξύ τους καθώς καί σέ ἀκίνητα ὑγρά ἤ ἀέρια, τή ***μετάδοση θερμότητας μέ μεταφορά,*** κατά τήν ὁποία ἡ θερμότητα μεταφέρεται ἀπό ἕνα ζεστό σῶμα σέ κινούμενο ὑγρό ἤ ἀέριο καί ἀντίστροφα, καί τή ***μετάδοση θερμότητας μέ ἀκτινοβολία,*** ἡ ὁποία γίνεται μέσω ἠλεκτρομαγνητικῶν κυμάτων χωρίς τή μεσολάβηση ἄλλου σώματος (στερεοῦ, ὑγροῦ ἤ ἀερίου). Ἄς δοῦμε ὅμως λεπτομερέστερα τά φαινόμενα αὐτά τῆς μεταδόσεως θερμότητας καί τούς νόμους πού τά διέπουν, κάνοντας τίς ἑξῆς δύο παρατηρήσεις:

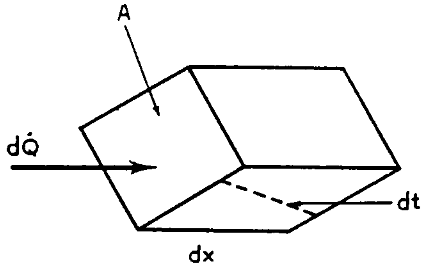
1) Τά φαινόμενα πού θά μᾶς ἀπασχολήσουν εἶναι μόνιμα καί ὄχι μεταβατικά· μέ ἄλλα λόγια, τά φαινόμενα ἐκεῖνα στά ὁποῖα οἱ θερμοκρασίες καί ἡ θερμότητα πού μεταδίδεται παραμένουν σταθερές σέ συνάρτηση μέ τό χρόνο.
2) Ἡ ροή τῆς θερμότητας θά θεωρήσομε ὅτι εἶναι μονοδιάστατη, δηλαδή ὅτι ἡ θερμότητα θά μεταδίδεται κατά μία μόνο κατεύθυνση.

17.2.1 Μετάδοση θερμότητας μέ ἀγωγιμότητα.

Ἄν μέσα σ' ἕνα στερεό σῶμα ἤ ἀκίνητο ρευστό ὑπάρχει θερμοκρασιακή διαφορά, τότε ἔχει ἀποδειχθεῖ πειραματικά ὅτι ὑπάρχει ροή θερμότητας ἀπό τήν περιοχή μέ τήν ὑψηλή θερμοκρασία πρός τήν περιοχή μέ τή χαμηλή θερμοκρασία. Σ' αὐτή τήν περίπτωση ἔχομε ***μετάδοση θερμότητας μέ ἀγωγιμότητα.*** Γιά μονοδιάστατη ροή, τό ποσό τῆς θερμότητας πού μεταδίδεται εἶναι ἀνάλογο πρός τήν κάθετη πρός τή ροή ἐπιφάνεια καί τή θερμοκρασιακή διαφορά πού ὑπάρχει στό σῶμα στή μονάδα μήκους τῆς διαδρομῆς τῆς ροῆς, στήν ὁποία ἄλλωστε διαφορά ὀφείλεται ἡ ροή τῆς θερμότητας. Ἔτσι, γιά ἕνα στοιχειώδη ὄγκο ἑνός σώματος (σχ. 17.2α), ἔχομε ὅτι:

$$d\dot{Q} = -\lambda A dt/dx \qquad (17.1)$$

Ἡ ἐξίσωση (17.1) εἶναι γνωστή ὡς νόμος τοῦ Fourier (1768 - 1830).



Σχ. 17.2α.
Θερμική ἀγωγιμότητα σέ στοιχειώδη ὄγκο.

Ἡ σημασία καί οἱ μονάδες στό SI τῶν διαφόρων μεγεθῶν στήν ἐξίσωση (17.1) εἶναι:

$d\dot{Q}$ ἡ μεταφερόμενη στή μονάδα τοῦ χρόνου θερμότητα, W
λ ὁ συντελεστής ἀναλογίας, W/mK

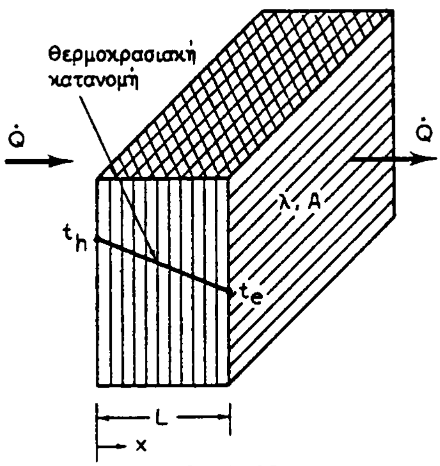
A ἡ ἐπιφάνεια, κάθετη πρός τή ροή, m^2
dt ἡ θερμοκρασιακή διαφορά, K
dx ἡ ἀπόσταση μεταξύ σημείων μέ θερμοκρασιακή διαφορά dt κατά μῆκος τῆς ροῆς, m.

Ὁ συντελεστής λ ὀνομάζεται ***συντελεστής θερμικῆς ἀγωγιμότητας*** καί εἶναι ἰδιότητα τοῦ ὑλικοῦ σχεδόν ἀνεξάρτητη ἀπό τή θερμοκρασία. Τιμές τοῦ λ γιά διάφορα ὑλικά δίνονται στούς πίνακες Γ9, Γ10 καί Γ11 τοῦ παραρτήματος «Γ».

Ἔτσι, ὁ νόμος τοῦ Fourier μᾶς λέει ὅτι ἡ ἀνά μονάδα χρόνου μεταφερόμενη θερμότητα εἶναι ἀνάλογη: α) τοῦ συντελεστῆ θερμικῆς ἀγωγιμότητας, β) τῆς κάθετης πρός τή ροή, ἐπιφάνειας, γ) τῆς θερμοκρασιακῆς διαφορᾶς καί δ) ἀντιστρόφως ἀνάλογη πρός τήν ἀπόσταση μεταξύ τῶν σημείων πού μετρᾶμε τή θερμοκρασιακή διαφορά.

Ὁ λόγος πού ὑπάρχει ἀρνητικό σημεῖο στήν ἐξίσωση (17.1) εἶναι ὅτι ἡ ροή τῆς θερμότητας εἶναι θετική ποσότητα. Δεδομένου ὅμως ὅτι ἡ ροή τῆς θερμότητας γίνεται ἀπό τό ζεστό στό κρύο σημαίνει ὅτι ἡ θερμοκρασιακή διαφορά κατά μῆκος τῆς ροῆς μειώνεται, δηλαδή εἶναι ἀρνητική. Ἔτσι μέ τό ἀρνητικό σημεῖο διορθώνομε τό ἀρνητικό σημεῖο τῆς θερμοκρασιακῆς διαφορᾶς, ὥστε πάντα νά προκύπτει τό μέγεθος τῆς ροῆς θερμότητας θετικό.

Ἄς ἐξετάσομε τήν περίπτωση τῆς ἐπίπεδης πλάκας σταθεροῦ πάχους (σχ. 17.2β). Γνωρίζομε ὅτι οἱ θερμοκρασίες πού ἐπικρατοῦν στίς δύο πλευρές τῆς πλάκας εἶναι t_h καί t_c καί ὅτι $t_h > t_c$. Ἐπίσης γνωρίζομε τό συντελεστή λ τοῦ ὑλικοῦ τῆς πλάκας, τήν ἐπιφάνεια τῆς ροῆς τῆς θερμότητας A καί τό πάχος της, L.



Σχ. 17.2β.
Σταθερή ροή θερμότητας σέ ἐπίπεδη πλάκα.

Θεωροῦμε ὅτι ἡ θερμότητα πού μεταφέρεται εἶναι $\dot{Q}$. Ἔτσι ἡ ἐξίσωση (17.1) γράφεται ὡς:

$$\dot{Q}dx = -\lambda\, Adt$$

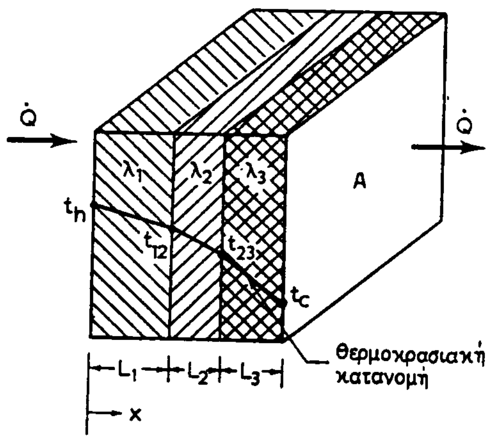
Ὁλοκληρώνομε τήν ἐξίσωση μέ τίς κατάλληλες ὁριακές συνθῆκες δηλαδή ἀπό $x = 0$ ἕως L καί ἀπό $t = t_h$ ἕως t_c. Ὁπότε παίρνομε:

$$\dot{Q} \int_0^L dx = -\lambda A \int_{t_h}^{t_c} dt$$

$$\dot{Q}L = -\lambda A (t_c - t_h) = \lambda A (t_h - t_c)$$

ἤ $$\dot{Q} = \frac{\lambda A}{L} (t_h - t_c) \qquad (17.2)$$

Στήν πιό πάνω ὁλοκλήρωση θεωρήσαμε ὅτι ὁ συντελεστής λ εἶναι σταθερός ἄν καί ὑπάρχουν περιπτώσεις στίς ὁποῖες ἐξαρτᾶται ἀπό τή θερμοκρασία. Αὐτές ὅμως δέν θά μᾶς ἀπασχολήσουν. Τό λόγο $\lambda A/L$ τόν ὀνομάζομε ***θερμική ἀγωγιμότητα*** καί τό ἀντίστροφό του $L/\lambda A$ ***θερμική ἀντίσταση.***



Σχ. 17.2γ.
Σταθερή ροή θερμότητας σέ ἐπίπεδη πλάκα μέ τρία ὑλικά.

Ἄς ἐξετάσομε τώρα μιά ἄλλη περίπτωση μεταδόσεως θερμότητας μέ ἀγωγιμότητα. Τήν περίπτωση πού ἡ ἐπίπεδη πλάκα ἀποτελεῖται ἀπό περισσότερα ἀπό ἕνα στρώματα σταθεροῦ πάχους, ὅπως φαίνεται στό σχῆμα 17.2γ. Γνωρίζομε τό πάχος κάθε στρώματος L_1, L_2, L_3 καί τό συντελεστή θερμικῆς ἀγωγιμότητας λ_1, λ_2 καί λ_3. Ἐπίσης εἶναι γνωστές οἱ θερμοκρασίες τῶν ἐξωτερικῶν πλευρῶν t_h καί t_c. Ἡ ἐπιφάνεια ροῆς τῆς θερμότητας εἶναι A κοινή καί ἴση γιά ὅλα τά στρώματα. Ἔτσι, ἄν ὑποθέσομε ὅτι γνωρίζομε τίς θερμοκρασίες στά ἐπίπεδα πού ἔρχονται σέ ἐπαφή τά στρώματα, δηλαδή t_{12} καί t_{23}, μποροῦμε γιά κάθε στρῶμα νά ἐφαρμόσομε τήν ἐξίσωση (17.2) καί νά ἔχομε:

$$\dot{Q} = \frac{\lambda_1 A}{L_1} (t_h - t_{12}) \qquad (17.2\alpha)$$

$$\dot{Q} = \frac{\lambda_2 A}{L_2}(t_{12} - t_{23}) \qquad (17.2\beta)$$

$$\dot{Q} = \frac{\lambda_3 A}{L_3}(t_{23} - t_c) \qquad (17.2\gamma)$$

Μετά ἀπό ἀναδιάταξη τῶν ὅρων καί πρόσθεση κατά μέλη ἔχομε:

$$\frac{\dot{Q}}{A}\left(\frac{L_1}{\lambda_1} + \frac{L_2}{\lambda_2} + \frac{L_3}{\lambda_3}\right) = t_h - t_c \qquad (17.3)$$

καί θέτοντας:

$$\sum_{i=1}^{3} \frac{L_i}{\lambda_i} = \frac{L_1}{\lambda_1} + \frac{L_2}{\lambda_2} + \frac{L_3}{\lambda_3} \qquad (17.4)$$

$$\dot{Q} = \frac{A}{\sum_{i=1}^{3} \frac{L_i}{\lambda_i}}(t_h - t_c) \qquad (17.5)$$

καί γενικά, ἄν ἡ πλάκα ἀποτελεῖται ἀπό n ὑλικά, τότε:

$$\dot{Q} = \frac{A}{\sum_{i=1}^{n} \frac{L_i}{\lambda_i}}(t_h - t_c) \qquad (17.5\alpha)$$

Ἔτσι, ἀπό τήν ἐξίσωση (17.5α) ὑπολογίζομε τή ροή τῆς θερμότητας $\dot{Q}$ μέσα ἀπό τά n στρώματα. Ἐπειδή ἡ $\dot{Q}$ παραμένει ἡ ἴδια γιά κάθε στρῶμα, μποροῦμε νά προσδιορίσομε ἀπό τίς ἐξισώσεις (17.2α), (17.2β) καί (17.2γ) τίς θερμοκρασίες t_{12} καί t_{23}, ὁπότε χαράζομε τή θερμοκρασιακή κατανομή, ὅπως φαίνεται στό σχῆμα 17.2γ.

Παράδειγμα 1.

Μία ράβδος ἀπό χαλκό μέ διατομή 4 × 4 cm καί μῆκος 20 cm ἔχει θερμοκρασιακή διαφορά 40 K. Ὁ συντελεστής θερμικῆς ἀγωγιμότητας εἶναι 372 W/mK. Ζητεῖται τό ποσό τῆς θερμότητας πού μεταδίδεται κατά τή διεύθυνση τοῦ μήκους της.

Λύση.

Ἡ ράβδος εἶναι μιά ἐπίπεδη πλάκα ἐπιφάνειας $A = 4 \times 4 = 16\ cm^2$ ἤ $16 \times 10^{-4}\ m^2$, καί μήκους L = 0,20 mm, ὁπότε, ἀπό τήν ἐξίσωση (17.2), παίρνομε τό ποσό τῆς θερμότητας πού μεταδίδεται μέσω αὐτῆς τῆς ἐπιφάνειας:

$$\dot{Q} = \frac{\lambda A}{L}(t_h - t_c) = \frac{372 \times 16 \times 10^{-4}}{0{,}20} \times 40 = 119\ W$$

Παράδειγμα 2.

Νά ὑπολογισθεῖ ἡ ἐπιφάνεια πού χρειάζεται γιά νά περάσει ἡ θερμότητα τοῦ παραδείγματος 1, ἄν, ἀντί γιά τή χάλκινη ράβδο, πάρομε ἕνα τοῖχο ἀπό τοῦβλα. Τό μῆκος καί ἡ θερμοκρασιακή διαφορά ἔχουν τίς τιμές τοῦ παραδείγματος 1.

Λύση.

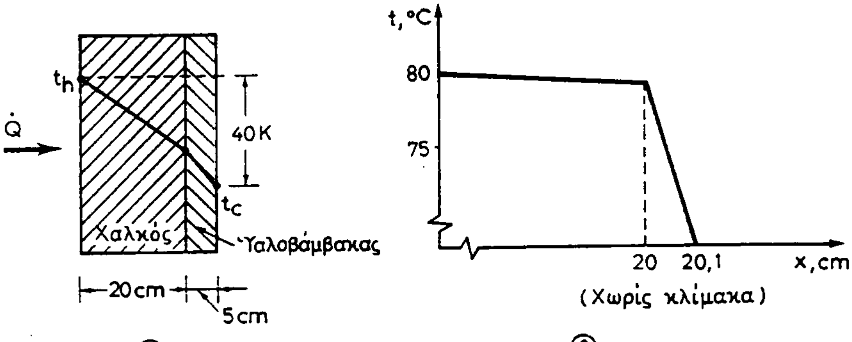
Ἀπό τόν πίνακα Γ9 τοῦ παραρτήματος «Γ» βρίσκομε ὅτι ὁ συντελεστής θερμικῆς ἀγωγιμότητας γιά τά τοῦβλα εἶναι 0,76 W/mK. Ἡ ἐπιφάνεια A βρίσκεται πάλι ἀπό τήν ἐξίσωση (17.2), λύοντας ὡς πρός A:

$$A = \frac{\dot{Q}L}{\lambda(t_h - t_c)} = \frac{119 \times 0{,}20}{0{,}76 \times 40} = 0{,}783 \text{ m}^2$$

Βλέπομε ὅτι γιά τό ἴδιο ποσό θερμότητας θέλομε ἐπιφάνεια 7830×10^{-4} m² ἀντί 16×10^{-4} m² πού θέλαμε γιά τή χάλκινη ράβδο. Αὐτό δείχνει πόσο καλός ἀγωγός τῆς θερμότητας εἶναι ὁ χαλκός, ὅπως ἄλλωστε γνωρίζομε ἀπό τήν καθημερινή μας ἐμπειρία.

Παράδειγμα 3.

Ἄν στήν ἐπιφάνεια A τῆς πλάκας ἀπό χαλκό τοῦ παραδείγματος 1 προστεθεῖ ἕνα στρῶμα μονωτικοῦ ὑλικοῦ ($\lambda = 0{,}046$ W/mK) πάχους 1 mm [σχ. 17.2δ (α)], νά ὑπολογισθεῖ: α) ἡ θερμική ἀγωγιμότητα τῆς πλάκας ἀπό χαλκό καί μονωτικό ὑλικό, β) τό ποσό τῆς θερμότητας πού περνᾶ μέσα ἀπό τά στρώματα, γ) ἡ θερμοκρασία τῆς κοινῆς ἐπιφάνειας τῶν στρωμάτων, ἄν $t_h = 80°C$ καί δ) ἡ θερμοκρασιακή κατανομή. Ἡ θερμοκρασιακή διαφορά μεταξύ τῶν ἐξωτερικῶν ἐπιφανειῶν τῶν δύο στρωμάτων παραμένει ἡ ἴδια (40 K).



Σχ. 17.2δ.
α) Σχηματική παράσταση στρωμάτων παραδείγματος 3. β) Θερμοκρασιακή κατανομή κατά μῆκος τῶν στρωμάτων.

Λύση.

α) Ἡ θερμική ἀγωγιμότητα τῆς ἐπίπεδης πλάκας πού ἀποτελεῖται ἀπό χαλκό καί μονωτικό ὑλικό ἰσοῦται μέ:

$$\frac{A}{\sum_{i=1}^{2} \frac{L_i}{\lambda_i}} = \frac{A}{\frac{L_1}{\lambda_1} + \frac{L_2}{\lambda_2}} \qquad (1)$$

δπου: $A = 4 \times 4 = 16\ m^2$ ἤ $16 \times 10^{-4}\ m^2$

$L_1 = 20\ cm = 0{,}20\ m$

$L_2 = 1\ mm = 0{,}001\ m$

$\lambda_1 = 372\ W/mK$

$\lambda_2 = 0{,}046\ W/mK$

Ἀντικαθιστοῦμε στήν ἐξίσωση (1) καί παίρνομε:

$$\frac{16 \times 10^{-4}}{\frac{0{,}20}{372} + \frac{0{,}001}{0{,}046}} = 0{,}07182\ W/K$$

β) Ὁπότε, ἀπό τήν ἐξίσωση (17.5α) ἔχομε τό ποσό τῆς θερμότητας $\dot{Q}$:

$$\dot{Q} = 0{,}07182 \times 40 = 2{,}873\ W$$

Παρατηροῦμε ὅτι λόγω τῶν μονωτικῶν ὑλικῶν ἡ μεταδιδόμενη θερμότητα μειώθηκε κατά:

$$\frac{2{,}873}{119} = \frac{1}{41{,}4}$$

πράγμα πού δείχνει πόσο ἀποδοτικά μειώνομε τή ροή τῆς θερμότητας μέ τή χρήση τοῦ μονωτικοῦ ὑλικοῦ. Ἡ τιμή τοῦ $\lambda = 0{,}046\ W/mK$ πλησιάζει αὐτή τοῦ γνωστοῦ μας ὑαλοβάμβακα.

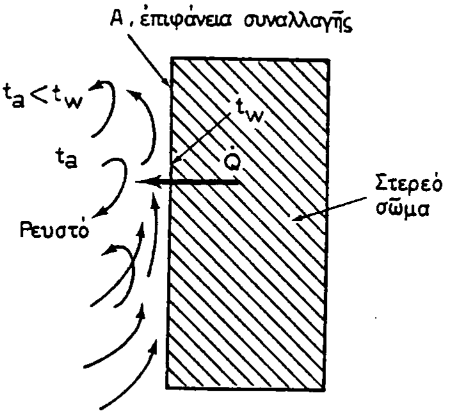
γ) Ἡ θερμοκρασία στήν κοινή ἐπιφάνεια τῶν δύο στρωμάτων ὑπολογίζεται ἀπό τήν ἐξίσωση (17.2α). Λύνομε ὡς πρός t_{12}:

$$t_{12} = t_h - \frac{L_1}{\lambda_1 A}\dot{Q} = 80 - \frac{0{,}20 \times 2{,}873}{372 \times 16 \times 10^{-4}} = 79°C$$

δ) Ἡ θερμοκρασιακή κατανομή φαίνεται στό σχῆμα 17.2δ(β).

17.2.2 Μετάδοση θερμότητας μέ μεταφορά.

Ὅταν ἕνα ρευστό, ὑγρό ἤ ἀέριο, ρέει σέ ἐπαφή μέ κάποιο στερεό σῶμα, ἡ θερμοκρασία τοῦ ὁποίου εἶναι διαφορετική ἀπό τή θερμοκρασία τοῦ ρευστοῦ, τότε ἔχομε ***μετάδοση θερμότητας μέ μεταφορά.*** Ἄν τό ρευστό ἔχει ὑψηλότερη θερμοκρασία ἀπό τό σῶμα, τότε ἔχομε μετάδοση θερμότητας ***πρός*** τό σῶμα· καί φυσικά ***ἀπό*** τό σῶμα, ἄν ἡ θερμοκρασία τοῦ σώματος εἶναι ὑψηλότερη (σχ. 17.2ε).



Σχ. 17.2ε.
Μετάδοση θερμότητας μέ μεταφορά.

Ἡ ἐξίσωση πού διέπει αὐτό τόν τρόπο μεταδόσεως θερμότητας εἶναι:

$$\dot{Q} = \alpha \, A \, (t_w - t_a) \tag{17.6}$$

ὅπως διατυπώθηκε ἐμπειρικά ἀπό τόν Ι. Newton (1643 - 1727). Ἡ ἐξίσωση αὐτή ἐκφράζει ὅτι ἡ θερμότητα πού μεταδίδεται μέ μεταφορά εἶναι ἀνάλογη τῆς ἐπιφάνειας συναλλαγῆς καί τῆς θερμοκρασιακῆς διαφορᾶς μεταξύ τοῦ σώματος καί τοῦ ρευστοῦ. Ὁ συντελεστής ἀναλογίας α ὀνομάζεται ***συντελεστής μεταφορᾶς θερμότητας***. Ἡ σημασία καί οἱ μονάδες τῶν μεγεθῶν τῆς ἐξισώσεως (17.6) εἶναι:

$\dot{Q}$ ἡ μεταφερόμενη ἀνά μονάδα χρόνου θερμότητα, W
A ἡ ἐπιφάνεια συναλλαγῆς θερμότητας, m^2
α ὁ συντελεστής μεταφορᾶς θερμότητας, W/m^2K
t_w ἡ θερμοκρασία ἐπιφάνειας A στερεοῦ σώματος, °C
t_a ἡ θερμοκρασία ρευστοῦ, °C.

Ὑπάρχουν δύο δυνατότητες μεταδόσεως θερμότητας μέ μεταφορά:

α) Ἡ μεταφορά θερμότητας λόγω ***φυσικῆς κυκλοφορίας*** τοῦ ρευστοῦ. Ἡ κυκλοφορία αὐτή προκαλεῖται ἀπό τίς διαφορές στήν πυκνότητα τῆς μάζας τοῦ ρευστοῦ, πού ὀφείλονται σ' αὐτό τό ἴδιο φαινόμενο τῆς μεταφορᾶς θερμότητας ἀπό ἤ πρός τό στερεό σῶμα. Ἐνῶ δηλαδή τό ρευστό εἶναι ἀρχικά ἀκίνητο, μόλις ἀρχίσει νά ζεσταίνεται αὐξάνει ὁ εἰδικός του ὄγκος καί ἔτσι γίνεται ἐλαφρότερο καί ἀρχίζει νά κινεῖται πρός τά πάνω καί νά ἀπομακρύνεται ἀπό τήν ἐπιφάνεια συναλλαγῆς.

β) Ἡ μεταφορά θερμότητας λόγω ***βεβιασμένης κυκλοφορίας*** τοῦ ρευστοῦ, ὅπου ἕνα μηχανικό μέσο, ὅπως π.χ. μιά ἀντλία, ἕνας ἀνεμιστήρας, προκαλεῖ τή ροή τοῦ ρευστοῦ ἐπάνω στό σῶμα.

Ἡ τιμή τοῦ συντελεστῆ α ἐξαρτᾶται ἀπό πολλούς παράγοντες, ὅπως τή μορφή τῆς ροῆς, τή γεωμετρία τοῦ σώματος, τή θερμοκρασία καί πίεση τοῦ ρευστοῦ κλπ. καί δέν ὑπάρχει γενική ἐξίσωση ἤ θεωρία πού νά καλύπτει ὅλες τίς περιπτώσεις τοῦ προσδιορισμοῦ της. Ἔτσι, ἀνάλογα μέ τήν περίπτωση, ὁ ὑπολογισμός τοῦ α βασίζεται σέ τύπους πού προέρχονται κυρίως ἀπό πειραματικά ἀποτελέσματα. Πρός τό παρόν θά θεωρήσομε γνωστό τό συντελεστή α, ἐνῶ γιά τόν προσδιορισμό του θά μιλήσομε ἀναλυτικότερα σέ πιό κάτω παράγραφο, ὅπου θά ἐξετάσομε τό φαινόμενο τῆς μεταφορᾶς θερμότητας σέ σχέση μέ τό φαινόμενο τῆς ροῆς ρευστοῦ ἐπάνω σέ στερεό σῶμα. Ἐνδεικτικά ἐδῶ θά ἀναφέρομε μόνο μερικές τυπικές περιπτώσεις μεταφορᾶς θερμότητας μέ τά ἀντίστοιχα ὅρια πού κυμαίνεται ὁ συντελεστής α (Πίνακας 17.2.1).

ΠΙΝΑΚΑΣ 17.2.1.
Τιμές τοῦ συντελεστῆ μεταφορᾶς θερμότητας α (W/m^2K)

Φυσική κυκλοφορία ἀέρα ἤ ἀτμοῦ	5 - 25
Φυσική κυκλοφορία νεροῦ	70 - 700
Βεβιασμένη κυκλοφορία ἀέρα	12 - 250
Βεβιασμένη κυκλοφορία νεροῦ	600 - 6000
Ἀτμοποιούμενο νερό	3000 - 6000
Συμπυκνούμενος ὑδρατμός	6000 - 30000

Στήν πράξη, τό φαινόμενο τῆς μεταδόσεως τῆς θερμότητας μέ μεταφορά δέν τό συναντᾶμε μεμονωμένο, ἀλλά σχεδόν πάντα σέ συνδυασμό μέ τό φαινόμενο τῆς ἀγωγιμότητας. Τό συνδυασμένο αὐτό φαινόμενο μεταδόσεως τῆς θερμότητας θά τό ἐξετάσομε σέ ξεχωριστή παράγραφο.

17.2.3 Μετάδοση θερμότητας μέ ἀκτινοβολία.

Κάθε σῶμα, ἀνάλογα μέ τή θερμοκρασία του καί τήν κατάσταση τῆς ἐπιφάνειάς του, ἀκτινοβολεῖ ἠλεκτρομαγνητικά κύματα (ἐνέργεια), τά ὁποῖα ἀπορροφῶνται ἀπό ἄλλα σώματα. Ἔτσι, ἄν ἕνα σῶμα ἔχει μεγαλύτερη θερμοκρασία ἀπό κάποιο ἄλλο, τότε ἀκτινοβολεῖ περισσότερη ἐνέργεια καί τό ἀποτέλεσμα εἶναι ἡ μετάδοση θερμότητας ἀπό τό θερμότερο στό ψυχρότερο σῶμα.

Σύμφωνα μέ τό νόμο τῶν J. Stefan (1835 - 1893) καί L. Bolzmann (1844 - 1906), ἕνα ***ἰδανικό*** ἤ ***μελανό σῶμα*** ἀκτινοβολεῖ στή μονάδα τοῦ χρόνου ἐνέργεια πού εἶναι ἀνάλογη τῆς ἐπιφάνειάς του, Α, καί τῆς τέταρτης δυνάμεως τῆς ἀπόλυτης θερμοκρασίας του Τ. Δηλαδή:

$$\dot{Q}_b = \sigma A T^4 \qquad (17.7)$$

ὅπου σ εἶναι μιά σταθερά ἀναλογίας πού ὀνομάζεται ***σταθερά Stefan - Bolzmann*** καί εἶναι στό SI ἴση μέ $5{,}67 \times 10^{-8}$ W/m^2K^4. Ἡ ἐξίσωση (17.7) ἰσχύει μόνο γιά ἰδανικά ἤ μελανά σώματα πού ἀκτινοβολοῦν θερμική ἀκτινοβολία.

Ἄν τώρα δύο μελανά σώματα ἀνταλλάσσουν θερμική ἀκτινοβολία, ἡ καθαρή θερμότητα ἰσοῦται μέ:

$$\dot{Q}_b = \sigma A (T_1^4 - T_2^4) \qquad (17.8)$$

Σημειώνομε ὅτι μελανό σῶμα (ἤ ἐπιφάνεια) εἶναι τό σῶμα ἐκεῖνο (ἤ ἡ ἐπιφάνεια) τό ὁποῖο ἀπορροφᾶ ὅλη τήν ἀκτινοβολία πού δέχεται ἀπό κάποιο ἄλλο σῶμα.

Σύμφωνα ἐπίσης μέ τό νόμο Stefan - Bolzmann, ἕνα πραγματικό σῶμα, τό ὁποῖο ὀνομάζομε καί ***γκρί σῶμα,*** ἀκτινοβολεῖ ποσό θερμότητας πού δίνεται ἀπό τή σχέση:

$$\dot{Q} = \varepsilon_r \sigma A T^4 \qquad (17.9)$$

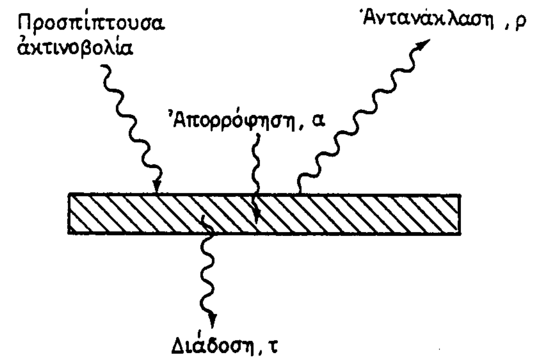
ὅπου: T ἡ ἀπόλυτη θερμοκρασία τοῦ σώματος, K,

ε_r ἀδιάστατος ἀριθμός ($\varepsilon_r \leq 1$) πού ὀνομάζεται ***συντελεστής ἐκπομπῆς*** ἤ ***ἀκτινοβολίας***· ὁρίζεται ὡς τό ποσοστό τῆς ἀκτινοβολίας τοῦ μελανοῦ σώματος πού ἀκτινοβολεῖ κάθε πραγματικό σῶμα.

Τιμές τοῦ ε_r γιά διάφορα ὑλικά δίνονται ἀπό πίνακες, ὅπως αὐτές τοῦ πίνακα 17.2.2. Ἄν στήν ἐξίσωση (17.9) θέσομε $\varepsilon_r = 1$, παίρνομε τήν ἐξίσωση (17.7) πού μᾶς δίνει τήν ἀκτινοβολία τοῦ μελανοῦ σώματος.

Ἕνα μέρος τῆς ἀκτινοβολίας, καί φυσικά τῆς ἐνέργειάς της πού προσπίπτει ἐπάνω σ' ἕνα σῶμα, ἀντανακλᾶται, ρ, ἕνα μέρος ἀπορροφᾶται, α καί ἕνα μέρος διέρχεται μέσω τοῦ σώματος, τ, ὅπως φαίνεται στό σχῆμα 17.2στ. Τά ρ, α καί τ εἶναι τά ἀντίστοιχα ποσοστά τῆς ἐνέργειας πού προσπίπτει στό σῶμα. Ἔτσι ἰσχύει ἡ σχέση:

$$\rho + \alpha + \tau = 1 \qquad (17.10)$$



Σχ. 17.2στ.
Παραστατική παρουσίαση διαχωρισμοῦ προσπίπτουσας ἀκτινοβολίας.

ΠΙΝΑΚΑΣ 17.2.2.
Τιμές τοῦ συντελεστῆ ἐκπομπῆς, ε_r.

Ἐπιφάνεια	Θερμοκρασία, °C	ε_r
Χαλκός γυαλισμένος	20	0,030
Ἀλουμίνιο	170	0,039
Σίδερο	20	0,240
Ξύλο	70	0,935
Πάγος λεῖος, νερό	0	0,966

Μπορεῖ νά ἀποδειχθεῖ ὅτι τό ποσοστό α τῆς ἐνέργειας πού ἀπορροφᾶ ἕνα σῶμα ἰσοῦται μέ τό λόγο τῆς ἀκτινοβολούμενης ἀπό τό σῶμα ἐνέργειας πρός τήν ἀκτινοβολούμενη ἐνέργεια ἑνός μελανοῦ σώματος στήν ἴδια θερμοκρασία. Δηλαδή:

$$\alpha = \frac{E}{E_b} \qquad (17.11)$$

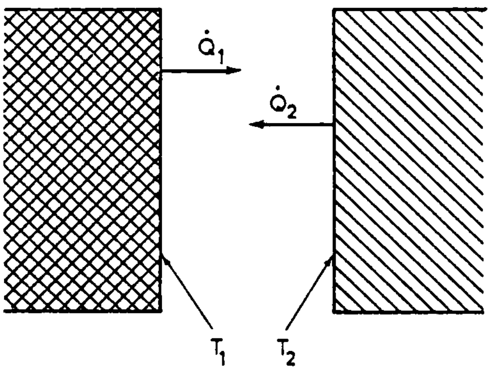
ὅπου Ε, E_b ἡ ἀκτινοβολούμενη ἐνέργεια τοῦ σώματος καί τοῦ μελανοῦ σώματος ἀντίστοιχα.

Ἀλλά ὁ λόγος E/E_b εἶναι ἐξ ὁρισμοῦ ὁ ἀδιάστατος ἀριθμός ε_r ὅπως τόν ὁρίσαμε πιό πάνω στήν ἐξίσωση (17.9). Ἄρα ἔχομε ὅτι:

$$\alpha = \varepsilon_r \qquad (17.12)$$

Μέ ἄλλα λόγια, τό ποσοστό τῆς ἐνέργειας (θερμότητας) πού ἀπορροφᾶται ἀπό ἕνα σῶμα ἰσοῦται μέ τό ποσοστό τῆς ἀκτινοβολούμενης ἐνέργειας (θερμότητας). Ἡ ἐξίσωση (17.12) ὀνομάζεται ***νόμος τοῦ Kirchhoff.***

Ἄς πάρομε τώρα δύο σώματα πού ἔχουν θερμοκρασία ἐπιφάνειας T_1 καί T_2, ἴση ἐπιφάνεια Α καί βρίσκονται τό ἕνα ἀπέναντι στό ἄλλο καί ἀκτινοβολοῦν τό ἕνα πρός τό ἄλλο (σχ. 17.2ζ). Ἄν θεωρήσομε ὅτι δέν διαφεύγει ἐνέργεια μέ-



Σχ. 17.2ζ.
Ἀκτινοβολία μεταξύ δύο σωμάτων.

σω τῶν σωμάτων, τό ποσό τῆς θερμότητας πού μεταδίδεται μέ ἀκτινοβολία ἀπό τό θερμότερο στό ψυχρότερο σῶμα ὑπολογίζεται ἀπό τή σχέση*:

$$\dot{Q}_{12} = \frac{\sigma}{\dfrac{1}{\varepsilon_{r_1}} + \dfrac{1}{\varepsilon_{r_2}} - 1} A(T_1^4 - T_2^4) \qquad (17.13)$$

Στήν περίπτωση πού ἡ μία ἐπιφάνεια (π.χ. ἡ A_2) περικλείει τελείως τήν ἄλ-

* Ἡ ἀπόδειξη τῆς ἐξισώσεως (17.13) δίνεται στό παράρτημα «Α».

λη, τό ποσό τῆς θερμότητας πού μεταδίδεται μέ ἀκτινοβολία δίνεται ἀπό τήν ἐξίσωση:

$$\dot{Q}_{12} = \frac{\sigma A_1}{\dfrac{1}{\varepsilon_{r_1}} + \left(\dfrac{1}{\varepsilon_{r_2}} - 1\right) \dfrac{A_1}{A_2}} (T_1^4 - T_2^4) \qquad (17.13\alpha)$$

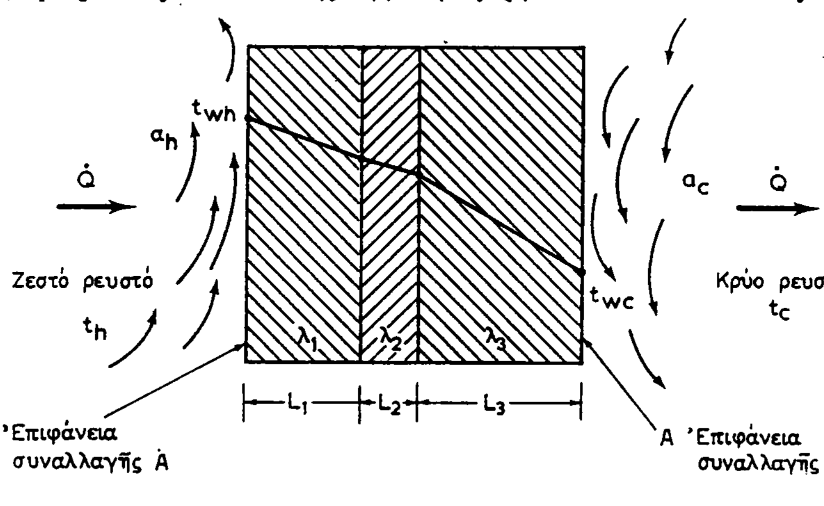
Ὅταν τά σώματα ἔχουν θερμοκρασία περιβάλλοντος, ἡ μετάδοση τῆς θερμότητας μέ ἀκτινοβολία θεωρεῖται ἀμελητέα.

17.3 Μετάδοση θερμότητας μέ ἀγωγιμότητα καί μεταφορά.

Ὅπως εἴπαμε καί προηγουμένως, στίς περισσότερες πρακτικές ἐφαρμογές ἡ μετάδοση τῆς θερμότητας γίνεται μέ συνδυασμό τῶν φαινομένων τῆς ἀγωγιμότητας καί τῆς μεταφορᾶς, ἐνῶ σπάνια εἶναι ἡ περίπτωση νά ὑπάρχει καί τό φαινόμενο τῆς ἀκτινοβολίας. Ἔτσι εἶναι χρήσιμο νά δοῦμε μερικές τέτοιες πρακτικές ἐφαρμογές.

17.3.1 Ἐπίπεδη πλάκα μέ μεταφορά θερμότητας στίς ἐξωτερικές ἐπιφάνειες.

Ἔστω μία πλάκα πού ἀποτελεῖται ἀπό περισσότερα ἀπό ἕνα στρώματα διαφορετικῶν ὑλικῶν, στίς ἐξωτερικές ἐπιφάνειες τῆς ὁποίας κυκλοφορεῖ ρευστό (σχ. 17.3α). Στήν ἀριστερή ἐξωτερική ἐπιφάνεια τῆς πλάκας ἔχομε μετάδοση θερμότητας μέ μεταφορά ἀπό τό ζεστό ρευστό θερμοκρασίας t_h στήν ἐπίπεδη πλάκα θερμοκρασίας t_{wh} (σχ. 17.3α) μέ συντελεστή μεταφορᾶς θερμότητας α_h. Στή συνέχεια ἔχομε μετάδοση θερμότητας μέ ἀγωγιμότητα μέσω τῶν στρωμάτων, τά πάχη τῶν ὁποίων εἶναι L_1, L_2, L_3 καί οἱ συντελεστές ἀγωγιμότητας λ_1, λ_2 καί λ_3. Τό ποσό τῆς θερμότητας $\dot{Q}$ μεταδίδεται ἀκολούθως ἀπό τή



Σχ. 17.3α.
Μετάδοση θερμότητας σέ ἐπίπεδη πλάκα μέ μεταφορά καί ἀγωγιμότητα.

δεξιά ἐξωτερική ἐπιφάνεια θερμοκρασίας t_{wc} στό κρύο ρευστό θερμοκρασίας t_c μέ συντελεστή μεταφορᾶς θερμότητας α_c.

῞Ας δοῦμε τώρα τίς μαθηματικές σχέσεις πού διέπουν τά πιό πάνω φαινόμενα καί πῶς μποροῦμε νά ὑπολογίσομε τά διάφορα μεγέθη. Συνήθως στήν πράξη γνωστές εἶναι οἱ θερμοκρασίες τῶν ρευστῶν πού συνορεύουν μέ τίς ἐξωτερικές ἐπιφάνειες τῆς πλάκας καί ὄχι οἱ θερμοκρασίες τῶν ἐπιφανειῶν· συνεπῶς τό ποσό τῆς θερμότητας $\dot{Q}$ θά πρέπει νά τό ἐκφράσομε σέ συνάρτηση μέ τίς δύο θερμοκρασίες t_h καί t_c.

Σύμφωνα μέ τήν ἐξίσωση (17.6), τό ποσό τῆς θερμότητας ἀπό τό ζεστό ρευστό πρός τήν ἐπιφάνεια τοῦ σώματος εἶναι:

$$\dot{Q} = \alpha_h A (t_h - t_{wh}) \tag{17.14}$$

ὅπου t_h ἡ θερμοκρασία τοῦ ζεστοῦ ρευστοῦ,

t_{wh} ἡ θερμοκρασία ***ἐπί*** τῆς ἀριστερῆς ἐξωτερικῆς ἐπιφάνειας τῆς πλάκας.

Ἡ μετάδοση τῆς θερμότητας γίνεται μέσα στά στρώματα τῆς πλάκας μέ ἀγωγιμότητα, ὁπότε, σύμφωνα μέ τήν ἐξίσωση (17.5), ἔχομε:

$$\dot{Q} = \frac{A}{\sum_{i=1}^{3} \frac{L_i}{\lambda_i}} (t_{wh} - t_{wc}) \tag{17.15}$$

ὅπου $$\sum_{i=1}^{3} \frac{L_i}{\lambda_i} = \frac{L_1}{\lambda_1} + \frac{L_2}{\lambda_2} + \frac{L_3}{\lambda_3}$$

t_{wc} ἡ θερμοκρασία ***ἐπί*** τῆς δεξιᾶς ἐξωτερικῆς ἐπιφάνειας.

Ἀπό τή δεξιά πλευρά ἔχομε πάλι μετάδοση θερμότητας μέ μεταφορά, ὁπότε, ἀπό τήν ἐξίσωση (17.6) ἔχομε:

$$\dot{Q} = \alpha_c A (t_{wc} - t_c) \tag{17.16}$$

ὅπου t_c ἡ θερμοκρασία τοῦ κρύου ρευστοῦ.

Ἀπό τίς ἐξισώσεις (17.14), (17.15) καί (17.16) μέ μετατροπή καί πρόσθεση προκύπτει ὅτι ἡ μετάδοση θερμότητας μέ μεταφορά καί ἀγωγιμότητα διά μέσου ἐπίπεδης πλάκας μέ n ἀριθμό στρωμάτων καθορίζεται ἀπό τήν ἐξίσωση:

$$\frac{\dot{Q}}{A} \left(\frac{1}{\alpha_h} + \frac{1}{\alpha_c} + \sum_{i=1}^{n} \frac{L_i}{\lambda_i} \right) = t_h - t_c \tag{17.17}$$

ἤ σέ ἄλλη μορφή:

$$\dot{Q} = K_o A (t_h - t_c) \tag{17.18}$$

ὅπου $$\frac{1}{K_o} = \frac{1}{\alpha_h} + \frac{1}{\alpha_c} + \sum_{i=1}^{n} \frac{L_i}{\lambda_i}$$

῾Ο συντελεστής K_o ὀνομάζεται ***συνολικός συντελεστής*** μεταδόσεως θερμότητας καί οἱ μονάδες του στό SI εἶναι W/m^2K. Τό γινόμενο $K_o\,A$ εἶναι ἡ ἀγωγιμότητα στόν τρόπο μεταδόσεως πού περιγράψαμε πιό πάνω. ᾿Εδῶ θά σημειώσομε ὅτι οἱ ἐξισώσεις (17.14), (17.15) καί (17.16) μποροῦν νά χρησιμοποιηθοῦν καί γιά τόν προσδιορισμό τῶν συντελεστῶν μεταφορᾶς θερμότητας α_h καί α_c. Συνήθως ὅμως, ὅπως εἴπαμε, προσδιορίζονται πειραματικά καί κυρίως μέ ἐμπειρικές σχέσεις πού θά δοῦμε ἀναλυτικότερα πιό κάτω.

Παράδειγμα.

῾Η μία πλευρική ἐπιφάνεια ἑνός χώρου ἐνδιαιτήσεως μέσα σέ πλοῖο ἔχει ἐπιφάνεια 17 m^2 καί ἀποτελεῖται ἀπό χαλύβδινο ἔλασμα ($\lambda = 59$ W/mK) πάχους 3 mm. ῾Η ἐσωτερική πλευρά τοῦ ἐλάσματος εἶναι καλυμμένη μέ ὑαλοβάμβακα ($\lambda = 0{,}046$ W/mK) πάχους 5 cm, ἐνῶ ἡ ἐξωτερική ἔρχεται σέ ἄμεση ἐπαφή μέ τό ἐξωτερικό περιβάλλον, τό ὁποῖο ἔχει θερμοκρασία 5°C. ῾Η μέση θερμοκρασία τοῦ χώρου ἐνδιαιτήσεως εἶναι 25°C. ῾Ο συντελεστής μεταφορᾶς θερμότητας στήν ἐλεύθερη ἐπιφάνεια τοῦ ὑαλοβάμβακα εἶναι 10 W/m^2K καί στήν ἐξωτερική πλευρά τοῦ ἐλάσματος 15 W/m^2K. Νά ὑπολογισθεῖ: α) ἡ ἀπώλεια τῆς θερμότητας σέ W καί β) ἡ θερμοκρασία στήν ἐπιφάνεια τοῦ ὑαλοβάμβακα.

Λύση.

Στό σχῆμα 17.3α φαίνεται ἡ διάταξη τῆς πλευρικῆς ἐπιφάνειας τοῦ χώρου ἐνδιαιτήσεως ὅπου, ἀντί γιά τρία, ἔχομε δύο στρώματα. Οἱ συντελεστές λ πού δώσαμε μποροῦν νά ληφθοῦν καί ἀπό τόν πίνακα Γ9 τοῦ παραρτήματος «Γ».

α) ῾Η ἀπώλεια τῆς θερμότητας δίνεται ἀπό τήν ἐξίσωση (17.18):

$$\dot{Q} = K_o\,A\,(t_h - t_c) \qquad (1)$$

ὅπου $A = 17\ m^2$, $t_h = 25°C$, $t_c = 5°C$

$$\text{καί} \quad \frac{1}{K_o} = \frac{1}{10} + \frac{1}{15} + \frac{0{,}05}{0{,}046} + \frac{0{,}003}{59} = 1{,}2537\ m^2K/W$$

$$\text{ἤ} \quad K_o = 0{,}7977\ W/m^2K$$

᾿Αντικαθιστοῦμε στήν ἐξίσωση (1) καί ἔχομε:

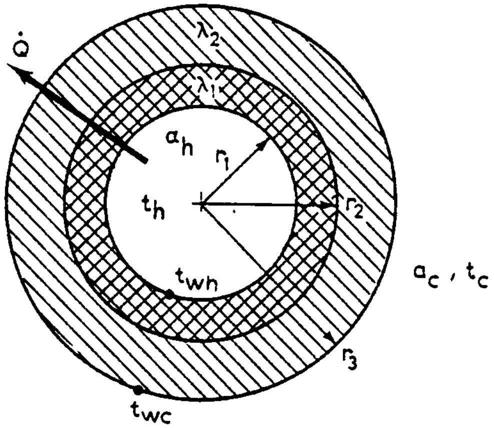
$$\dot{Q} = 0{,}7977 \times 17 \times (25 - 5) = 271{,}2\ W$$

β) ῾Η θερμοκρασία στήν ἐλεύθερη ἐπιφάνεια τοῦ ὑαλοβάμβακα βρίσκεται ἀπό τήν ἐξίσωση (17.14) λύοντας ὡς πρός t_{wh}:

$$t_{wh} = t_h - \frac{\dot{Q}}{\alpha_h\,A} = 25 - \frac{271{,}2}{10 \times 17} = 23{,}40°C$$

17.3.2 *Κυλινδρικός σωλήνας μέ μεταφορά θερμότητας στήν έσωτερική καί έξωτερική του έπιφάνεια.*

Έστω ἕνας κοῖλος κύλινδρος πού ἀποτελεῖται ἀπό περισσότερα ἀπό ἕνα στρώματα διαφορετικῶν ὑλικῶν, στήν ἐσωτερική καί ἐξωτερική ἐπιφάνεια τοῦ ὁποίου κυκλοφοροῦν ρευστά (σχ. 17.3β), ὅπως εἶναι π.χ. ἕνας σωλήνας καλυμμένος μέ μονωτικά ὑλικά. Ὅπως στήν περίπτωση τῆς πλάκας, ἔτσι καί ἐδῶ ἔχομε μετάδοση θερμότητας μέ μεταφορά στήν ἐσωτερική καί ἐξωτερική ἐπιφάνεια τοῦ σωλήνα καί μέ ἀγωγιμότητα μέσα ἀπό τά στρώματα τῶν ὑλικῶν. Ἐπίσης καί ἐδῶ αὐτό πού γνωρίζομε συνήθως εἶναι οἱ θερμοκρασίες τῶν δύο ρευστῶν. Ἄς ποῦμε π.χ. ὅτι στόν πιό πάνω σωλήνα κυκλοφορεῖ ὁ ἀτμός ἑνός λέβητα καί ὅτι ὁ σωλήνας αὐτός βρίσκεται μέσα στό μηχανοστάσιο ἑνός πλοίου. Τά δύο ρευστά εἶναι ὁ ἀτμός καί ὁ ἀέρας τοῦ περιβάλλοντος τοῦ μηχανοστασίου, τῶν ὁποίων τίς θερμοκρασίες τίς γνωρίζομε σχεδόν πάντοτε. Ἔτσι, τή ροή τῆς θερμότητας θά πρέπει νά τήν ἐκφράσομε σέ συνάρτηση τῶν δύο αὐτῶν θερμοκρασιῶν.



Σχ. 17.3β.
Μετάδοση θερμότητας μέ ἀγωγιμότητα καί μεταφορά σέ σωλήνα.

Ἄς ὑποθέσομε ὅτι τό ρευστό πού κυκλοφορεῖ μέσα στό σωλήνα εἶναι σέ ὑψηλότερη θερμοκρασία ἀπό τό ρευστό τῆς ἐξωτερικῆς ἐπιφάνειας.

Τότε, σύμφωνα μέ τήν ἐξίσωση (17.6), τό ποσό τῆς θερμότητας ἀπό τό ζεστό ρευστό πρός τό σωλήνα εἶναι:

$$\dot{Q} = \alpha_h A_i (t_h - t_{wh}) \tag{17.19}$$

ὅπου A_i ἡ ἐσωτερική ἐπιφάνεια $= 2\pi r_1 L$

L τό μῆκος τοῦ σωλήνα

t_h ἡ θερμοκρασία τοῦ ρευστοῦ μέσα στό σωλήνα

t_{wh} ἡ θερμοκρασία τῆς ἐσωτερικῆς ἐπιφάνειας τοῦ σωλήνα

α_h ὁ συντελεστής μεταφορᾶς θερμότητας στήν ἐσωτερική ἐπιφάνεια τοῦ σωλήνα.

Ἡ μετάδοση τῆς θερμότητας μέ ἀγωγιμότητα μέσα ἀπό τά στρώματα ἀποδεικνύεται ὅτι εἶναι (σχ. 17.3β):

$$\dot{Q} = \frac{2\pi L\,(t_{wh} - t_{wc})}{\dfrac{\ln(r_2/r_1)}{\lambda_1} + \dfrac{\ln(r_3/r_2)}{\lambda_2}} \tag{17.20}$$

ὅπου t_{wc} ἡ θερμοκρασία στήν ἐξωτερική ἐπιφάνεια τοῦ ἐξωτερικοῦ στρώματος
λ_1, λ_2 οἱ συντελεστές θερμικῆς ἀγωγιμότητας τῶν ὑλικῶν.

Μέ ὅμοιο τρόπο, γιά τή μετάδοση θερμότητας μέ μεταφορά ἀπό τήν ἐξωτερική ἐπιφάνεια ἔχομε, ἐξίσωση (17.6):

$$\dot{Q} = \alpha_c\, A_o\,(t_{wc} - t_c) \tag{17.21}$$

ὅπου t_c ἡ θερμοκρασία τοῦ ρευστοῦ ἔξω ἀπό τό σωλήνα
A_o ἡ ἐξωτερική ἐπιφάνεια $= 2\pi r_3 L$
α_c συντελεστής μεταφορᾶς θερμότητας στήν ἐξωτερική ἐπιφάνεια τοῦ τελευταίου στρώματος.

Ἀπό τίς ἐξισώσεις (17.19), (17.20) καί (17.21) προκύπτει ἡ σχέση πού μᾶς δίνει τή μετάδοση τῆς θερμότητας μέ ἀγωγιμότητα καί μεταφορά σέ κυλινδρικό σωλήνα:

$$\dot{Q} = \frac{t_h - t_c}{\dfrac{1}{\alpha_h A_i} + \dfrac{\ln(r_2/r_1)}{2\pi\lambda_1 L} + \dfrac{\ln(r_3/r_2)}{2\pi\lambda_2 L} + \dfrac{1}{\alpha_c A_o}} \tag{17.22}$$

Στήν περίπτωση πού ὁ κυλινδρικός σωλήνας ἔχει πάνω ἀπό ἕνα στρῶμα, τότε τό μόνο πού ἀλλάζει στήν ἐξίσωση (17.22) εἶναι ὁ ὅρος τοῦ παρονομαστῆ πού ἀναφέρεται στήν ἀγωγιμότητα. Ἔτσι γιά n στρώματα, ὁ ὅρος αὐτός γράφεται ὡς:

$$\frac{\ln(r_2/r_1)}{2\pi\lambda_1 L} + \frac{\ln(r_3/r_2)}{2\pi\lambda_2 L} + \dots + \frac{\ln(r_n/r_{n-1})}{2\pi\lambda_n L} \tag{17.23}$$

Ἡ ἐξίσωση (17.22) μπορεῖ νά γραφτεῖ στή μορφή τῆς ἐξισώσεως (17.18):

$$\dot{Q} = K_o\, A\,(t_h - t_c) \tag{17.24}$$

ὅπου, ἄν θέσομε $A = A_i$, τότε ὁ συνολικός συντελεστής μεταδόσεως θερμότητας K_o δίνεται ἀπό τή σχέση:

$$K_o = \frac{1}{\dfrac{1}{\alpha_h} + \dfrac{A_i \ln(r_2/r_1)}{2\pi\lambda_1 L} + \dfrac{A_i \ln(r_3/r_2)}{2\pi\lambda_2 L} + \dfrac{A_i}{A_o}\,\dfrac{1}{\alpha_c}} \tag{17.25}$$

καί, ἄν θέσομε $A = A_o$, τότε ὁ K_o δίνεται ἀπό τή σχέση:

$$K_o = \frac{1}{\dfrac{A_o}{A_i}\,\dfrac{1}{\alpha_h} + \dfrac{A_o \ln(r_2/r_1)}{2\pi\lambda_1 L} + \dfrac{A_o \ln(r_3/r_2)}{2\pi\lambda_2 L} + \dfrac{1}{\alpha_c}} \tag{17.26}$$

Παράδειγμα.

Μέσα σέ ἕνα χαλύβδινο σωλήνα ἐσωτερικῆς διαμέτρου 2,5 cm περνᾶ νερό. Τό πάχος τοῦ σωλήνα εἶναι 2 mm καί ὁ συντελεστής μεταφορᾶς θερμότητας στό ἐσωτερικό τοῦ σωλήνα εἶναι 500 W/m^2K. Ὁ σωλήνας καλύπτεται ἀπό ἕνα μονωτικό ὑλικό ($\lambda = 0{,}18$ W/mK) πάχους 1 cm, στήν ἐξωτερική ἐπιφάνεια τοῦ ὁποίου ὁ συντελεστής μεταφορᾶς τῆς θερμότητας εἶναι 12 W/m^2K. Ζητεῖται: α) ὁ συνολικός συντελεστής μεταδόσεως θερμότητας καί β) τό ποσό τῆς θερμότητας πού μεταφέρεται ἀπό τό νερό στόν ἐξωτερικό χῶρο, ἄν ἡ θερμοκρασία του εἶναι 80°C καί τοῦ χώρου πού περιβάλλει τό σωλήνα 30°C.

Λύση.

Ὅλα τά μεγέθη θά τά ὑπολογίσομε ἀνά μονάδα μήκους τοῦ σωλήνα (1m), πράγμα πού μᾶς ἐπιτρέπει νά τά προσδιορίσομε καί γιά ὁποιοδήποτε ἄλλο μῆκος.

α) Ὁ προσδιορισμός τοῦ συνολικοῦ συντελεστῆ μεταδόσεως θερμότητας μπορεῖ νά γίνει εἴτε ἀπό τήν ἐξίσωση (17.25) εἴτε ἀπό τήν ἐξίσωση (17.26). Ἄς πάρομε τήν τελευταία:

$$K_o = \frac{1}{\dfrac{A_o}{A_i}\dfrac{1}{\alpha_h} + \dfrac{A_o \ln(r_2/r_1)}{2\pi\lambda_1 L} + \dfrac{A_o \ln(r_3/r_2)}{2\pi\lambda_2 L} + \dfrac{1}{\alpha_c}} \qquad (1)$$

ὅπου δίνονται $\alpha_h = 500\ W/m^2K \qquad \alpha_c = 12\ W/m^2K$

$r_1 = 2{,}5\ cm = 0{,}025\ m$

$r_2 = r_1 + 2\ mm = 0{,}025 + 0{,}002 = 0{,}027\ m$

$r_3 = r_2 + 1\ cm = 0{,}027 + 0{,}01 = 0{,}037\ m$

$\lambda_1 = 59\ W/mK$ (ἀπό πίνακα Γ9 τοῦ παραρτήματος «Γ»)

$\lambda_2 = 0{,}18\ W/mK$

Ἐπίσης ὑπολογίζομε τούς ὅρους τῆς ἐξισώσεως (1):

$$A_i = 2\pi r_1 L = 2 \times 3{,}14 \times 0{,}025 \times 1 = 0{,}157\ m^2$$

$$A_o = 2\pi r_3 L = 2 \times 3{,}14 \times 0{,}037 \times 1 = 0{,}232\ m^2$$

$$\frac{A_o}{A_i}\frac{1}{\alpha_h} = \frac{0{,}232}{0{,}157} \times \frac{1}{500} = 2{,}955 \times 10^{-3}\ m^2K/W$$

$$\frac{A_o \ln(r_2/r_1)}{2\pi\lambda_1 L} = \frac{0{,}232 \times \ln(0{,}027/0{,}025)}{2 \times 3{,}14 \times 59 \times 1} = 0{,}048 \times 10^{-3}\ m^2K/W$$

$$\frac{A_o \ln(r_3/r_2)}{2\pi\lambda_2 L} = \frac{0{,}232 \times \ln(0{,}037/0{,}027)}{2 \times 3{,}14 \times 0{,}18 \times 1} = 64{,}634 \times 10^{-3}\ m^2K/W$$

$$\frac{1}{\alpha_c} = \frac{1}{12} = 83{,}333 \times 10^{-3}\ m^2K/W$$

Ἀντικαθιστοῦμε τίς πιό πάνω τιμές στήν ἐξίσωση (1) καί παίρνομε:

$$K_o = \frac{1}{(2{,}955 + 0{,}048 + 64{,}634 + 83{,}333) \times 10^{-3}} = 6{,}624 \ W/m^2K$$

β) Τό ποσό τῆς θερμότητας πού μεταφέρεται ἀπό τό νερό στόν ἐξωτερικό χῶρο δίνεται ἀπό τήν ἐξίσωση (17.24), ὅπου ὅμως πρέπει νά θέσομε $A = A_o$ γιατί γιά τόν ὑπολογισμό τοῦ K_o χρησιμοποιήσαμε τήν ἐξίσωση (17.26). Ἔχομε λοιπόν ἀπώλεια θερμότητας ἀπό τό νερό:

$$\dot{Q} = K_o A_o (t_h - t_c) = 6{,}624 \times 0{,}232 \times (80 - 30) = 76{,}84 \ W/m \text{ σωλήνα}$$

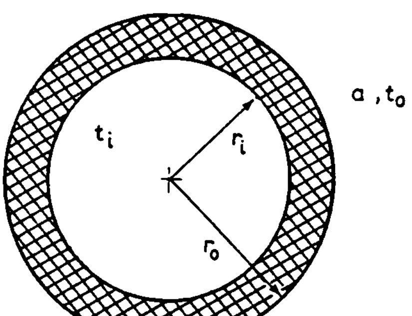
Ἑπομένως, ἄν ὁ σωλήνας ἦταν 10 m, τότε ἡ ἀπώλεια θά ἦταν δεκαπλάσια, δηλαδή 768,4 W.

17.3.3 Κρίσιμο πάχος μονώσεως.

Μετά τό προηγούμενο παράδειγμα θά σκεπτόταν ἴσως κανείς ὅτι προσθέτοντας κι ἄλλη μόνωση στό σωλήνα θά μπορούσαμε νά μειώσομε τήν ἀπώλεια τῆς θερμότητας. Ἄν καί αὐτό εἶναι γενικά σωστό, ὑπάρχουν περιπτώσεις ὅπου δέν ἀληθεύει, ὅπως π.χ. σέ σωλῆνες μέ μικρές διαμέτρους, σέ καλωδιώσεις, κλπ.

Ἄς πάρομε ἕνα στρῶμα μονώσεως μέ συντελεστή ἀγωγιμότητας λ, τό ὁποῖο θά μποροῦσε νά τοποθετηθεῖ γύρω ἀπό ἕνα κυκλικό σωλήνα, ὅπως φαίνεται στό σχῆμα 17.3γ. Ἡ ἐσωτερική θερμοκρασία τῆς μονώσεως εἶναι σταθερή t_i καί μόνο στήν ἐξωτερική ἐπιφάνεια ἔχομε μεταφορά θερμότητας μέ συντελεστή α καί θερμοκρασία περιβάλλοντος t_o, ὅπου $t_o > t_i$. Ἀπό τίς ἐξισώσεις (17.24) καί (17.26) προκύπτει ὅτι ἡ θερμότητα πού μεταδίδεται ἀπό τό ἐσωτερικό τῆς μονώσεως πρός τά ἔξω εἶναι:

$$\dot{Q} = \frac{2\pi L (t_i - t_o)}{\dfrac{\ln (r_o/r_i)}{\lambda} + \dfrac{1}{\alpha r_o}} \qquad (17.27)$$



Σχ. 17.3γ.
Κρίσιμο πάχος μονώσεως.

Ἀπό τήν ἐξίσωση (17.27) μποροῦμε νά βροῦμε τήν ἀκτίνα r_o μέ τήν ὁποία ἔχομε τή μέγιστη ἀπώλεια θερμότητας. Τήν ἀκτίνα αὐτή τήν ὀνομάζομε ***κρίσιμη ἀκτίνα.*** Βέβαια συνήθως αὐτό πού ἐπιθυμοῦμε εἶναι νά ἐλαχιστοποιήσομε καί ὄχι νά μεγιστοποιήσομε τήν ἀπώλεια τῆς θερμότητας. Ὑπάρχουν ὅμως περιπτώσεις κατά τίς ὁποῖες ἡ ἀπώλεια εἶναι χρήσιμη· στίς καλωδιώσεις π.χ. εἶναι πολλές φορές ἐπιθυμητό νά αὐξήσομε τήν ἀπώλεια τῆς θερμότητας γιά νά μή θερμαίνεται ὁ ἀγωγός καί ἔτσι νά ἔχομε τή μικρότερη πτώση τάσεως. Αὐτό μπορεῖ νά ἐπιτευχθεῖ ἄν προσθέσομε στήν καλωδίωση πάχος μονώσεως τέτοιο, ὥστε ἡ ἐξωτερική της διάμετρος νά γίνει ἴση μέ τήν κρίσιμη ἀκτίνα. Αὐτό τό πάχος τῆς μονώσεως τό ὀνομάζομε ***κρίσιμο πάχος μονώσεως.*** Στήν περίπτωση πού ἐπιθυμοῦμε μείωση τῆς ἀπώλειας θερμότητας, ἡ ἐξωτερική ἀκτίνα τῆς μονώσεως θά πρέπει νά εἶναι μεγαλύτερη ἀπό τή κρίσιμη ἀκτίνα.

Γιά νά βροῦμε τήν κρίσιμη ἀκτίνα παίρνομε στήν ἐξίσωση (17.27) τήν παράγωγο τῆς $\dot{Q}$ ὡς πρός τήν ἀκτίνα r_o καί τήν ἐξισώνομε μέ τό μηδέν. Λύοντας ὡς πρός r_o παίρνομε τήν κρίσιμη ἀκτίνα:

$$r_o = \frac{\lambda}{\alpha} \tag{17.28}$$

Ἔτσι, ἡ κρίσιμη ἀκτίνα εἶναι συνάρτηση μόνο τοῦ συντελεστῆ ἀγωγιμότητας λ τῆς μονώσεως καί τοῦ συντελεστῆ μεταφορᾶς θερμότητας α στήν ἐξωτερική ἐπιφάνεια τῆς μονώσεως.

Συνοψίζοντας, λέμε ὅτι, ἄν ἡ ἐξωτερική ἀκτίνα μιᾶς μονώσεως εἶναι μικρότερη ἀπό τήν r_o τῆς ἐξισώσεως (17.28), τότε ἡ μεταφορά θερμότητας θά αὐξηθεῖ ἄν προσθέσομε περισσότερη μόνωση· γιά ἐξωτερική ἀκτίνα μεγαλύτερη ἀπό τήν κρίσιμη ἀκτίνα, ἡ αὔξηση τῆς μονώσεως θά ἔχει ὡς συνέπεια τή μείωση τῆς ἀπώλειας θερμότητας.

Παράδειγμα.

Ἄς ὑποθέσομε ὅτι στό παράδειγμα τῆς παραγράφου 17.3.2 δέν γνωρίζομε τό πάχος τοῦ μονωτικοῦ ὑλικοῦ. Νά βρεθεῖ ἡ κρίσιμη ἀκτίνα ἄν ὅλα τά ἄλλα στοιχεῖα παραμένουν τά ἴδια. Ἐπίσης, ἄν ἡ μόνωση ἔχει πάχος: α) 0,5 mm, β) 10 mm, θά αὐξηθεῖ ἤ θά μειωθεῖ ἡ μετάδοση τῆς θερμότητας;

Λύση.

Ἀπό τήν ἐξίσωση (17.28) βρίσκομε τήν κρίσιμη ἀκτίνα:

$$r_o = \frac{\lambda}{\alpha} = \frac{0{,}18}{12} = 0{,}015 \text{ m}$$

Ἀπό τό προηγούμενο παράδειγμα τῆς παραγράφου 17.3.2 ἔχομε ὅτι ἡ ἐξωτερική ἀκτίνα τοῦ σωλήνα εἶναι $r_2 = 0{,}027$ m.

α) Ἄν προσθέσομε μόνωση πάχους 0,5 mm, ἡ ἐξωτερική ἀκτίνα εἶναι: $r_2 + 0{,}0005 = 0{,}0275$ m, μεγαλύτερη ἀπό τήν κρίσιμη ἀκτίνα r_o πού βρήκαμε.

Ἄρα ἔχομε μείωση τῆς μεταδόσεως τῆς θερμότητας.

β) Ἄν προσθέσομε μόνωση πάχους 10 mm, ἔχομε $r_2 + 0{,}01 = 0{,}037$ m, πάλι μεγαλύτερη ἀπό τήν r_o, ἄρα καί πάλι ἔχομε μείωση τῆς μεταδόσεως θερμότητας.

Οἱ ἀπαντήσεις στά ἐρωτήματα (α) καί (β) ἦταν προφανεῖς γιατί καί μόνο ἡ ἐξωτερική ἀκτίνα τοῦ σωλήνα r_2 εἶναι μεγαλύτερη ἀπό τήν κρίσιμη ἀκτίνα. Γενικά οἱ τιμές τῆς r_o εἶναι συνήθως μικρότερες τῶν 25 mm καί ἑπομένως στίς περισσότερες περιπτώσεις τῶν σωληνώσεων ἡ τοποθέτηση τῆς μονώσεως προκαλεῖ μείωση τῆς μεταδόσεως θερμότητας.

17.4 Ροή ρευστοῦ καί ὁ συντελεστής μεταφορᾶς θερμότητας α.

Στήν παράγραφο 17.2 ἐξετάσαμε τή μετάδοση θερμότητας μέ μεταφορά καί εἴδαμε ὅτι ἡ βασική ἐξίσωση εἶναι, ἐξίσωση (17.6):

$$\dot{Q} = \alpha\, A\, (t_w - t_a) \tag{17.29}$$

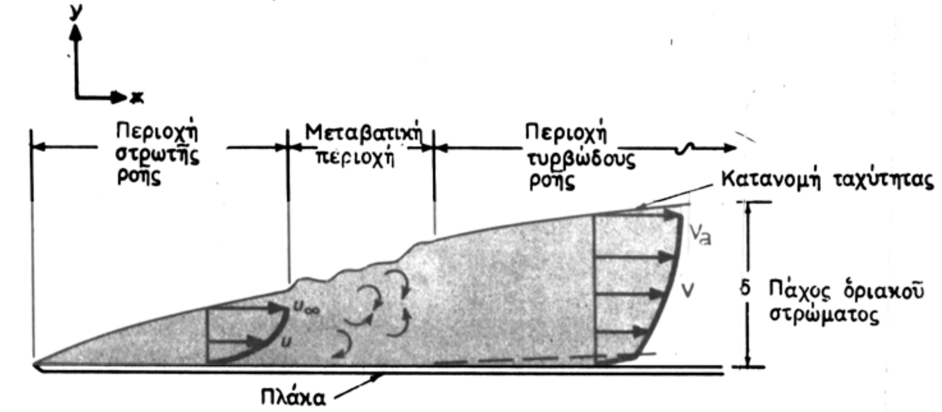
ὅπου t_w εἶναι ἡ θερμοκρασία στήν ἐπιφάνεια ἑνός σώματος καί t_a ἡ θερμοκρασία τοῦ ρευστοῦ μακριά ἀπό τό σῶμα. Εἴδαμε ἐπίσης τό φαινόμενο τῆς μεταφορᾶς θερμότητας σέ σχέση μέ τή μετάδοση θερμότητας μέ ἀγωγιμότητα, ὅπου θεωρήσαμε ὅτι ὁ συντελεστής α εἶναι γνωστός.

Πιό κάτω θά δοῦμε τρόπους προσδιορισμοῦ τῆς τιμῆς τοῦ συντελεστῆ α, πού ἀποτελεῖ καί τό κυριότερο πρόβλημα στό εἶδος αὐτό τῆς μεταδόσεως θερμότητας. Ὁ προσδιορισμός τοῦ α ἀποτελεῖ πρόβλημα, γιατί στό φαινόμενο τῆς μεταφορᾶς θερμότητας ὑπεισέρχονται πολλές μεταβλητές καί ἐπιπλέον ἔχομε ἐπαλληλία ροῆς ὕλης καί θερμότητας. Πέρα ἀπό αὐτά, ἡ μεταφορά θερμότητας συνοδεύεται ἐπίσης ἀπό φαινόμενα ἀρκετά διαφορετικά μεταξύ τους, ὅπως φυσική ἤ βεβιασμένη κυκλοφορία τῶν ρευστῶν καί ἀλλαγή φάσεως (συμπύκνωση ἤ ἀτμοποίηση), μέ ἀποτέλεσμα οἱ ἀριθμητικές τιμές τοῦ συντελεστῆ μεταφορᾶς θερμότητας α νά διαφέρουν μεταξύ τους γιά διάφορες διεργασίες, ὅπως φαίνεται καί στόν πίνακα 17.2.1. Τελικά ὁ προσδιορισμός τοῦ α γίνεται ἀπό ἐμπειρικές σχέσεις πού βασίζονται σέ πειραματικά ἀποτελέσματα.

Πρίν προχωρήσομε ὅμως στήν καθαυτό ἐξέταση τοῦ φαινομένου τῆς μεταφορᾶς θερμότητας καί τοῦ συντελεστῆ α, θά δώσομε μερικές ἁπλές περιπτώσεις τῆς ροῆς τῶν ρευστῶν πού εἶναι ἀπαραίτητες γιά νά κατανοήσομε τό φαινόμενο αὐτό.

17.4.1 Ἰξώδης ροή ρευστοῦ. Ὁριακό στρῶμα.

Ἄς θεωρήσομε τή ροή ἑνός ρευστοῦ ἐπάνω στήν ἐπίπεδη πλάκα πού φαίνεται στό σχῆμα 17.4α. Ἀρχίζοντας ἀπό τό ἀριστερό ἄκρο τῆς πλάκας ὅπου ἀρχίζει ἡ ροή, παρατηροῦμε ὅτι σχηματίζεται στρῶμα ρευστοῦ, ἕνα μέρος τοῦ ὁποίου εἶναι προσκολλημένο στήν ἐπιφάνεια τῆς πλάκας καί τό ἄλλο ἀκολουθεῖ τήν ἐλεύθερη ροή. Τό στρῶμα αὐτό ὀνομάζεται ***ὑδροδυναμικό ὁριακό στρῶμα***



Σχ. 17.4α.
Σχηματική παράσταση ροῆς ρευστοῦ σέ ἐπίπεδη πλάκα.

καί ὀφείλεται στίς δυνάμεις τῆς τριβῆς λόγω ἰξώδους τοῦ ρευστοῦ πού ἀναπτύσσονται μέσα στό ρευστό, ἀλλά καί μεταξύ τῆς πλάκας καί τοῦ ρευστοῦ. Μποροῦμε δηλαδή νά ποῦμε ὅτι τό όριακό στρῶμα εἶναι τό μέρος ἐκεῖνο τῆς ροῆς τοῦ ρευστοῦ, ὅπου γίνονται ἐμφανεῖς οἱ δυνάμεις τῆς τριβῆς μεταξύ τῶν μορίων τῆς ὕλης τοῦ ρευστοῦ. Ἡ ταχύτητα τοῦ ρευστοῦ στό σημεῖο ἐπαφῆς του μέ τήν πλάκα εἶναι μηδενική, ἐνῶ στό ἐλεύθερο ἄκρο τοῦ στρώματος ἡ ταχύτητα εἶναι ἴση μέ τήν ταχύτητα τοῦ ρευστοῦ ἔξω ἀπό τό όριακό στρῶμα v_a, δηλαδή τήν ταχύτητα τῆς ἐλεύθερης ροῆς.

Ἀρχικά ἡ ροή τοῦ ρευστοῦ εἶναι ***στρωτή***, ἐνῶ ἀπό κάποια ἀπόσταση ἀπό τό ἀριστερό ἄκρο τῆς πλάκας, ἡ ὁποία ἐξαρτᾶται ἀπό τό πεδίο τῆς ροῆς καί ἀπό ἰδιότητες τοῦ ρευστοῦ, ἡ ροή ἀρχίζει νά γίνεται ***τυρβώδης***. Τήν τυρβώδη ροή μποροῦμε νά τή φαντασθοῦμε σάν μιά ἀκατάστατη μετακίνηση τῶν τεμαχίων τοῦ ρευστοῦ πρός καί ἀπό ὅλες τίς διευθύνσεις. Μεταξύ τῆς στρωτῆς καί τῆς τυρβώδους ροῆς παρεμβάλλεται πάντα ἕνα μεταβατικό στάδιο, ὅπου ἡ ροή δέν εἶναι οὔτε στρωτή ἀλλά οὔτε καί τυρβώδης. Γιά τήν περίπτωση τῆς πλάκας, ἡ ἀπόσταση x, ἀπό τό ἀριστερό ἄκρο ἀπό ὅπου ἀρχίζει ἡ καθαρή τυρβώδης ροή, προσδιορίζεται ἀπό τή σχέση:

$$\frac{v_a x}{\nu} = \frac{\rho v_a x}{\mu} > 5 \times 10^5 \qquad (17.30)$$

ὅπου v_a ἡ ταχύτητα τοῦ ρευστοῦ ἔξω ἀπό τό όριακό στρῶμα σέ m/s
x ἡ ἀπόσταση ἀπό τό ἀριστερό ἄκρο τῆς πλάκας σέ m
ν τό κινηματικό ἰξῶδες τοῦ ρευστοῦ σέ m^2/s
μ τό δυναμικό ἰξῶδες τοῦ ρευστοῦ σέ kg/ms
ρ ἡ πυκνότητα τοῦ ρευστοῦ σέ kg/m^3.

Ἡ σχέση ἡ ὁποία συνδέει τά μεγέθη μ, ν καί ρ εἶναι:

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \qquad (17.31)$$

Τά μεγέθη ν καί μ ἀποτελοῦν ἰδιότητες τῶν ρευστῶν καί βρίσκονται ἀπό τούς πίνακες Γ10 καί Γ11 τοῦ παραρτήματος «Γ».

Ἡ σχέση πού συνδέει τά μεγέθη τῆς ἐξισώσεως (17.30) ὀνομάζεται ***ἀριθμός Reynolds***· ὁ ἀριθμός αὐτός εἶναι ἀδιάστατος. Δηλαδή:

$$Re_x = \frac{v_a\,x}{\nu} \tag{17.32}$$

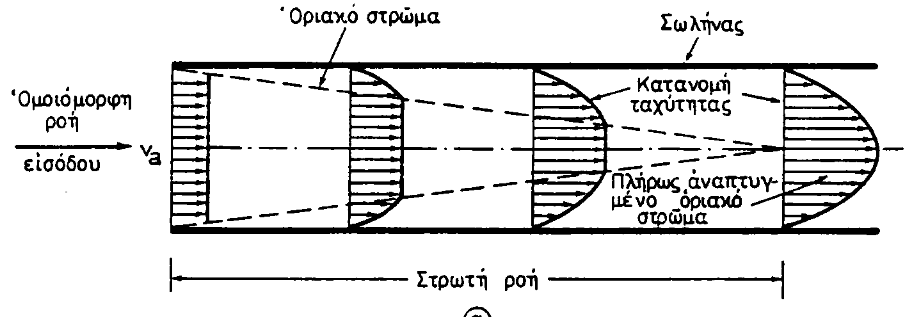
Ἡ κατανομή τῆς ταχύτητας τοῦ ρευστοῦ μέσα στό ὁριακό στρῶμα, γιά στρωτή καί τυρβώδη ροή, φαίνεται στό σχῆμα 17.4α. Στή στρωτή ροή ἡ κατανομή εἶναι παραβολικῆς μορφῆς, ἐνῶ στήν τυρβώδη ὑπάρχει καί ἕνα τμῆμα τῆς κατανομῆς κοντά στήν ἐπιφάνεια τῆς πλάκας, πού εἶναι σχεδόν γραμμική.

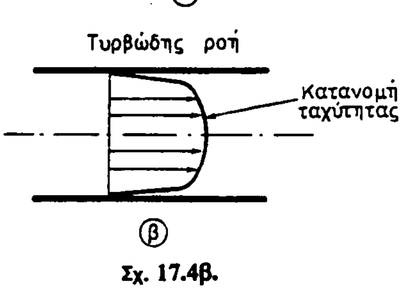
Τό πάχος τοῦ ὁριακοῦ στρώματος δ (σχ. 17.4α) ἐξαρτᾶται ἀπό τό εἶδος καί τίς συνθῆκες τῆς ροῆς. Ὡς παράδειγμα ἀναφέρομε ὅτι τό πάχος τοῦ ὁριακοῦ στρώματος τῆς στρωτῆς ροῆς ἐπάνω σέ ἐπίπεδη πλάκα ἀποδεικνύεται ὅτι εἶναι ἴσο μέ:

$$\delta = \frac{5{,}0}{Re_x^{1/2}}\,x \tag{17.33}$$

ὅπου x ἡ ἀπόσταση ἀπό τό ἀριστερό ἄκρο τῆς πλάκας ὅπου μετρᾶμε τό πάχος δ.

Ἄς δοῦμε τώρα τή ροή ἑνός ρευστοῦ μέσα σέ ἕνα σωλήνα. Ἔχομε πάλι τή δημιουργία ἑνός ὁριακοῦ στρώματος, ὅπως φαίνεται στό σχῆμα 17.4β. Ὅπως





Σχ. 17.4β.
Ὁριακό στρῶμα καί κατανομή ταχύτητας: α) Σέ στρωτή ροή σέ σωλήνα. β) Σέ τυρβώδη ροή σέ σωλήνα.

βλέπομε σέ κάποια άπόσταση άπό τήν εἴσοδο τοῦ σωλήνα, τό όριακό στρῶμα καλύπτει δλο τό ἄνοιγμα τοῦ σωλήνα.

Ἄν ή ροή εἶναι στρωτή, ή κατανομή τῆς ταχύτητας τοῦ ρευστοῦ ἔχει παραβολική μορφή [σχ. 17.4β(α)], ἐνῶ, ἄν εἶναι τυρβώδης, ή κατανομή ἔχει κάπως πιό στρογγυλευμένη μορφή [σχ. 17.4β(β)]. Κριτήριο γιά στρωτή καί τυρβώδη ροή παραμένει ό άριθμός Reynolds τῆς ἐξισώσεως (17.32), μέ τή διαφορά δτι στή θέση τῆς άποστάσεως x θέτομε τήν ἐσωτερική διάμετρο d τοῦ σωλήνα.

Δηλαδή ό άριθμός Reynolds γιά σωλήνα εἶναι:

$$Re_d = \frac{v_a d}{\nu} \tag{17.34}$$

δπου v_a ή ταχύτητα τοῦ ρευστοῦ στό σωλήνα.

Ἡ ροή θεωρεῖται συνήθως τυρβώδης γιά Re > 2300.

Παράδειγμα.

Ἀέρας μέ θερμοκρασία 27°C καί πίεση 1 bar ρέει ἐπάνω σέ ἐπίπεδη πλάκα (σχ. 17.4α) μέ ταχύτητα 2 m/s. Νά ύπολογισθεῖ τό πάχος τοῦ όριακοῦ στρώματος σέ άποστάσεις 20 καί 40 cm άπό τό άριστερό τῆς πλάκας. Τό δυναμικό ἰξῶδες τοῦ άέρα στούς 27°C εἶναι $18{,}4 \times 10^{-6}$ kg/ms.

Λύση.

Ἡ ἐξίσωση (17.33) ή όποία μᾶς ἐπιτρέπει τόν ύπολογισμό τοῦ πάχους τοῦ όριακοῦ στρώματος δ ἰσχύει γιά στρωτή ροή. Συνεπῶς θά πρέπει μέ τή βοήθεια τοῦ άριθμοῦ Reynolds νά βεβαιωθοῦμε δτι πράγματι ή ροή εἶναι στρωτή στά δύο σημεῖα x = 20 καί x = 40 cm.

Ἀπό τίς ἐξισώσεις (17.32) καί (17.31):

$$Re_x = \frac{v_a x}{\nu} = \frac{v_a x \rho}{\mu} \tag{1}$$

άλλά άπό τό νόμο τῶν τελείων άερίων, ἐξίσωση (6.5):

$$\rho = \frac{p}{RT} = \frac{10^5}{287 \times 300} = 1{,}161 \text{ kg/m}^3$$

Ἀντικαθιστοῦμε στήν ἐξίσωση (1) καί παίρνομε:

γιά x = 20 cm $\quad Re_x = \dfrac{2 \times 0{,}20 \times 1{,}161}{18{,}4 \times 10^{-6}} = 25239$

γιά x = 40 cm $\quad Re_x = \dfrac{2 \times 0{,}40 \times 1{,}161}{18{,}4 \times 10^{-6}} = 50478$

Ἐπειδή καί οἱ δύο άριθμοί Reynolds εἶναι μικρότεροι τοῦ 5×10^5, ή ροή εἶναι στρωτή, δπότε άπό τήν ἐξίσωση (17.33) ἔχομε δτι τό πάχος τοῦ όριακοῦ στρώματος εἶναι:

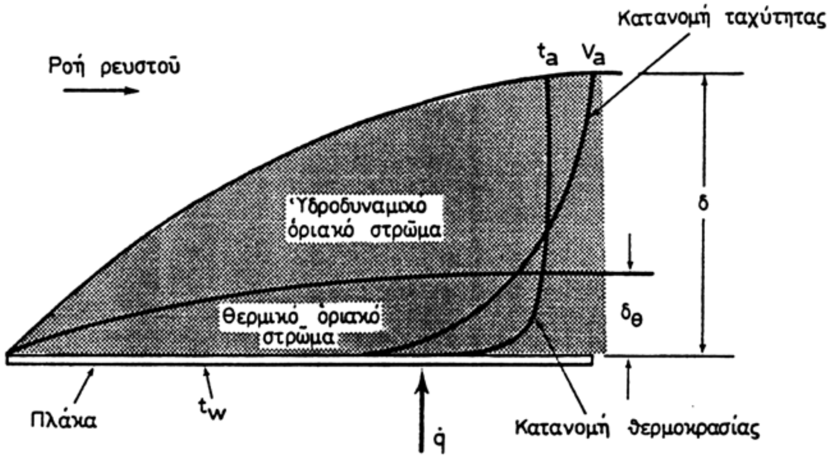
γιά $x = 20$ cm $\qquad \delta = \dfrac{5 \times 0{,}2}{25239^{1/2}} = 0{,}006$ m

$x = 40$ cm $\qquad \delta = \dfrac{5 \times 0{,}4}{50478^{1/2}} = 0{,}009$ m

17.4.2 Θερμικό ὁριακό στρῶμα.

Ὅταν μέσα στή ροή ἑνός ρευστοῦ τοποθετήσομε ἕνα σῶμα πού θερμαίνεται ἤ ψύχεται τότε στό ρευστό πού τό περιβάλλει, ἀναπτύσσεται ἕνα πεδίο θερμοκρασιῶν. Τό πεδίο αὐτό ἐκτείνεται σέ ἕνα μέρος τοῦ ρευστοῦ, τό ὁποῖο βρίσκεται σέ μικρή ἀπόσταση ἀπό τήν ἐπιφάνεια τοῦ σώματος. Αὐτή ἡ περιοχή τοῦ ρευστοῦ κατά μῆκος τοῦ σώματος ὀνομάζεται ***θερμικό ὁριακό στρῶμα***, μέσα δέ σ' αὐτό ἡ θερμοκρασία μεταβάλλεται μεταξύ τῆς θερμοκρασίας τῆς ἐπιφάνειας τοῦ σώματος καί τῆς θερμοκρασίας τοῦ ρευστοῦ ἔξω ἀπό τό ὁριακό στρῶμα.

Ἄς θεωρήσομε τή θερμαινόμενη πλάκα πού φαίνεται στό σχῆμα 17.4γ.



Σχ. 17.4γ.
Κατανομή θερμοκρασίας σέ θερμικό ὁριακό στρῶμα.

Ἐπάνω στήν πλάκα ρέει ρευστό πού ἔχει ὁμοιόμορφη θερμοκρασία t_a μακρυά ἀπό αὐτήν, ἐνῶ ἡ θερμοκρασία τῆς ἐπιφάνειάς της εἶναι t_w, μεγαλύτερη ἀπό τήν t_a. Λόγω τῆς θερμοκρασιακῆς διαφορᾶς σχηματίζεται τό θερμικό ὁριακό στρῶμα μέ πάχος δ_θ μέσα στό ὑδροδυναμικό ὁριακό στρῶμα πάχους δ, ἐν γένει διαφορετικό ἀπό τό δ_θ. Στό σχῆμα 17.4γ φαίνονται ἐπίσης οἱ κατανομές τῆς θερμοκρασίας καί ταχύτητας τοῦ ρευστοῦ στά ἀντίστοιχα ὁριακά στρώματα. Στήν ἐπιφάνεια τῆς πλάκας ἡ ταχύτητα εἶναι μηδενική καί ἡ μετάδοση τῆς θερμότητας πρός τό ρευστό γίνεται μέ ἀγωγιμότητα. Ἔτσι, ἡ ἀνά μονάδα ἐπιφάνειας ροή τῆς θερμότητας εἶναι, ἀπό τήν ἐξίσωση (17.1):

$$\dot{q} = \frac{\dot{Q}}{A} = -\lambda \frac{dt}{dy} \tag{17.35}$$

ὅπου λ εἶναι ὁ συντελεστής ἀγωγιμότητας τοῦ ρευστοῦ καί dt/dy ἡ κατανομή τῆς θερμοκρασίας στό ρευστό.

Στή συνέχεια ἡ μετάδοση τῆς θερμότητας γίνεται μέ μεταφορά καί ἡ ἀνά μονάδα ἐπιφάνειας ροή τῆς θερμότητας εἶναι, ἀπό τήν ἐξίσωση (17.6):

$$\dot{q} = \frac{\dot{Q}}{A} = \alpha\,(t_w - t_a) \tag{17.36}$$

ἐξισώνοντας τίς ἐξισώσεις (17.35) καί (17.36), παίρνομε:

$$\alpha = \frac{-\lambda}{t_w - t_a}\,\frac{dt}{dy} \tag{17.37}$$

Ἀπό τήν ἐξίσωση (17.37) παρατηροῦμε ὅτι, ἄν γνωρίζαμε τή θερμοκρασιακή κατανομή στήν ἐπιφάνεια τῆς πλάκας, θά μπορούσαμε νά ὑπολογίσομε τό συντελεστή μεταφορᾶς θερμότητας, α. Ἔτσι τό πρόβλημα τοῦ προσδιορισμοῦ τοῦ α μετατοπίζεται στή γνώση τοῦ (dt/dy), δηλαδή στόν προσδιορισμό μιᾶς σχέσεως γιά τή θερμοκρασιακή κατανομή.

Ὁ προσδιορισμός τῆς θερμοκρασιακῆς κατανομῆς δέν εἶναι εὔκολος καί ἀπαιτεῖ πολύπλοκους μαθηματικούς ὑπολογισμούς μέ τή βοήθεια τῶν διαφορικῶν ἐξισώσεων πού ἀναφέρονται στά φαινόμενα:

— τῆς συνέχειας τῆς ροῆς
— τῆς κινήσεως τῆς ροῆς (ἐξισώσεις Navier-Stokes)
— καί τῆς μεταφορᾶς ἐνέργειας.

Ἐκτός ἀπό ὁρισμένες περιπτώσεις (στρωτῆς ροῆς), ἡ ἐπίλυση τέτοιων μαθηματικῶν ἐξισώσεων εἶναι ἀδύνατη. Γι' αὐτό καταφεύγομε σέ πειράματα ἀπό τά ὁποῖα, ὅπως θά δοῦμε, προκύπτουν σχέσεις πού προσδιορίζουν τό συντελεστή μεταφορᾶς θερμότητας α. Κατά συνέπεια δέν θά μᾶς ἀπασχολήσει ὁ μαθηματικός τρόπος ἀντιμετωπίσεως τῶν προβλημάτων μεταφορᾶς θερμότητας.

17.5 Θεωρία τῆς ὁμοιότητας.

Λόγω τῆς δυσκολίας ἐπιλύσεως τῶν πιό πάνω διαφορικῶν ἐξισώσεων, χρησιμοποιήθηκε ἀπό τό Nusselt (1910) ἡ θεωρία τῆς ὁμοιότητας. Στό πρότυπο μιᾶς βιομηχανικῆς ἐφαρμογῆς παρατηρεῖται καί καταγράφεται λεπτομερῶς τό φαινόμενο πού θέλομε νά μελετήσομε. Τά συμπεράσματα τῆς παρατηρήσεως μεταφέρονται κατόπιν στή βιομηχανική πράξη μέ τή βοήθεια ἀδιάστατων ὁμάδων μεγεθῶν πού ἐμφανίζονται στίς διαφορικές ἐξισώσεις πού εἴπαμε πιό πάνω καί προκύπτουν ἀπό μετρήσεις ἐπάνω στό πρότυπο. Ἡ ἀκρίβεια τῆς μεθόδου ἐξαρτᾶται ἀπό τό πόσο καλά ἀντιπροσωπεύει τό πρότυπο τήν πραγματικότητα καί πόσο καλά γίνεται ἡ παρατήρηση καί ἡ ἑρμηνεία τῶν φαινομένων.

17.5.1 Ἀπαιτήσεις ὁμοιότητας.

Γιά νά ἐφαρμόσομε τή θεωρία τῆς ὁμοιότητας θά πρέπει νά ἱκανοποιοῦνται οἱ ἑξῆς ἀπαιτήσεις:

α. ***Γεωμετρική ὁμοιότητα*** μεταξύ τῶν διαστάσεων τοῦ προτύπου (μοντέλου) καί ἐκείνων αὐτοῦ καθαυτοῦ τοῦ φαινομένου πού ἐμφανίζεται στήν πραγματικότητα:

$$\frac{x'}{x} = \frac{y'}{y} = \frac{z'}{z} = \frac{L_o'}{L_o} \tag{17.38}$$

ὅπου τά τονούμενα μεγέθη ἀναφέρονται στό πρότυπο.

β. ***Φυσική ὁμοιότητα.*** Φυσική ὁμοιότητα σημαίνει ὅτι τά ρευστά ἔχουν ἀπό ἀπόψεως ἰδιοτήτων, ὡς σύνολο, τήν ἴδια συμπεριφορά. Ἡ ὁμοιότητα αὐτή ἐκφράζεται ἀπό τόν ***ἀριθμό Prandtl*** (Pr), πού ὁρίζεται ὡς:

$$Pr = \frac{c_p\,\mu}{\lambda} = \frac{\nu}{\lambda/\rho c_p} = \frac{\nu}{a} = \frac{\mu}{\rho a} \tag{17.39}$$

ὅπου τό μέγεθος a ὀνομάζεται ***θερμική διαπερατότητα*** καί ὁρίζεται ὡς:

$$a = \frac{\lambda}{\rho c_p} \quad \text{σέ} \quad m^2/s \tag{17.40}$$

Ὁ ἀριθμός Prandtl εἶναι ***ἀδιάστατος*** καί ἐξαρτᾶται ἀπό τίς ἰδιότητες τοῦ ρευστοῦ· γι' αὐτό καί κάθε ρευστό ἔχει δικές του τιμές ἀριθμοῦ Prandtl, ὅπως φαίνεται καί στούς πίνακες Γ10 καί Γ11 τοῦ παραρτήματος «Γ». Ὁ ἀριθμός Prandtl π.χ. γιά:

λάδι μηχανῆς	στούς 20°C εἶναι	10400
» »	στούς 60°C	1050
νερό	στούς 20°C	7,03
»	στούς 60°C	3,01
ἀέρα σέ θερμοκρασία περιβάλλοντος		0,71

Ὁ ἀριθμός Prandtl ἐπίσης σχετίζει τό πάχος τοῦ ὑδροδυναμικοῦ καί θερμικοῦ ὁριακοῦ στρώματος ὡς ἑξῆς:

γιά	$Pr > 1$	$\delta_\theta < \delta$
	$Pr < 1$	$\delta_\theta > \delta$
	$Pr = 1$	$\delta_\theta = \delta$

γ. ***Ὁμοιότητα δυνάμεων.*** Ἄν παραλείψομε τίς δυνάμεις βαρύτητας, οἱ δυνάμεις ἀδράνειας καί τριβῆς λόγω τοῦ ἰξώδους τῶν ρευστῶν συσχετίζονται μέ τίς ἑξῆς σχέσεις:

$$\frac{\text{Δυνάμεις ἀδρανείας}}{\text{Δυνάμεις τριβῆς}} = \frac{\rho v^2/L}{\mu v/L^2} = \frac{vL}{\nu} = Re \tag{17.41}$$

ὅπου L χαρακτηριστική γραμμική διάσταση.

$$\frac{\text{Δυνάμεις λόγω διαστολῆς ρευστοῦ}}{\text{Δυνάμεις τριβῆς}} = \frac{\rho\, g\, \Delta t\, \beta}{\mu v/L^2} = \frac{g\, \Delta t\, \beta\, L^2}{\nu v} \qquad (17.42)$$

ὅπου β ὁ ***συντελεστής διαστολῆς*** τοῦ ρευστοῦ ὁ ὁποῖος ἰσοῦται γιά τέλεια ἀέρια, καί προσεγγιστικά γιά πραγματικά, μέ 1/T. Γιά ὑγρά ὁ συντελεστής β δίνεται ἀπό εἰδικούς πίνακες.

Πολλαπλασιάζοντας τόν παραπάνω ἀδιάστατο λόγο μέ τόν ἀριθμό Reynolds, παίρνομε τόν ***ἀριθμό Grashof:***

$$\frac{g\, \Delta t\, \beta\, L^2}{\nu\, v} \times \frac{vL}{\nu} = \frac{g\, \Delta t\, \beta\, L^3}{\nu^2} = Gr \qquad (17.43)$$

17.5.2 Ἀδιάστατοι ἀριθμοί.

Ἐκτός ἀπό τούς πιό πάνω ἀδιάστατους ἀριθμούς Pr, Re καί Gr, πολύ χρήσιμοι στή μεταφορά θερμότητας εἶναι καί οἱ παρακάτω, ἐπίσης ***ἀδιάστατοι*** ἀριθμοί:

ἀριθμός Nusselt $$Nu = \frac{\alpha x}{\lambda} \qquad (17.44)$$

ὅπου στή θέση τοῦ x θέτομε γιά τήν περίπτωση ροῆς σέ ἐπιφάνεια τό μῆκος L καί γιά ροή σέ σωλήνα τή διάμετρο d.

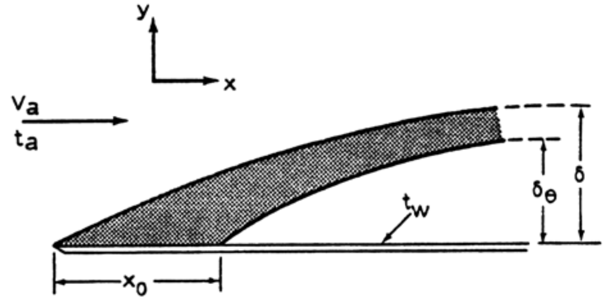
ἀριθμός Stanton $$St = \frac{Nu}{Re\, Pr} = \frac{\alpha}{v c_p\, \rho} \qquad (17.45)$$

ἀριθμός Peclet $$Pe = \frac{vL\rho c_p}{\lambda} = \frac{vL}{a} \qquad (17.46)$$

17.6 Συντελεστής μεταφορᾶς θερμότητας γιά στρωτή ροή σέ ἐπίπεδη πλάκα. (Βεβιασμένη κυκλοφορία).

Ἔστω ὅτι σέ μιά ἐπίπεδη πλάκα ρέει μέ βεβιασμένη κυκλοφορία καί στρωτή ροή, ρευστό μέ θερμοκρασία καί ταχύτητα ἔξω ἀπό τό ὑδροδυναμικό ὁριακό στρῶμα t_a καί v_a ἀντίστοιχα. Ἡ πλάκα ἀρχίζει νά θερμαίνεται ἀπό ἀπόσταση x_0 ἀπό τό ἄκρο ὅπου ἀρχίζει ἡ ροή καί ἔτσι ἔχομε τή δημιουργία δύο ὁριακῶν στρωμάτων: τοῦ ὑδροδυναμικοῦ μέ πάχος δ καί τοῦ θερμικοῦ μέ πάχος δ_θ, ὅπως φαίνεται στό σχῆμα 17.6. Γιά νά προσδιορίσομε τό συντελεστή μεταφορᾶς θερμότητας α, θά πρέπει, ὅπως εἴπαμε καί στήν παράγραφο 17.4.2, νά γνωρίζομε στήν ἐξίσωση (17.37) τή θερμοκρασιακή κατανομή (dt/dy).

Γιά τήν περίπτωση πού ἐξετάζομε ἀποδεικνύεται μέ τή βοήθεια τῶν διαφορικῶν ἐξισώσεων τῆς συνέχειας, κινήσεως ροῆς καί μεταφορᾶς ἐνέργειας ὅτι, σέ



Σχ. 17.6.
Ὑδροδυναμικό καί θερμικό στρῶμα σέ ἐπίπεδη πλάκα. Θέρμανση ἀπό $x = x_0$.

κάποια ἀπόσταση x ἀπό τό ἀριστερό ἄκρο, ὁ συντελεστής α εἶναι ἴσος μέ:

$$\alpha_x = 0{,}332\,\lambda \mathrm{Pr}^{1/3}\left(\frac{v_a}{\nu x}\right)^{1/2}\left[1-\left(\frac{x_0}{x}\right)^{3/4}\right]^{-1/3} \qquad (17.47)$$

Πολλαπλασιάζοντας τήν ἐξίσωση (17.47) ἐπί x/λ τήν καθιστοῦμε ἀδιάστατη καί, μέ τή χρήση τῶν ἐξισώσεων (17.32) καί (17.44), γίνεται:

$$\mathrm{Nu}_x = \frac{\alpha x}{\lambda} = 0{,}332\,\mathrm{Pr}^{1/3}\,\mathrm{Re}_x^{\;1/2}\left[1-\left(\frac{x_0}{x}\right)^{3/4}\right]^{-1/3} \qquad (17.48)$$

Ἄν ἡ πλάκα θερμανθεῖ σέ ὅλο τό μῆκος της, δηλαδή $x_0 = 0$, τότε ἡ ἐξίσωση (17.48) γράφεται ὡς:

$$\mathrm{Nu}_x = 0{,}332\,\mathrm{Pr}^{1/3}\,\mathrm{Re}_x^{\;1/2} \qquad (17.49)$$

Οἱ ἐξισώσεις (17.47), (17.48) καί (17.49) δίνουν τιμές τοῦ συντελεστή α σέ κάποιο συγκεκριμένο σημεῖο x ἀπό τό ἀριστερό ἄκρο τῆς πλάκας, γι' αὐτό καί ὀνομάζεται ***τοπικός*** συντελεστής α_x. Ἄν θέλομε τό συντελεστή σέ ὅλο τό μῆκος τῆς πλάκας, L, τότε ὁ συντελεστής αὐτός εἶναι ὁ ***μέσος*** συντελεστής μεταφορᾶς θερμότητας, τόν ὁποῖο χαρακτηρίζομε μέ $\bar{\alpha}$. Ἔτσι, ἄν θέλομε νά βροῦμε τή μεταφορά θερμότητας σέ κάποιο πολύ μικρό μῆκος τῆς πλάκας, χρησιμοποιοῦμε τό συντελεστή α_x, ἐνῶ γιά τή μεταφορά θερμότητας σέ ὅλο ἤ σέ περιορισμένο μῆκος της χρησιμοποιοῦμε τό μέσο συντελεστή $\bar{\alpha}$. Γιά τήν περίπτωση τῆς στρωτῆς ροῆς σέ πλάκα, ὁ συντελεστής $\bar{\alpha}$ ἰσοῦται μέ:

$$\bar{\alpha} = 2\alpha_{x=L} \qquad (17.50)$$

ὅπου στή θέση τοῦ x θέτομε τό L:
Ὁπότε ὁ μέσος ἀριθμός Nusselt εἶναι:

$$\overline{\mathrm{Nu}}_x = 2\mathrm{Nu}_{x=L} \qquad (17.51)$$

Οἱ πιό πάνω ἐξισώσεις ἐκφράζουν τόν τοπικό ἤ τό μέσο συντελεστή μεταφορᾶς θερμότητας σέ συνάρτηση μέ τίς ἰδιότητες τοῦ ρευστοῦ, οἱ ὁποῖες ἐξαρτῶνται ἀπό τή θερμοκρασία του, t_a. Σέ περίπτωση ὅμως πού ὑπάρχει σημαντική διαφορά μεταξύ τῶν θερμοκρασιῶν t_a καί t_w, τότε συνιστᾶται οἱ ἰδιότητες τοῦ ρευστοῦ νά προσδιορίζονται στή μέση ἀριθμητική θερμοκρασία μεταξύ t_a καί t_w, δηλαδή:

$$t_\mu = \frac{t_w + t_a}{2} \tag{17.52}$$

Σημειώνομε ὅτι ἡ ἀνάλυση ἀπό τήν ὁποία προῆλθαν οἱ πιό πάνω σχέσεις βασίστηκε στήν παραδοχή ὅτι οἱ ἰδιότητες τοῦ ρευστοῦ παραμένουν οἱ ἴδιες σέ ὅλη τή ροή τοῦ ρευστοῦ.

Ἂς δοῦμε ὅμως μέ ἕνα παράδειγμα πῶς ἐφαρμόζομε τίς ἐξισώσεις αὐτές στή στρωτή ροή ἑνός ρευστοῦ ἐπάνω σέ μιά ἐπίπεδη πλάκα.

Παράδειγμα.

Ἡ πλάκα τοῦ παραδείγματος τῆς παραγράφου 17.4.1 θερμαίνεται σέ ὅλο τό μῆκος της σέ θερμοκρασία 60°C. Νά προσδιορισθεῖ ἡ θερμότητα πού μεταφέρεται: α) στά πρῶτα 20 cm τῆς πλάκας καί β) στά πρῶτα 40 cm τῆς πλάκας. Τό πλάτος τῆς πλάκας νά ληφθεῖ ἴσο μέ 1 m.

Λύση.

Ἀπό τή λύση τοῦ παραδείγματος τῆς παραγράφου 17.4.1 εἴδαμε ὅτι ἡ ροή εἶναι στρωτή καί ἡ κυκλοφορία βεβιασμένη καί συνεπῶς μποροῦμε νά ἐφαρμόσομε τίς ἐξισώσεις τῆς παραγράφου 17.6.

Ἡ μεταφορά θερμότητας δίνεται ἀπό τήν ἐξίσωση (17.6):

$$\dot{Q} = \bar{\alpha} A \,(t_w - t_a) \tag{1}$$

ὅπου χρησιμοποιοῦμε τό μέσο συντελεστή γιατί θέλομε τή μεταφορά θερμότητας σέ ἕνα περιορισμένο μῆκος τῆς πλάκας (x = 20 cm καί 40 cm).

Ὁ συντελεστής μεταφορᾶς θερμότητας δίνεται ἀπό τήν ἐξίσωση (17.44):

$$Nu_x = \frac{\alpha_x\, x}{\lambda} \quad \text{ἤ} \quad \alpha_x = \frac{Nu_x\, \lambda}{x} \tag{2}$$

ἀλλά ἀπό τήν ἐξίσωση (17.49):

$$Nu_x = 0{,}332\, Pr^{1/3}\, Re_x^{\ 1/2} \tag{3}$$

ὅπου ἀπό τήν ἐξίσωση (17.32): $Re_x = \dfrac{v_a\, x}{\nu}$ (4)

Τίς ἰδιότητες τοῦ ρευστοῦ τίς προσδιορίζομε σέ θερμοκρασία, ἐξίσωση (17.52):

$$t_\mu = \frac{t_w + t_a}{2} = \frac{27 + 60}{2} = 43{,}50°C \quad \text{ἤ} \quad 316{,}5\ K$$

Γιά $t_\mu = 43{,}50°C$ ἀπό τόν πίνακα Γ11 τοῦ παραρτήματος «Γ», οἱ ἰδιότητες τοῦ ἀέρα εἶναι:

$\nu = 18{,}04 \times 10^{-6}\ m^2/s \qquad \lambda = 0{,}02716\ W/mK$

$Pr = 0{,}71 \qquad c_p = 1{,}004\ kJ/kgK$

ὁπότε, ἀπό τίς ἐξισώσεις (4) καί (3), ἔχομε:

γιά $x = 20$ cm

$$Re_x = \frac{2 \times 0{,}20}{18{,}04 \times 10^{-6}} = 22173 \quad \text{στρωτή ροή}$$

$$Nu_x = 0{,}332 \times 0{,}71^{1/3} \times 22173^{1/2} = 44{,}10$$

Ἀπό τήν ἐξίσωση (2) παίρνομε:

$$\alpha_x = \frac{44{,}10 \times 0{,}02716}{0{,}2} = 5{,}99\ W/m^2K$$

Ἀπό τήν ἐξίσωση (17.50) ἔχομε τό μέσο συντελεστή μεταφορᾶς θερμότητας, $\bar{\alpha}$:

$$\bar{\alpha} = 2\alpha_x = 2 \times 5{,}99 = 11{,}98\ W/m^2K$$

Ὁπότε ἀπό τήν ἐξίσωση (1) παίρνομε:

$$\dot{Q} = 11{,}98 \times 1 \times 0{,}2 \times (60 - 27) = 79{,}07\ W$$

Μέ τόν ἴδιο τρόπο βρίσκομε τή μεταφορά θερμότητας γιά $x = 40$ cm, ἡ ὁποία εἶναι:

$$\dot{Q} = 8{,}470 \times 1 \times 0{,}40 \times (60 - 27) = 111{,}8\ W$$

Ὁ σπουδαστής μπορεῖ νά ἐκτελέσει τίς ἐνδιάμεσες πράξεις γιά νά βεβαιωθεῖ γιά τό ἀποτέλεσμα.

17.7 Ἐμπειρικές σχέσεις γιά τό συντελεστή μεταφορᾶς θερμότητας.

Στήν προηγούμενη παράγραφο δώσαμε χωρίς ἀπόδειξη τίς σχέσεις πού δίνουν τό συντελεστή α γιά τή μεταφορά θερμότητας σέ βεβιασμένη στρωτή ροή ἐπάνω σέ ἐπίπεδη πλάκα, ὅπως προκύπτουν ἀπό μαθηματικούς ὑπολογισμούς. Ἡ περίπτωση ὅμως αὐτή εἶναι ἀπό τίς λίγες πού μποροῦμε νά τίς ἀντιμετωπίσομε μέ ἀναλυτικό τρόπο. Τίς περισσότερες καλύπτομε μέ ἡμιαναλυτικές ἤ ἐμπειρικές σχέσεις πού προκύπτουν ἀπό πειραματική ἔρευνα καί οἱ ὁποῖες βρίσκουν σχεδόν καθολική ἐφαρμογή στήν πράξη. Ἔτσι, στήν παράγραφο αὐτή θά δώσομε μερικές τέτοιες σχέσεις γιά τίς πιό συνηθισμένες πρακτικές ἐφαρμογές μέ τίς ἑξῆς παρατηρήσεις:

α. Τά φαινόμενα πού θά καλύψομε εἶναι τῆς βεβιασμένης ἤ φυσικῆς κυκλοφορίας ρευστοῦ σέ ἐπίπεδη πλάκα καί κυλινδρικό σωλήνα μέ στρωτή ἤ τυρβώδη ροή.

β. Οἱ σχέσεις τῶν φαινομένων αὐτῶν ἀποτελοῦν ἕνα πολύ μικρό μέρος τῶν ἐμπειρικῶν σχέσεων πού ὑπάρχουν στή διεθνή βιβλιογραφία, γιά τή μετάδοση τῆς θερμότητας, ὅπου εἶναι δυνατό νά ἀνατρέξει κανείς γιά κάποια περίπτωση πού δέν ἀναφέρεται ἐδῶ.

γ. Γιά τίς περιπτώσεις πού θά καλύψομε ἐδῶ εἶναι ἐνδεχόμενο νά ὑπάρχουν στήν πιό πάνω βιβλιογραφία σχέσεις παρόμοιες καί ὄχι ἀκριβῶς ἴδιες μέ αὐτές πού θά ἀναφέρομε. Αὐτό δέν σημαίνει ὅτι ἡ μία ἢ ἡ ἄλλη εἶναι λανθασμένη· ἡ διαφορά ὀφείλεται στόν τρόπο πού ὁ κάθε ἐρευνητής ἔκαμε τό πείραμα καί στίς παραδοχές πού δέχθηκε στή διάρκειά του. Σ' αὐτές τίς περιπτώσεις τό τελικό ἀποτέλεσμα δέν διαφέρει σημαντικά καί συνήθως δέν ἐπηρεάζει τίς πρακτικές ἐφαρμογές.

δ. Ὁ ἀριθμός Nusselt, καί συνεπῶς καί ὁ συντελεστής μεταφορᾶς θερμότητας α, τῶν πιό πάνω σχέσεων εἶναι ὁ μέσος ἀριθμός Nu καί α.

17.7.1 Βεβιασμένη κυκλοφορία σέ κυκλικό εὐθύ σωλήνα. Στρωτή ροή.

Γιά ἕνα ὁμοιόμορφα ψυχόμενο ἢ θερμαινόμενο σωλήνα μέ πλήρως ἀναπτυγμένο ὁριακό στρῶμα ἡ μέση τιμή τοῦ ἀριθμοῦ Nusselt δίνεται ἀπό τή σχέση:

$$Nu_d = \left[3,65 + \frac{0,0668\, Re_d\, Pr\, d/x}{1 + 0,04\, (Re_d\, Pr\, d/x)^{2/3}}\right] \left(\frac{\mu_{fl}}{\mu_w}\right)^{0,14} \qquad (17.53)$$

ὅπου d ἡ ἐσωτερική διάμετρος τοῦ σωλήνα
x ἡ ἀπόσταση ἀπό τήν εἴσοδο τοῦ σωλήνα
μ_{fl} τό ἰξῶδες τοῦ ρευστοῦ στή θερμοκρασία τοῦ ρευστοῦ
μ_w τό ἰξῶδες τοῦ ρευστοῦ στή θερμοκρασία τοῦ τοιχώματος τοῦ σωλήνα

καί
$$Re_d = \frac{v_a\, d}{\nu}, \qquad Nu = \frac{\alpha d}{\lambda} \qquad (17.54)$$

Μέ τήν ἐξίσωση (17.53) παίρνομε ὑπ' ὄψη μας τήν ἐπίδραση πού ἔχει ἡ θερμοκρασία στή μεταβολή τοῦ ἰξώδους τοῦ ρευστοῦ. Μέ τή θέρμανση δηλαδή τοῦ ρευστοῦ γίνεται πιό λεπτόρρευστο, ἐνῶ μέ τήν ψύξη πιό παχύρρευστο. Ἡ ἐξίσωση αὐτή ἰσχύει γιά:

$$Re_d < 2300 \quad \text{καί} \quad 10^{-4} < \frac{x}{Re_d\, Pr\, d} < 10 \qquad (17.55)$$

καί ὅλες οἱ ἰδιότητες ἔχουν τιμές πού ἀντιστοιχοῦν στή μέση θερμοκρασία t_μ τῆς ἐξισώσεως (17.52).

Ὁ τύπος αὐτός εἶναι ἰδιαίτερα κατάλληλος γιά ὑγρά (λάδια κλπ), ἐνῶ γιά ἀέρια ὁ λόγος τοῦ ἰξώδους μπορεῖ νά τεθεῖ ἴσος μέ τή μονάδα. Στήν περίπτωση τῶν ἀερίων οἱ ἰδιότητες παίρνουν τιμές πού ἀντιστοιχοῦν στή θερμοκρασία:

$$t = t_a + 0,50\, (t_w - t_a) \qquad (17.56)$$

Ἐπίσης, ἀπό τήν ἐξίσωση (17.53) παρατηροῦμε ὅτι ὅσο τό x γίνεται πιό μεγάλο, δηλαδή όσο ὁ σωλήνας γίνεται πολύ μακρύς, τόσο ὁ ἀριθμός Nusselt πλησιάζει τή σταθερή τιμή 3,65.

Παράδειγμα.

Μέσα σέ ἕνα σωλήνα ἐσωτερικῆς διαμέτρου 14 mm καί μήκους 700 mm κυκλοφορεῖ νερό θερμοκρασίας 20°C μέ ταχύτητα 0,11 m/s. Ὁ σωλήνας θερμαίνεται ὁμοιόμορφα σέ θερμοκρασία 60°C. Νά προσδιορισθεῖ ἡ μέση τιμή τοῦ ἀριθμοῦ Nusselt καί ὁ ἀντίστοιχος συντελεστής μεταφορᾶς θερμότητας.

Λύση.

Πρίν ἐφαρμόσομε τήν ἐξίσωση (17.53), θά πρέπει νά δοῦμε ἄν ἱκανοποιοῦνται οἱ περιορισμοί (17.55). Προσδιορίζομε πρῶτα τόν ἀριθμό Reynolds:

$$Re_d = \frac{v_a\, d}{\nu} \tag{1}$$

γιά $t_\mu = \dfrac{60 + 20}{2} = 40°C$ ἀπό τό πίνακα Γ10 τοῦ παραρτήματος «Γ» ἔχομε:

$$\nu = 1{,}006 \times 10^{-6}\ m^2/s, \quad \lambda = 0{,}598\ W/mK, \quad Pr = 7{,}03$$

γιά $t_a = 20°C \quad \mu_{fl} = 1002 \times 10^{-6}\ kg/ms$

γιά $t_w = 60°C \quad \mu_w = 469 \times 10^{-6}\ kg/ms$

Ἀπό τήν ἐξίσωση (1) ἔχομε:

$$Re_d = \frac{0{,}11 \times 0{,}014}{1{,}006 \times 10^{-6}} = 1531 < 2300$$

Ἐπίσης:

$$\frac{x}{Re_d\, Pr\, d} = \frac{0{,}7}{1531 \times 7{,}03 \times 0{,}014} = 0{,}00465$$

δηλαδή $10^{-4} < 0{,}00465 < 10$

Συνεπῶς μποροῦμε νά ἐφαρμόσομε τήν ἐξίσωση (17.53):

$$Nu_d = [3{,}65 + \frac{0{,}0668\, Re_d\ Pr\, d/x}{1 + 0{,}04\,(Re_d\ Pr\, d/x)^{2/3}}]\,(\frac{\mu_{fl}}{\mu_w})^{0,14} =$$

$$= [3{,}65 + \frac{0{,}0668 \times 1531 \times 7{,}03 \times 0{,}014/0{,}7}{1 + 0{,}04 \times (1531 \times 7{,}03 \times 0{,}014/0{,}7)^{2/3}}] \times (\frac{1002}{469})^{0,14}$$

$$Nu_d = (3{,}65 + \frac{14{,}38}{2{,}44}) \times 1{,}11 = 10{,}59$$

Ἀπό τήν ἐξίσωση (17.54):

$$\alpha = \frac{Nu_d\ \lambda}{d} = \frac{10,59 \times 0,598}{0,014} = 452,34\ W/m^2K$$

Ἄν ὁ σωλήνας ἀντί γιά 0,7 m ἦταν 7 μέτρα, τότε ὁ ἀριθμός Nusselt θά γινόταν:

$$Nu_d = (3,65 + 1,1) \times 1,12 = 5,32$$

Δηλαδή ὅσο αὐξάνει τό μῆκος τοῦ σωλήνα τόσο ὁ ἀριθμός Nusselt πλησιάζει πρός τήν τιμή 3,65, ὅπως εἴπαμε προηγουμένως.

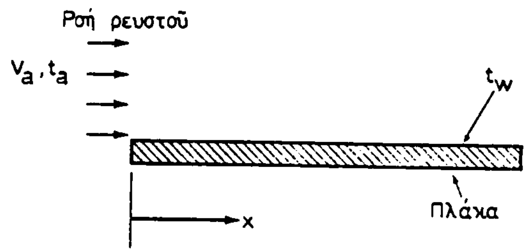
17.7.2 Βεβιασμένη κυκλοφορία σέ ἐπίπεδη πλάκα. Τυρβώδης ροή.

Ἔστω ὅτι κατά μῆκος μιᾶς πλάκας (σχ. 17.7α) ρέει ρευστό μέ ταχύτητα v_a καί θερμοκρασία t_a. Ἡ θερμοκρασία στήν ἐπιφάνεια τῆς πλάκας εἶναι t_w. Σέ κάποια ἀπόσταση ἀπό τήν ἀρχή τῆς πλάκας ἡ ροή γίνεται τυρβώδης. Τότε ὁ ἀριθμός Nusselt (μέσος) δίνεται ἀπό τόν τύπο:

$$Nu_x = 0,037\ Pr^{1/3}\ [Re_x^{0,8} - 23100] \qquad (17.57)$$

ὁ ὁποῖος ἰσχύει γιά:

$$Re_x = \frac{v_a\ x}{\nu} > 5 \times 10^5 \qquad (17.58)$$



Σχ. 17.7α.
Βεβιασμένη τυρβώδης ροή κατά μῆκος ἐπίπεδης πλάκας.

Οἱ ἰδιότητες τοῦ ρευστοῦ παίρνουν τιμές πού ἀντιστοιχοῦν στή θερμοκρασία t_μ τῆς ἐξισώσεως (17.52).

Ἡ ἐξίσωση (17.57) ἔχει ἐφαρμογή γιά ὅλα τά ὑγρά ἐκτός ἀπό τά ὑγρά μέταλλα.

17.7.3 Βεβιασμένη κυκλοφορία σέ σωλήνα. Τυρβώδης ροή.

Ἔστω ὅτι ***μέσα*** σέ σωλήνα, τοῦ ὁποίου τά τοιχώματα ἔχουν θερμοκρασία t_w ἔχομε βεβιασμένη κυκλοφορία ρευστοῦ μέ ταχύτητα v_a καί θερμοκρασία t_a. Σέ ἀπόσταση x ἀπό τήν εἴσοδο τοῦ σωλήνα ὅπου ἀρχίζει ἡ τυρβώδης ροή ὁ ἀριθμός Nusselt γιά ***ὑγρά*** εἶναι:

$$Nu_d = 0{,}024\,[1 + (\frac{d}{x})^{2/3}]\, Re_d^{0,8}\, Pr^{0,33} (\frac{\mu_{fl}}{\mu_w})^{0,14} \quad (17.59)$$

καί ἰσχύει γιά:

$$7000 < Re_d < 10^6, \qquad 1 < Pr < 500,\ 1 < \frac{x}{d} \quad (17.60)$$

Γιά ***ἀέρια*** καί ***ὑπέρθερμο ἀτμό*** ὁ ἀριθμός Nusselt δίνεται ἀπό τή σχέση:

$$Nu_d = 0{,}024\,[1 + (\frac{d}{x})^{2/3}]\, Re_d^{\,0,786}\, Pr^{0.45} \quad (17.61)$$

καί ἰσχύει γιά $\quad 7000 < Re_d < 10^6 \quad (17.62)$

Οἱ ἰδιότητες τοῦ ρευστοῦ παίρνουν τιμές πού ἀντιστοιχοῦν στή θερμοκρασία t_μ τῆς ἐξισώσεως (17.52), ἐκτός ἀπό τά μ_{fl} καί μ_w πού ἀντιστοιχοῦν στίς θερμοκρασίες τοῦ ρευστοῦ καί τοῦ τοιχώματος ἀντίστοιχα.

Ἄν ἡ διαφορά μεταξύ τῶν θερμοκρασιῶν τοῦ σωλήνα καί τοῦ ρευστοῦ δέν εἶναι μεγάλη, τότε θεωροῦμε ὅτι οἱ ἰδιότητες τοῦ ρευστοῦ παραμένουν οἱ ἴδιες καί μπορεῖ νά ἐφαρμοσθεῖ ἡ σχέση:

$$Nu_d = 0{,}023\, Re_d^{0,8}\, Pr^n \quad (17.63)$$

ὅπου οἱ ἰδιότητες ἀντιστοιχοῦν στή θερμοκρασία τοῦ ρευστοῦ καί ὁ ἐκθέτης n παίρνει τίς ἑξῆς τιμές:

$n = 0{,}4$ γιά θέρμανση
$n = 0{,}3$ γιά ψύξη

Παράδειγμα.

Ἀέρας πιέσεως 2 at καί θερμοκρασίας 200°C θερμαίνεται καθώς ρέει μέσα σέ σωλήνα διαμέτρου 2,54 cm μέ ταχύτητα 10 m/s. Ζητεῖται ἡ θερμότητα πού μεταφέρεται ἀνά μονάδα μήκους τοῦ σωλήνα, ἄν ἡ θερμοκρασία τοῦ τοιχώματός του διατηρεῖται σταθερή σέ ὅλο τό μῆκος του καί ἴση μέ 20°C πάνω ἀπό τή θερμοκρασία τοῦ ἀέρα. Ἄν τό μῆκος τοῦ σωλήνα εἶναι 3 m, ποιά εἶναι ἡ θερμοκρασία ἐξόδου τοῦ ἀέρα ἀπό τό σωλήνα;

Λύση.

Πρῶτα ὑπολογίζομε τόν ἀριθμό Reynolds γιά νά δοῦμε ἄν ἡ ροή εἶναι στρωτή ἤ τυρβώδης. Οἱ ἰδιότητες τοῦ ἀέρα στούς 200°C εἶναι:

$$\rho = \frac{p}{RT} = \frac{2 \times 1{,}0132 \times 10^5}{287 \times 473} = 1{,}493\ kg/m^3$$

Ἐπίσης ἀπό τόν πίνακα Γ11 τοῦ παραρτήματος «Γ»:

$$\mu = 25{,}9 \times 10^{-6}\ kg/ms \quad \lambda = 0{,}0367\ W/mK, \quad Pr = 0{,}72,$$
$$c_p = 1{,}03\ kJ/kgK$$

ὁπότε:

$$Re_d = \frac{\rho v_a d}{\mu} = \frac{1{,}493 \times 10 \times 0{,}0254}{25{,}9 \times 10^{-6}} = 14642$$

Ἔτσι ἡ ροή εἶναι τυρβώδης καί, δεδομένου ὅτι ἡ διαφορά θερμοκρασιῶν μεταξύ σωλήνα καί ρευστοῦ εἶναι μικρή, μποροῦμε νά χρησιμοποιήσομε τήν ἐξίσωση (17.63) γιά θέρμανση. Δηλαδή:

$$Nu_d = 0{,}023\, Re_d^{0{,}8}\, Pr^{0{,}4} = 0{,}023 \times 14642^{0{,}8} \times 0{,}72^{0{,}4} = 43{,}37$$

καί $$\alpha = \frac{Nu_d\, \lambda}{d} = \frac{43{,}37 \times 0{,}0367}{0{,}0254} = 62{,}66\ W/m^2K$$

ὁπότε ἡ θερμότητα πού μεταφέρεται στόν ἀέρα εἶναι:

$\dot{Q} = \alpha A\,(t_w - t_a) = 62{,}66 \times \pi \times 0{,}0254 \times 1 \times (220 - 200) = 100\ W/m$ σωλήνα.

Ἄν ὁ σωλήνας ἔχει μῆκος 3m, τό ποσό τῆς θερμότητας πού μεταφέρεται εἶναι:

$$\dot{Q} = 100 \times 3 = 300W$$

Ἐφαρμόζοντας τόν πρῶτο θερμοδυναμικό νόμο γιά ἀνοικτά συστήματα, ἔχομε:

$$\dot{Q} = \dot{m}\, c_p\, (t_o - t_i) \tag{1}$$

ἀλλά $$\dot{m} = \rho v_a \frac{\pi d^2}{4} = 1{,}493 \times 10 \times \frac{\pi \times 0{,}0254^2}{4} = 7{,}565 \times 10^{-3}\ kg/s$$

Ἀντικαθιστώντας τίς ἀριθμητικές τιμές στήν ἐξίσωση (1) καί λύοντας ὡς πρός t_o παίρνομε:

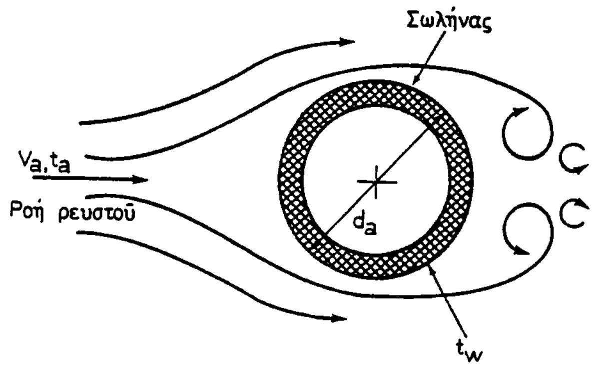
$$t_o = \frac{\dot{Q}}{\dot{m}\, c_p} + t_i = \frac{300}{7{,}565 \times 10^{-3} \times 1030} + 200 = 238{,}5°C$$

17.7.4 Βεβιασμένη κυκλοφορία σέ κάθετα περιρρεόμενο σωλήνα. Τυρβώδης ροή.

Σ' αὐτή τήν περίπτωση ἐξετάζομε τή ροή ἑνός ρευστοῦ γύρω ἀπό τήν ἐξωτερική ἐπιφάνεια τοῦ σωλήνα καί κάθετα πρός τό διαμήκη ἄξονά του. Ὁ σωλήνας δηλαδή περιρρέεται ἀπό τό ρευστό, ὅπως φαίνεται στό σχῆμα 17.7β. Τό ὑγρό ἔχει ταχύτητα v_a καί θερμοκρασία t_a, ἐνῶ ἡ ἐπιφάνεια τοῦ σωλήνα ἔχει θερμοκρασία t_w. Ὁ ἀριθμός Nusselt γιά ροή διαφόρων ὑγρῶν (νερό, λάδι, κλπ) δίνεται ἀπό τόν τύπο:

$$Nu_{d_a} = 0{,}43 + 1{,}11\, C\, Re_{d_a}^{m}\, Pr^{0{,}31} \tag{17.64}$$

ὅπου οἱ συντελεστές C καί m ἐξαρτῶνται ἀπό τό μέγεθος τοῦ ἀριθμοῦ Reynolds καί τή μορφή τῆς διατομῆς τοῦ σωλήνα (κυλινδρική, τετραγωνική κλπ.),



Σχ. 17.7β.
Κάθετη ροή σέ σωλήνα.

δπως φαίνεται στόν πίνακα 17.7.1.

Οἱ ἰδιότητες τοῦ ρευστοῦ ὑπολογίζονται μέ βάση τή θερμοκρασία τῆς ἐξισώσεως (17.52).

Νά σημειωθεῖ ὅτι οἱ ἀριθμοί Nusselt καί Reynolds βασίζονται στήν ἐξωτερική διάμετρο τοῦ σωλήνα d_a καί στήν ταχύτητα πρίν καί μακρυά ἀπό τό σωλήνα, v_a.

Γιά μή κυκλικές διατομές τό d_a ὑπολογίζεται ἀπό τή σχέση:

$$d_a = \frac{4F}{L} \tag{17.65}$$

δπου F τό ἐμβαδόν τῆς ἐπιφάνειας συναλλαγῆς
L τό μῆκος τῆς περιφέρειας.

ΠΙΝΑΚΑΣ 17.7.1.
Σταθερές C, m ἐξισώσεως (17.64).

Γεωμετρία	Re_{d_a}	C	m
$\xrightarrow{v_a}$ ○	$1 - 4 \times 10^3$	0,48	0,5
$\xrightarrow{v_a}$ ○	$4 \times 10^3 - 4 \times 10^4$	0,174	0,618
$\xrightarrow{v_a}$ ○	$4 \times 10^4 - 4 \times 10^5$	0,0239	0,805
$\xrightarrow{v_a}$ □	$5 \times 10^3 - 10^5$	0,0921	0,675
$\xrightarrow{v_a}$ ◇	$5 \times 10^3 - 10^5$	0,222	0,588
$\xrightarrow{v_a}$ ⬡	$5 \times 10^3 - 10^5$	0,138	0,638

Παράδειγμα.

Σωλήνας ἐξωτερικῆς διαμέτρου 5 cm περιρρέεται ἀπό νερό θερμοκρασίας 30°C καί ταχύτητας 0,5 m/s. Ἡ ἐπιφάνεια τοῦ σωλήνα διατηρεῖται σέ θερμοκρασία 150°C. Νά προσδιορισθεῖ ἡ μεταφορά τῆς θερμότητας ἀνά μονάδα μήκους τοῦ σωλήνα.

Λύση.

Ἡ μεταφορά τῆς θερμότητας δίνεται ἀπό τήν ἐξίσωση (17.6):

$$\dot{Q} = \alpha A\,(t_w - t_a) \qquad (1)$$

ὅπου γιά μῆκος σωλήνα L = 1 m:

$$A = \frac{\pi d_a^2}{4} \times 1 = \frac{3{,}14 \times 0{,}05^2}{4} \times 1 = 0{,}00196\ \mathrm{m}^2$$

$$t_w = 150^\circ\mathrm{C} \qquad t_a = 30^\circ\mathrm{C}$$

Ὁ συντελεστής α προσδιορίζεται ἀπό τήν ἐξίσωση (17.64):

$$Nu_{d_a} = \frac{\alpha d_a}{\lambda} = 0{,}43 + 1{,}11\, C\, Re_{d_a}^{m}\, Pr^{0{,}31} \qquad (2)$$

Προσδιορίζομε τίς ἰδιότητες τοῦ νεροῦ σέ θερμοκρασία t_μ, ἐξίσωση (17.52):

$$t_\mu = \frac{t_a + t_w}{2} = \frac{150 + 30}{2} = 90^\circ\mathrm{C}$$

Ἀπό τόν πίνακα Γ10 τοῦ παραρτήματος «Γ», γιά t = 90°C:

$$\nu = 0{,}340 \times 10^{-6}\ \mathrm{m^2/s}, \quad Pr = 2{,}065, \quad \lambda = 0{,}674\ \mathrm{W/mK}$$

ἄρα:

$$Re_{d_a} = \frac{v_a\, d_a}{\nu} = \frac{0{,}5 \times 0{,}05}{0{,}340 \times 10^{-6}} = 73529$$

Ἀπό τόν πίνακα 17.7.1 γιά $Re_{d_a} = 73529$ παίρνομε:

$$C = 0{,}0239 \text{ καί } m = 0{,}805$$

Ἀντικαθιστοῦμε στήν ἐξίσωση (2) καί ἔχομε:

$$\frac{\alpha d_a}{\lambda} = 0{,}43 + [1{,}11 \times 0{,}0239 \times 73529^{0{,}805} \times 2{,}065^{0{,}81}]$$

$$\frac{\alpha d_a}{\lambda} = 395{,}2 \quad \text{καί} \quad \alpha = \frac{395{,}2 \times 0{,}674}{0{,}05} = 5327\ \mathrm{W/m^2K}$$

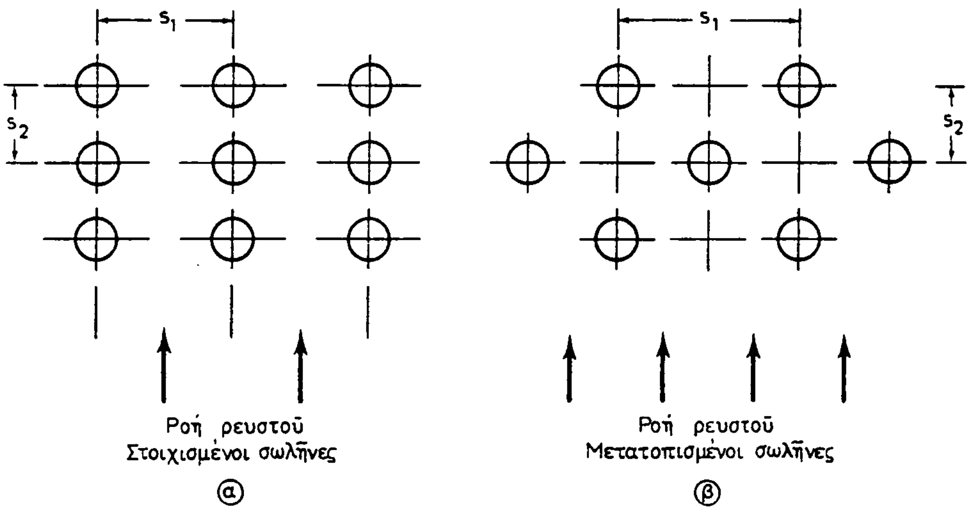
Ἄρα ἀπό τήν ἐξίσωση (1) παίρνομε:

$$\dot{Q} = 5327 \times 0{,}00196 \times (150 - 30) = 1253\ \mathrm{W/m}\ \text{σωλήνα}$$

17.7.5 Κάθετα περιρρεόμενη ὁμάδα σωλήνων.

Τά χαρακτηριστικά τῆς μεταφορᾶς θερμότητας σέ κάθετα περιρρεόμενη ὁμάδα σωλήνων ἔχουν πρακτικό ἐνδιαφέρον στούς ἐναλλάκτες θερμότητας οἱ ὁποῖοι ἀποτελοῦνται ἀπό τέτοιες ὁμάδες σωλήνων, ὅπως θά δοῦμε στό ἑπόμενο κεφάλαιο. Οἱ σωλῆνες μπορεῖ νά εἶναι στοιχισμένοι ἤ μετατοπισμένοι ὅπως φαίνεται στό σχῆμα 17.7γ.

Γιά τόν ὑπολογισμό τοῦ ἀριθμοῦ Nusselt ἐφαρμόζεται ἡ ἐξίσωση (17.64), ὅπου γιά ἀτμοσφαιρικό ἀέρα οἱ τιμές τῶν συντελεστῶν C καί m λαμβάνονται ἀπό τόν πίνακα 17.7.2. Οἱ ἀριθμοί Reynolds καί Nusselt βασίζονται στήν ἐξωτερική διάμετρο τοῦ σωλήνα καί στή μέγιστη ταχύτητα τοῦ ρευστοῦ πού ἀναπτύσσεται στό στενότερο σημεῖο τῆς διατάξεως τῶν σωλήνων. Προσεγγιστικά μποροῦμε νά χρησιμοποιήσομε τίς τιμές τοῦ πίνακα 17.7.2 καί ὅταν τό ρευστό εἶναι ἀτμός.



Σχ. 17.7γ.
Κάθετα περιρρεόμενη ὁμάδα σωλήνων: α) Στοιχισμένοι σωλῆνες. β) Μετατοπισμένοι σωλῆνες.

17.7.6 Φυσική κυκλοφορία σέ κάθετη ἐπίπεδη πλάκα. Στρωτή ροή.

Ἡ φυσική κυκλοφορία εἶναι τό ἀποτέλεσμα τῆς κινήσεως τοῦ ρευστοῦ λόγω τῆς ἀλλαγῆς τῆς πυκνότητας πού προέρχεται ἀπό τή θέρμανσή του. Ἕνα θερμαντικό σῶμα (καλοριφέρ) π.χ. πού χρησιμοποιεῖται γιά τή θέρμανση τῶν σπιτιῶν εἶναι μιά μονάδα στήν ὁποία ἔχομε μεταφορά θερμότητας μέ φυσική κυκλοφορία. Ἐπίσης ὅταν ἕνα ζεστό σῶμα τοποθετεῖται μέσα σέ ὑγρό, ἡ πυκνότητα τοῦ ὑγροῦ μεταβάλλεται μέ τή θερμοκρασία, προκαλώντας ἔτσι μιά κίνηση τοῦ ὑγροῦ.

ΠΙΝΑΚΑΣ 17.7.2.

Συντελεστές γιά τόν ὑπολογισμό τῆς μεταφερόμενης θερμότητας, ἀπό ὁμάδα σωλήνων περιρρεόμενη ἀπό ἀτμοσφαιρικό ἀέρα κάθετα πρός τόν ἄξονά της.

$Re_{d_a} = 2000$ ἕως 40000, $a = \frac{s_1}{d_a}$, $b = \frac{s_2}{d_a}$

b \ a	1,25		1,5		2,0		3,0	
	C	m	C	m	C	m	C	m
Στοιχισμένοι σωλῆνες								
1,25	0,348	0,592	0,275	0,608	0,100	0,704	0,0633	0,762
1,5	0,367	0,586	0,250	0,620	0,101	0,702	0,0678	0,740
2,0	0,418	0,570	0,299	0,602	0,229	0,632	0,198	0,648
3,0	0,290	0,601	0,357	0,584	0,374	0,581	0,286	0,608
Μετατοπισμένοι σωλῆνες								
0,6	–	–	–	–	–	–	0,213	0,635
0,9	–	–	–	–	0,446	0,571	0,401	0,581
1,0	–	–	0,497	0,558	–	–	–	–
1,125	–	–	–	–	0,478	0,565	0,518	0,560
1,25	0,518	0,556	0,505	0,554	0,519	0,556	0,522	0,562
1,5	0,451	0,568	0,460	0,562	0,452	0,568	0,488	0,568
2,0	0,404	0,572	0,416	0,568	0,482	0,556	0,449	0,570
3,0	0,310	0,592	0,356	0,580	0,440	0,563	0,421	0,574

Γιά τιμές τῶν a καί b μεγαλύτερες ἀπό αὐτές πού περιέχει ὁ πίνακας μπορεῖ νά χρησιμοποιηθεῖ ἡ σχέση:

$$Nu_{d_a} = 0{,}297 \times Re_{d_a}^{0{,}602}$$

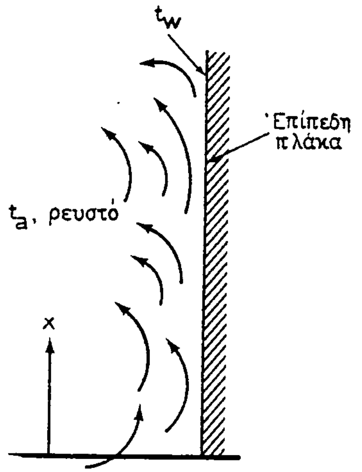
Ὁ χαρακτηριστικός ἀριθμός γιά τή φυσική κυκλοφορία εἶναι ὁ ***ἀριθμός Grashof,*** ὅπως δίνεται ἀπό τήν ἐξίσωση (17.43). Ἔτσι, γιά στρωτή ροή ὁ ἀριθμός αὐτός θά πρέπει νά εἶναι μικρότερος τοῦ 10^8.

Γιά τήν περίπτωση τῆς ροῆς ρευστοῦ σέ κάθετη ἐπίπεδη πλάκα (σχ. 17.7δ) ὁ ἀριθμός Nusselt δίνεται ἀπό τήν ἐξίσωση:

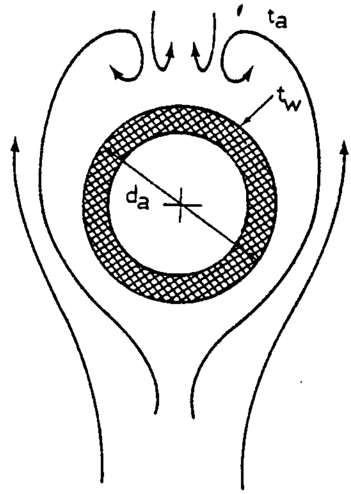
$$Nu_x = \frac{0{,}508\ Pr^{1/2}}{(0{,}952 + Pr)^{1/4}}\ Gr_x^{1/4} \tag{17.66}$$

ὅπου $$Gr_x = \frac{g\ \beta\ x^3\ (t_w - t_a)}{\nu^2}$$

$$\beta = \frac{1}{T_a} \quad \text{σέ} \quad K^{-1}$$



Σχ. 17.7δ.
Φυσική κυκλοφορία σέ ἐπίπεδη πλάκα.



Σχ. 17.7ε.
Φυσική κυκλοφορία σέ ὁριζόντιο σωλήνα.

Ἐκτός ἀπό τό β, ὅλες οἱ ἰδιότητες τοῦ ρευστοῦ παίρνουν τιμές πού ἀντιστοιχοῦν στή θερμοκρασία τοῦ τοιχώματος. Ἡ σχέση $\beta = 1/T_a$ ἰσχύει γιά τέλεια ἀέρια καί κατά προσέγγιση μόνο γιά πραγματικά ἀέρια.

17.7.7 Φυσική κυκλοφορία γύρω ἀπό ὁριζόντιο σωλήνα. Στρωτή ροή.

Γιά τήν περίπτωση φυσικῆς κυκλοφορίας σέ ὁριζόντιο σωλήνα καί στρωτή ροή (σχ. 17.7ε), ὁ ὑπολογισμός τῆς μέσης τιμῆς τοῦ ἀριθμοῦ Nusselt γίνεται μέ τήν ἐξίσωση (17.66), ὅπου ὅμως στή θέση τοῦ ὕψους τῆς πλάκας x μπαίνει τό $2{,}5\ d_a$.

Δηλαδή:

$$Nu_{d_a} = \frac{0{,}508\ Pr^{1/2}}{(0{,}952 + Pr)^{1/4}}\ {Gr_{d_a}}^{1/4} \qquad (17.67)$$

ὅπου

$$Gr_{d_a} = \frac{g\ \beta\ (2{,}5 d_a)^3\ (t_w - t_a)}{\nu^2} \qquad (17.68)$$

$$Nu_{d_a} = \frac{2{,}5 \alpha d_a}{\lambda} \qquad (17.69)$$

17.7.8 Φυσική κυκλοφορία σέ κάθετη ἐπίπεδη πλάκα. Τυρβώδης ροή.

Ἄν ὁ ἀριθμός Grashof πάρει τιμές μεγαλύτερες τοῦ 10^9, ἡ φυσική κυκλοφορία παίρνει τή μορφή τῆς τυρβώδους ροῆς.

Στήν περίπτωση αὐτή, γιά ροή ρευστοῦ σέ κάθετη ἐπίπεδη πλάκα ὁ ἀριθμός Nusselt δίνεται ἀπό τή σχέση:

$$Nu_x = 0{,}129\ \sqrt[3]{Gr_x\ Pr} \qquad (17.70)$$

Οἱ τιμές τῶν ἰδιοτήτων τοῦ ρευστοῦ ἀντιστοιχοῦν στή θερμοκρασία τῆς ἐπιφάνειας τῆς πλάκας t_w. Εἰδικότερα γιά ροή ἀερίων οἱ ἰδιότητες ἀντιστοιχοῦν στή θερμοκρασία:

$$t = t_w - 0{,}38\,(t_w - t_a) \qquad (17.71)$$

17.7.9 Φυσική κυκλοφορία σέ ὁριζόντιο σωλήνα. Τυρβώδης ροή.

Γιά τή φυσική κυκλοφορία σέ ὁριζόντιο σωλήνα καί τυρβώδη ροή ὁ προσδιορισμός τοῦ συντελεστῆ μεταφορᾶς θερμότητας προσδιορίζεται ἀπό πολύπλοκες σχέσεις πού ξεφεύγουν ἀπό τό σκοπό αὐτοῦ τοῦ βιβλίου. Περιοριζόμαστε νά δώσομε μιά ἁπλή σχέση ὑπολογισμοῦ τοῦ α ὅταν ἔχομε ροή ἀέρα σέ ὁριζόντιο σωλήνα μέ ἐξωτερική διάμετρο μεγαλύτερη τῶν 100 mm· ἡ σχέση αὐτή εἶναι:

$$\alpha = 9{,}54 + 0{,}00852\,(t_w - t_a)^{4/3} \qquad (17.72)$$

ὅπου t_w ἡ θερμοκρασία στήν ἐξωτερική ἐπιφάνεια τοῦ σωλήνα
t_a ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀέρα μακρυά ἀπό τό σωλήνα

Παράδειγμα.

Ὁ σωλήνας παροχῆς τοῦ ἀτμοῦ τοῦ λέβητα στό στρόβιλο εἶναι τυλιγμένος μέ ἕνα μονωτικό ὑλικό καί βρίσκεται σέ ὁριζόντια θέση μέσα στό μηχανοστάσιο ὅπου ἡ θερμοκρασία εἶναι 25°C. Ἡ ἐξωτερική διάμετρος τοῦ σωλήνα μαζί μέ τό μονωτικό ὑλικό εἶναι 22 cm καί ἡ ἐξωτερική ἐπιφάνεια διατηρεῖται σέ θερμοκρασία 50°C. Νά ὑπολογισθεῖ ἡ ἀπώλεια τῆς θερμότητας λόγω φυσικῆς κυκλοφορίας τοῦ ἀέρα, ἄν τό μῆκος τοῦ σωλήνα εἶναι 15 m.

Λύση.

Ἡ θερμότητα πού μεταδίδεται ἀπό τό σωλήνα πρός τόν ἀέρα τοῦ μηχανοστασίου δίνεται καί πάλι ἀπό τήν ἐξίσωση (17.6):

$$\dot{Q} = \alpha\, A\,(t_w - t_a) \qquad (1)$$

ὅπου

$$A = \frac{\pi d_a^2}{4}\, L = \frac{3{,}14 \times 0{,}22^2}{4} \times 15 = 0{,}570\ m^2$$

$$t_w = 50°C \qquad t_a = 25°C$$

Γιά νά δοῦμε ποιά ἀπό τίς πιό πάνω σχέσεις θά ἐφαρμόσομε γιά τόν ὑπολογισμό τοῦ α, θά πρέπει πρῶτα νά προσδιορίσομε τόν ἀριθμό Grashof ἀπό τήν ἐξίσωση (17.68):

$$Gr_{d_a} = \frac{g\beta\,(2{,}5 d_a)^3\,(t_w - t_a)}{\nu^2} \qquad (2)$$

γιά ἀέρα θερμοκρασίας t_w = 50°C ἀπό τόν πίνακα Γ11 τοῦ παραρτήματος «Γ»:

$$\nu = 18{,}70 \times 10^{-6}\ m^2/s, \quad Pr = 0{,}71, \quad \lambda = 0{,}0276\ W/mK$$

ἐπίσης:

$$\beta = \frac{1}{T_a} = \frac{1}{273 + 25} = 0{,}00336\ K^{-1}$$

ὁπότε ἀπό τήν ἐξίσωση (2) ἔχομε:

$$Gr_{d_a} = \frac{9{,}81 \times 0{,}00336 \times (2{,}5 \times 0{,}22)^3 \times (50 - 25)}{(18{,}70 \times 10^{-6})^2} = 3{,}92 \times 10^8$$

Ἡ τιμή τοῦ ἀριθμοῦ Grashof εἶναι πλησιέστερα πρός τό 10^8. Ἔτσι δεχόμαστε ὅτι ἡ ροή εἶναι στρωτή καί ἐφαρμόζομε τήν ἐξίσωση (17.67) γιά τόν προσδιορισμό τοῦ ἀριθμοῦ Nusselt:

$$Nu_{d_a} = \frac{0{,}508\, Pr^{1/2}}{(0{,}952 + Pr)^{1/4}} Gr_{d_a}{}^{1/4} = \frac{0{,}508 \times 0{,}71^{1/2}}{(0{,}952 + 0{,}71)^{1/4}} \times (3{,}92 \times 10^8)^{1/4} = 53{,}05$$

καί
$$\alpha = \frac{Nu_{d_a} \lambda}{2{,}5 d_a} = \frac{53{,}05 \times 0{,}0276}{2{,}5 \times 0{,}22} = 2{,}662\ W/m^2K$$

Ἀντικαθιστώντας στήν ἐξίσωση (1) παίρνομε:

$$\dot{Q} = 2{,}662 \times 0{,}570 \times (50 - 25) = 38\ W$$

17.8 Ἀσκήσεις.

1. Ἕνα διαχωριστικό τοίχωμα ἀποτελεῖται ἀπό δύο ὑλικά: τό ἕνα ἔχει πάχος 2 cm καί συντελεστή θερμικῆς ἀγωγιμότητας 1,3 W/mK καί τό ἄλλο (μονωτικό) ἔχει συντελεστή θερμικῆς ἀγωγιμότητας 0,35 W/mK. Ἡ ἀπώλεια θερμότητας ἀπό τό τοίχωμα δέν πρέπει νά εἶναι μεγαλύτερη ἀπό 1830 W/m². Νά προσδιορισθεῖ τό πάχος τοῦ μονωτικοῦ ὑλικοῦ, ἄν ἡ ἐσωτερική καί ἐξωτερική ἐπιφάνεια τοῦ τοιχώματος διατηροῦνται σέ 1300 καί 30°C.
(*Ἀπ.* 23,8 cm)

2. Ἕνας τοῖχος ἀποτελεῖται ἀπό μία πλάκα χαλκοῦ πάχους 2,5 cm, μία πλάκα ἀμιάντου πάχους 3,2 mm καί μία πλάκα ὑαλοβάμβακα πάχους 5 cm. Ἡ θερμοκρασιακή διαφορά μεταξύ ἐσωτερικῆς καί ἐξωτερικῆς ἐπιφάνειας εἶναι 560 K. Νά προσδιορισθεῖ ἡ ἀνά μονάδα ἐπιφάνειας μεταφορά θερμότητας.
(*Ἀπ.* 506 W/m²)

3. Ἀέρας σέ θερμοκρασία 20°C περνᾶ ἐπάνω ἀπό μία ζεστή πλάκα διαστάσεων 50 × 75 cm ἡ ὁποία ἔχει θερμοκρασία 250°C. Ὁ συντελεστής μεταφορᾶς θερμότητας εἶναι 25 W/m²K. Ζητεῖται τό ποσό τῆς θερμότητας πού μεταφέρεται ἀπό τήν πλάκα στόν ἀέρα.
(*Ἀπ.* 2156 kW)

4. Μέσα σ' ἕνα χαλύβδινο (λ = 56 W/mK) σωλήνα ἐσωτερικῆς διαμέτρου 3 cm κυκλοφορεῖ νερό θερμοκρασίας 80°C. Τό πάχος τοῦ τοιχώματος τοῦ σωλήνα εἶναι 2,5 mm καί ὁ συντελεστής μεταφορᾶς θερμότητας στό ἐσωτερικό τοῦ σωλήνα 600 W/m²K. Ἡ ἐξωτερική ἐπιφάνεια τοῦ σωλήνα διατηρεῖται στούς 15°C καί ἡ ἀπώλεια τῆς θερμότητας ἀνά μέτρο σω-

λήνα εἶναι 800 W. Ζητεῖται ὁ ὁλικός συντελεστής μεταφορᾶς θερμότητας.

(*Ἀπ.* 16,29 W/m^2K)

5. Ἕνας χαλύβδινος σωλήνας μέ ἐξωτερική διάμετρο 5 cm εἶναι καλυμμένος μέ ὑαλοβάμβακα πάχους 6,4 mm, ὁ ὁποῖος ἐπίσης εἶναι καλυμμένος ἀπό ἀμίαντο πάχους 2,5 cm. Ἡ θερμοκρασία τοῦ τοιχώματος τοῦ σωλήνα εἶναι 515°C, ἐνῶ ἡ ἐξωτερική ἐπιφάνεια τοῦ ἀμιάντου ἔχει θερμοκρασία 60°C. Νά ὑπολογισθεῖ: α) ἡ μεταφορά τῆς θερμότητας ἀνά μέτρο σωλήνα καί β) ἡ θερμοκρασία τῆς κοινῆς ἐπιφάνειας ὑαλοβάμβακα καί ἀμιάντου.

(*Ἀπ.* α) 332,7 W/m, β) 252,6°C)

6. Ἄν ὁ σωλήνας τῆς ἀσκήσεως 5 βρίσκεται σέ ἕνα μηχανοστάσιο ὅπου ἡ θερμοκρασία τοῦ ἀέρα εἶναι 30°C, νά βρεθεῖ ὁ συντελεστής μεταφορᾶς θερμότητας μεταξύ τῆς ἐξωτερικῆς ἐπιφάνειας τοῦ ἀμιάντου τοῦ σωλήνα καί τοῦ ἀέρα τοῦ μηχανοστασίου.

(*Ἀπ.* 23,47 W/m^2K)

7. Ἐπάνω σέ μιά ἐπίπεδη πλάκα κυκλοφορεῖ ἀέρας θερμοκρασίας 20°C μέ ταχύτητα 25 m/s. Ἡ ἐπίπεδη πλάκα θερμαίνεται σέ σταθερή θερμοκρασία 65°C. Ζητεῖται: α) ὁ μέσος συντελεστής μεταφορᾶς θερμότητας ἀπό τήν ἀρχή τῆς πλάκας μέχρι μήκους 30 cm καί β) ἡ θερμότητα πού μεταφέρεται κατά μῆκος αὐτῆς τῆς ἀποστάσεως.

(*Ἀπ.* α) 34,56 W/m^2K, β) 467 W)

8. Μέσα σέ ἕνα σωλήνα ἐσωτερικῆς διαμέτρου 0,01 m κυκλοφορεῖ νερό θερμοκρασίας 20°C μέ ταχύτητα 1 m/s. Ὁ σωλήνας θερμαίνεται σέ σταθερή θερμοκρασία 60°C. Νά βρεθεῖ ὁ τοπικός συντελεστής μεταφορᾶς θερμότητας σέ ἀπόσταση 2 m ἀπό τήν εἴσοδο τοῦ σωλήνα.

(*Ἀπ.* 5020 W/m^2K)

9. Τό πλευρικό τοίχωμα ἑνός χώρου ἐνδιαιτήσεως (κάθετη ἐπίπεδη πλάκα) ἔχει θερμοκρασία ἐπιφάνειας 28°C, ἐνῶ ὁ ἀέρας τοῦ περιβάλλοντος εἶναι 15°C. Τό ὕψος τοῦ τοιχώματος εἶναι 3 m καί τό πλάτος του 6 m. Νά βρεθεῖ α) ὁ συντελεστής μεταφορᾶς θερμότητας καί β) ἡ θερμότητα πού μεταφέρεται.

(*Ἀπ.* α) 35,3 W/m^2K, β) 8261 W)

10. Ἀέρας πιέσεως 1 bar καί θερμοκρασίας 10°C περιρρέει κάθετα μιά ὁμάδα σωλήνων μέ ταχύτητα 7 m/s, ἡ ὁποία μετρήθηκε πρίν ὁ ἀέρας εἰσέλθει στούς σωλῆνες. Οἱ σωλῆνες πού ἔχουν θερμοκρασία 65°C εἶναι διατεταγμένοι σέ σειρά (στοιχισμένοι) καί τό μεταξύ τους διάστημα εἶναι 3,81 cm καί πρός τίς δύο κατευθύνσεις τῆς ροῆς. Ἡ ὁμάδα ἀποτελεῖται ἀπό 15 σειρές καθ' ὕψος καί 5 σειρές κατά πλάτος καί κάθε σωλήνας ἔχει ἐξωτερική διάμετρο 2,54 cm. Ζητεῖται ἡ θερμότητα πού μεταφέρεται ἀνά μέτρο σωλήνα.

(*Ἀπ.* 52,41 kW)

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΔΕΚΑΤΟ ΟΓΔΟΟ

ΕΝΑΛΛΑΚΤΕΣ ΘΕΡΜΟΤΗΤΑΣ

18.1 Γενικά.

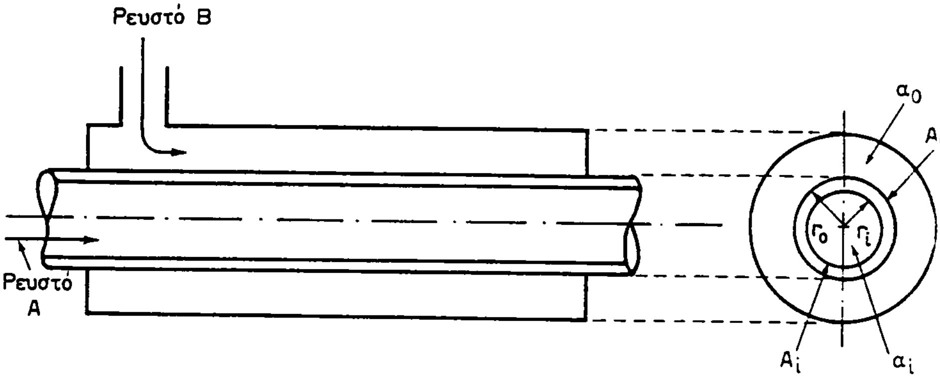
Ἐναλλάκτες θερμότητας ὀνομάζομε τίς μονάδες ἐκεῖνες μέ τίς ὁποῖες ἐπιτυγχάνομε τήν ἀνταλλαγή θερμότητας μεταξύ δύο ρευστῶν· δηλαδή τή θέρμανση τοῦ ἑνός καί τήν ψύξη τοῦ ἄλλου. Ἔτσι, τόσο τό ψυγεῖο ὅσο καί ὁ προθερμαντήρας μιᾶς ἐγκαταστάσεως ἀτμοστροβίλου, πού εἴδαμε στό ἔνατο κεφάλαιο, εἶναι ἕνας ἐναλλάκτης θερμότητας. Ἐπίσης ὁ οἰκονομητήρας ἑνός λέβητα εἶναι μιά μορφή ἐναλλάκτη θερμότητας, δεδομένου ὅτι μέ αὐτόν προθερμαίνομε τό νερό τῆς τροφοδοτήσεως τοῦ λέβητα ἀπό τά καυσαέρια, τά ὁποῖα φυσικά ψύχονται.

Ὅπως θά δοῦμε πιό κάτω, ὑπάρχουν πολλοί τύποι ἐναλλακτῶν θερμότητας καί ὁ καθένας ἀπ' αὐτούς εἶναι κατάλληλος γιά μία ἤ περισσότερες ἐφαρμογές. Ἡ καταλληλότητα αὐτή ἐξαρτᾶται ἀπό τήν ἀπόδοση τοῦ καθενός στή συγκεκριμένη ἐφαρμογή, ἀπό τό μέγεθος, ἀπό τό βάρος του κλπ., τά ὁποῖα, σέ τελευταία ἀνάλυση προσδιορίζουν τό κόστος ἀγορᾶς καί λειτουργίας τοῦ ἐναλλάκτη. Ἡ σχεδίαση καί τό ὑλικό κατασκευῆς εἶναι οἱ παράγοντες πού καθορίζουν τήν ἀποδοτικότητα τοῦ ἐναλλάκτη ἀπό οἰκονομικῆς καί λειτουργικῆς σκοπιᾶς.

Στό κεφάλαιο αὐτό θά περιορισθοῦμε μόνο στήν ἐξέταση τῶν μεθόδων προσδιορισμοῦ τῆς θερμότητας πού μεταδίδεται μεταξύ τῶν ρευστῶν μέ βάση τούς δύο πρώτους τρόπους μεταδόσεως θερμότητας, δηλαδή μέ ἀγωγιμότητα καί μεταφορά. Αὐτό δέν σημαίνει ὅτι τό φαινόμενο τῆς ἀκτινοβολίας δέν εἶναι σημαντικό στούς ἐναλλάκτες θερμότητας. Ἀρκεῖ νά σκεφθεῖ κανείς ὅτι στίς ἐφαρμογές τῶν ἐναλλακτῶν στό διάστημα, ἡ ἀκτινοβολία ἀποτελεῖ τόν καθοριστικό παράγοντα μεταδόσεως θερμότητας. Οἱ ἐφαρμογές ὅμως αὐτές ξεφεύγουν ἀπό τό σκοπό αὐτοῦ τοῦ βιβλίου.

18.2 Συνολικός συντελεστής μεταδόσεως θερμότητας.

Μιά στοιχειώδης μορφή ἐναλλάκτη θερμότητας εἶναι ὁ διπλός σωλήνας πού φαίνεται στό σχῆμα 18.2. Μέ αὐτή τή διάταξη τό ἕνα ρευστό A ρέει μέσα στό μικρό σωλήνα, παράλληλα καί μέ τήν ἴδια διεύθυνση μέ τό ἄλλο ρευστό B τό



Σχ. 18.2.
Σχηματική παράσταση στοιχειώδους ἐναλλάκτη θερμότητας (διπλός σωλήνας).

ὁποῖο ρέει στό χῶρο μεταξύ τῶν δύο σωλήνων. Ὅταν τά δύο ρευστά ρέουν παράλληλα καί μέ τήν ἴδια διεύθυνση τότε ἡ ροή ὀνομάζεται ***ὁμορροή*** καί ὁ ἀντίστοιχος ἐναλλάκτης ***ἐναλλάκτης ὁμορροῆς***. Φυσικά τά δύο ρευστά Α καί Β θά μποροῦσαν νά ρέουν μέ ἀντίθετες διευθύνσεις, ὁπότε ἡ ροή θά ὀνομαζόταν ***ἀντιρροή*** καί ὁ ἐναλλάκτης ***ἐναλλάκτης ἀντιρροῆς***.

Ἄς ὑποθέσομε τώρα ὅτι τό ρευστό Α εἶναι ζεστό καί τό ρευστό Β εἶναι κρύο καί ὅτι οἱ θερμοκρασίες τῶν ρευστῶν παραμένουν σταθερές μέσα στόν ἐναλλάκτη, κάτι πού δέν συμβαίνει στήν πράξη. Τότε, μέ βάση τήν ἐξίσωση (17.22), ἔχομε ὅτι ἡ θερμότητα πού μεταφέρεται δίνεται ἀπό τή σχέση:

$$\dot{Q} = \frac{t_A - t_B}{\dfrac{1}{\alpha_i A_i} + \dfrac{\ln(r_o/r_i)}{2\pi\lambda L} + \dfrac{1}{\alpha_o A_o}} \qquad (18.1)$$

ὅπου t_A, t_B οἱ θερμοκρασίες τῶν δύο ρευστῶν καί οἱ συντελεστές μεταφορᾶς θερμότητας α_i καί α_o προσδιορίζονται μέ τίς μεθόδους πού εἴδαμε στό δέκατο ἕβδομο κεφάλαιο. Οἱ δεῖκτες i καί o ἀναφέρονται στήν ἐσωτερική καί ἐξωτερική ἐπιφάνεια τοῦ μικροῦ σωλήνα (σχ. 18.2).

Ἡ ἐξίσωση (18.1) γράφεται καί ὡς:

$$\dot{Q} = K_o A (t_A - t_B) \qquad (18.2)$$

ὅπου ὁ συνολικός συντελεστής K_o βασίζεται στήν ἐσωτερική ἤ ἐξωτερική ἐπιφάνεια, σύμφωνα μέ τήν ἐπιθυμία μας καί ὑπολογίζεται ἀπό τίς ἐξισώσεις (17.25) ἤ (17.26) τοῦ προηγούμενου κεφαλαίου ἀντίστοιχα.

Ἐδῶ θά πρέπει νά σημειώσομε ὅτι ἡ τιμή τοῦ K_o καθορίζεται βασικά ἀπό ἕνα ἀπό τούς συντελεστές μεταφορᾶς θερμότητας α_i ἤ α_o, γιατί στίς περισσότερες πρακτικές ἐφαρμογές ὁ συντελεστής θερμικῆς ἀγωγιμότητας λ εἶναι πολύ μεγάλος σέ σχέση μέ τά α· πράγμα πού σημαίνει ὅτι ἡ ἀντίσταση $(\ln(r_o/r_i)/2\pi\lambda L)$ στή μετάδοση τῆς θερμότητας λόγω ἀγωγιμότητας εἶναι πολύ μικρή σέ σχέση μέ τήν ἀντίσταση $1/\alpha_i A_i$ ἤ $1/\alpha_o A_o$ λόγω μεταφορᾶς θερμότητας. Ἀκόμη, ἄν ἕνας ἀπό τούς συντελεστές α εἶναι πολύ μικρότερος ἀπό τόν ἄλλο, τότε αὐτός καθορίζει τήν τιμή τοῦ K_o, ὅπως φαίνεται ἀπό τήν ἐξίσωση (17.25) ἤ (17.26).

Στόν πίνακα 18.2.1 δίνομε τά ὅρια μέσα στά ὁποῖα κυμαίνεται ὁ συντελεστής K_o γιά διάφορες πρακτικές ἐφαρμογές πού συναντᾶμε στίς ναυτικές ἐγκαταστάσεις. Φυσικά γιά τή σχεδίαση ἑνός ἐναλλάκτη ἡ ποσότητα τῆς θερμότητας πού μεταδίδεται βασίζεται σέ ἀκριβεῖς ὑπολογισμούς τοῦ K_o. Γιά τόν προσδιορισμό τῆς θερμότητας πού μεταφέρεται θά πρέπει νά γνωρίζομε τή θερμοκρασιακή διαφορά μεταξύ τῶν ρευστῶν, κάτι πού ἐξαρτᾶται ἀπό τόν τύπο τοῦ ἐναλλάκτη καί τή μορφή τῆς ροῆς, ὅπως θά δοῦμε ἀναλυτικότερα πιό κάτω.

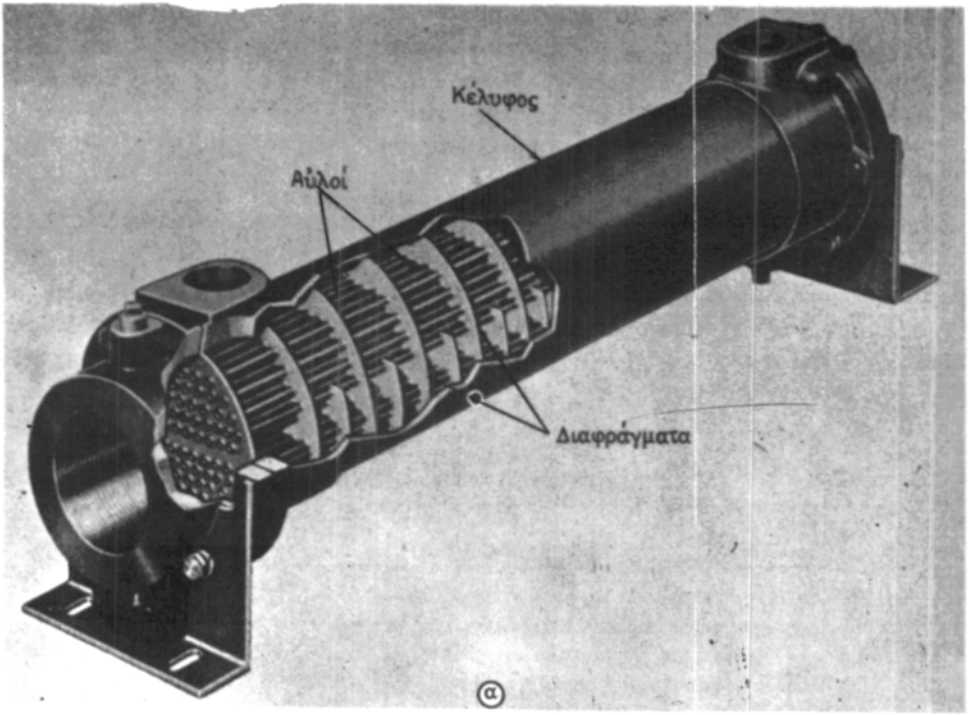
ΠΙΝΑΚΑΣ 18.2.1.
Ἐνδεικτικές τιμές τοῦ συντελεστῆ K_o.

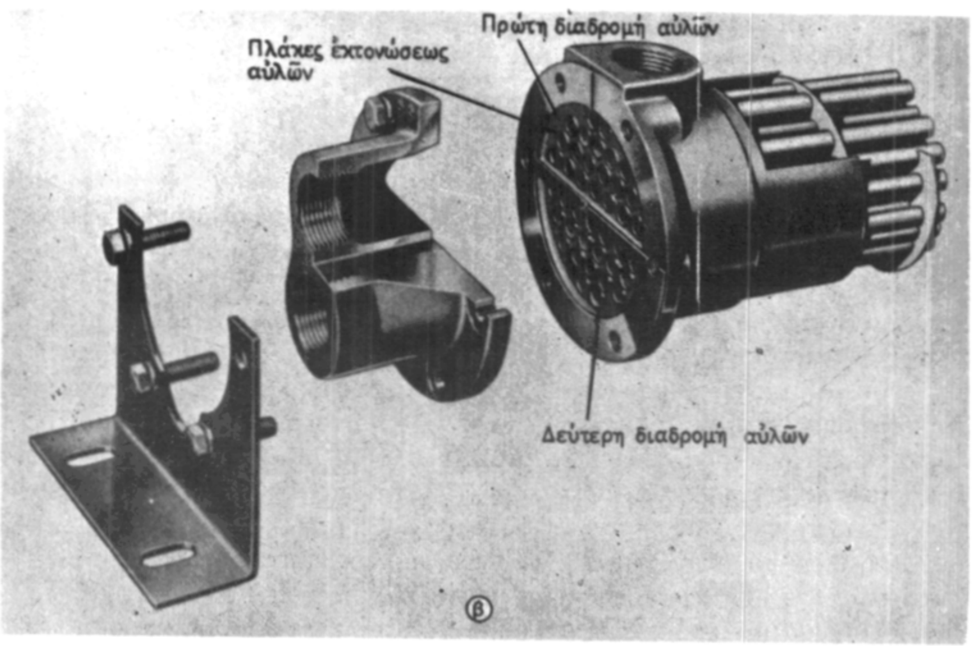
Φυσικό σύστημα	K_o, W/m²K
Ψυγεῖο ἀτμοῦ ἐγκαταστάσεως ἀτμοστροβίλου	1100 — 5600
Προθερμαντήρας (ἐπιφάνειας), τροφοδοτικοῦ νεροῦ ἐγκαταστάσεως ἀτμοστροβίλου	1100 — 8500
Ψυγεῖο συμπυκνώσεως Freon 12 μέ νερό	280 — 850
Ψυγεῖο νεροῦ μέ νερό	850 — 1700
Ψυγεῖο λαδιοῦ μέ νερό	110 — 350
Προθερμαντήρας ἐλαφροῦ πετρελαίου μέ ἀτμό	170 — 340
Προθερμαντήρας βαρέος πετρελαίου μέ ἀτμό	56 — 170

18.3 Τύποι ἐναλλακτῶν θερμότητας.

Ἕνας τύπος ἐναλλάκτη θερμότητας εἶναι ὁ διπλός σωλήνας πού δώσαμε στήν προηγούμενη παράγραφο, ὅπου τά ρευστά μποροῦν νά ρέουν μέ ὁμορροή ἤ ἀντιρροή, δηλαδή τό ζεστό ἤ κρύο ρευστό νά βρίσκεται στό χῶρο μεταξύ τῶν σωλήνων, ἐνῶ τό ἄλλο ρευστό στό ἐσωτερικό τοῦ μικροῦ σωλήνα.

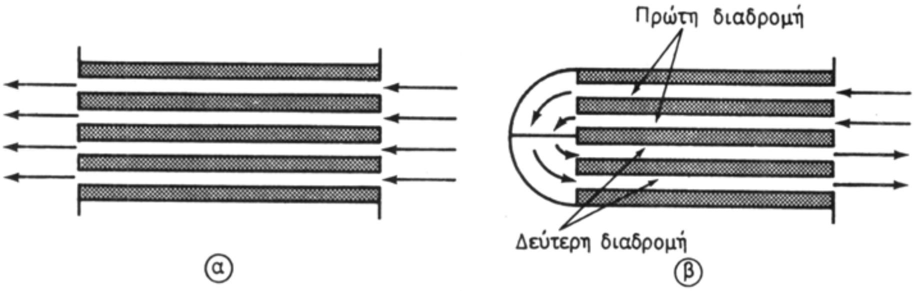
Ὁ πιό συνηθισμένος, ὅμως τύπος πού ἐφαρμόζεται πολύ στήν πράξη εἶναι αὐτός πού φαίνεται στό σχῆμα 18.3α. Ἀποτελεῖται ἀπό ὁμάδα αὐλῶν (σωλῆνες), ἡ ὁποία καλύπτεται ἀπό ἕνα κέλυφος καί τά δύο ἄκρα της εἶναι ἐκτονωμένα σέ ἰσάριθμες πλάκες. Τό ἕνα ρευστό ρέει μέσα στούς αὐλούς, ἐνῶ τό ἄλλο κυκλοφορεῖ στό χῶρο μεταξύ τῶν αὐλῶν καί τοῦ κελύφους. Στό χῶρο αὐτό τοποθετοῦνται διαχωριστικά διαφράγματα γιά τήν καλή κυκλοφορία τοῦ ρευστοῦ ἐπάνω στούς αὐλούς, πράγμα πού ἐξασφαλίζει ὑψηλή μετάδοση θερμότητας. Τό ρευστό πού κυκλοφορεῖ μέσα στούς αὐλούς ἔχει τή δυνατότητα νά ἐκτελεῖ μία ἤ περισσότερες διαδρομές πρίν ἐξέλθει ἀπό τόν ἐναλλάκτη, ὅπως φαίνεται σχηματικά στό σχῆμα 18.3β. Αὐτό ἐξαρτᾶται ἀπό τή διαμόρφωση τῶν ἄκρων τοῦ ἐναλλάκτη, ὅπως φαίνεται στό σχῆμα 18.3α, ὅπου ὁ ἐναλλάκτης (α) ἔχει μία διαδρομή αὐλῶν ἐνῶ ὁ (β) ἔχει δύο. Ὁ τύπος αὐτός τοῦ



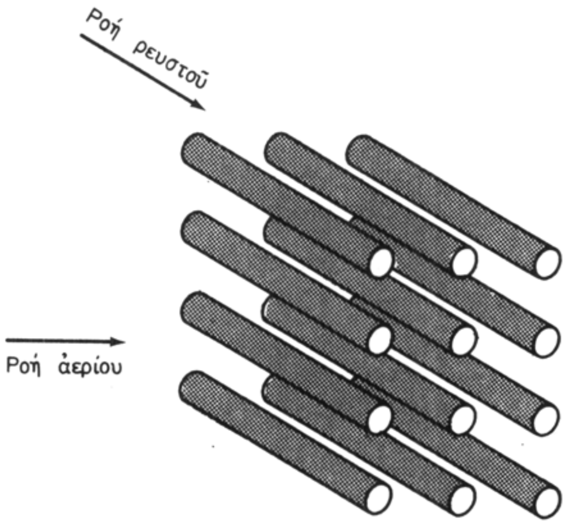


Σχ. 18.3α.

Ἐναλλάκτης θερμότητας μὲ αὐλοὺς μέσα σὲ κέλυφος: α) Μιᾶς διαδρομῆς. β) Δύο διαδρομῶν.



Σχ. 18.3β.
Σχηματική παράσταση ἐναλλάκτη: α) Μιᾶς διαδρομῆς. β) Δύο διαδρομῶν.

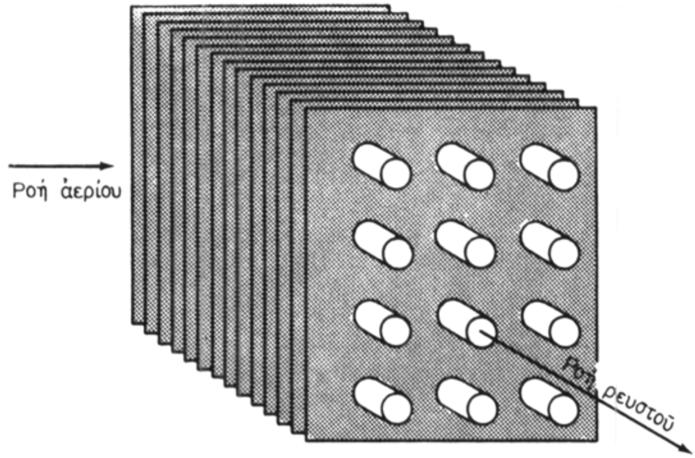


Σχ. 18.3γ.
Ἐναλλάκτης σταυρορροῆς.

ἐναλλάκτη ἐφαρμόζεται κυρίως στή θέρμανση ἤ ψύξη μεταξύ ρευστῶν, ὅπως εἶναι τά ψυγεῖα λαδιοῦ, νεροῦ κλπ. τῶν μηχανῶν Diesel.

Ἕνας ἄλλος τύπος ἐναλλάκτη πού χρησιμοποιεῖται γιά θέρμανση ἤ ψύξη ἀέρα ἤ ἀερίων, εἶναι αὐτός πού φαίνεται στό σχῆμα 18.3γ. Ὅπως βλέπομε, τό ἀέριο κυκλοφορεῖ ἔξω ἀπό τούς αὐλούς καί κάθετα πρός τή ροή τοῦ ρευστοῦ πού κυκλοφορεῖ μέσα σ' αὐτούς ψύχοντας ἤ θερμαίνοντας τό ἀέριο. Αὐτός ὁ τρόπος ροῆς τῶν δύο ρευστῶν ὀνομάζεται ***σταυρορροή***, γι' αὐτό καί ὁ ἐναλλάκτης αὐτός ὀνομάζεται ***ἐναλλάκτης σταυρορροῆς.*** Καί στόν τύπο αὐτό οἱ αὐλοί εἶναι ἐπίσης ἐκτονωμένοι σέ δύο πλάκες, ἀλλά συνήθως δέν καλύπτονται ἀπό κέλυφος. Ἔτσι, τό ἀέριο ἔχει τή δυνατότητα νά κινηθεῖ πρός ὁποιαδήποτε κατεύθυνση.

Στό σχῆμα 18.3δ φαίνεται ἕνας διαφορετικός τύπος ἐναλλάκτη σταυρορροῆς. Ἐδῶ τό ἀέριο ρέει ἔξω ἀπό τούς αὐλούς καί ἀνάμεσα ἀπό λεπτά ἐλάσμα-



Σχ. 18.3δ.
Ἐναλλάκτης σταυρορροῆς.

τα, τά ὁποῖα εἶναι στερεωμένα στούς αὐλούς. Δέν μπορεῖ νά κινηθεῖ πρός ὁποιαδήποτε διεύθυνση γιατί περιορίζεται ἀπό τίς διόδους πού σχηματίζουν τά ἐλάσματα. Αὐτός ὁ τύπος ἐναλλάκτη χρησιμοποιεῖται κυρίως στίς ἐγκαταστάσεις κλιματισμοῦ.

Ἀνακεφαλαιώνοντας, μποροῦμε νά θυμηθοῦμε ὅτι οἱ τρεῖς τύποι ἐναλλακτῶν εἶναι:

α. Ἐναλλάκτες ὁμορροῆς, ὅπου τά δύο ρευστά ρέουν πρός τήν ἴδια διεύθυνση.

β. Ἐναλλάκτες ἀντιρροῆς, ὅπου τά δύο ρευστά ρέουν πρός ἀντίθετες διευθύνσεις.

γ. Ἐναλλάκτες σταυρορροῆς ὅπου τά δύο ρευστά ρέουν πρός διασταυρούμενες κατευθύνσεις.

Ὑπάρχουν βέβαια καί ἄλλοι τύποι ἐναλλακτῶν, οἱ ὁποῖοι εἴτε μποροῦν νά ὑπαχθοῦν στούς πιό πάνω τύπους εἴτε εἶναι συνδυασμοί τους. Ὑπάρχει π.χ., ὅπως θά δοῦμε πιό κάτω, ὁ ἐναλλάκτης μονορροῆς, ὁ ὁποῖος μπορεῖ νά ὑπαχθεῖ στόν τύπο ἐναλλάκτη ὁμορροῆς.

18.4 Συντελεστές ρυπάνσεως.

Σέ ὅλους τούς πιό πάνω ἐναλλάκτες θερμότητας μετά ἀπό μιά περίοδο λειτουργίας παρουσιάζεται τό φαινόμενο τῆς ρυπάνσεως ἤ τῆς διαβρώσεως τῶν ἐπιφανειῶν συναλλαγῆς θερμότητας. Καί στίς δύο περιπτώσεις παρουσιάζεται μιά πρόσθετη ἀντίσταση στή ροή τῆς θερμότητας, ἡ ὁποία ἔχει ὡς ἀποτέλεσμα τή μείωση τῆς ἀποδόσεως τοῦ ἐναλλάκτη. Τήν πρόσθετη αὐτή ἀντίσταση τήν λαμβάνομε ὑπ' ὄψη μας μέ τό ***συντελεστή ρυπάνσεως*** R_f, τόν ὁποῖο συμπεριλαμβάνομε στόν ὑπολογισμό τοῦ ὁλικοῦ συντελεστῆ μεταδόσεως θερμότητας K_o.

Ὁ συντελεστής R_f προσδιορίζεται πειραματικά ἀπό τίς τιμές τοῦ K_o γιά καθαρές καί ρυπασμένες ἐπιφάνειες τοῦ ἐναλλάκτη. Ἔτσι, ὁ R_f ὁρίζεται ὡς:

$$R_f = \frac{1}{K_{o_\rho}} - \frac{1}{K_{o_\kappa}} \tag{18.3}$$

ὅπου οἱ δεῖκτες ρ καί κ ἀναφέρονται σέ ρυπασμένο καί καθαρό ἐναλλάκτη ἀντίστοιχα.

Ἐνδεικτικές τιμές τοῦ συντελεστῆ ρυπάνσεως γιά διάφορα ρευστά δίνονται στόν πίνακα 18.4.1. Τελικά μέ τίς τιμές αὐτές καί τήν ἐξίσωση (18.3) προσδιορίζομε συνήθως τό συντελεστή K_o γιά ρυπασμένο ἐναλλάκτη, γνωρίζοντας τόν ἀντίστοιχο τοῦ καθαροῦ ἐναλλάκτη.

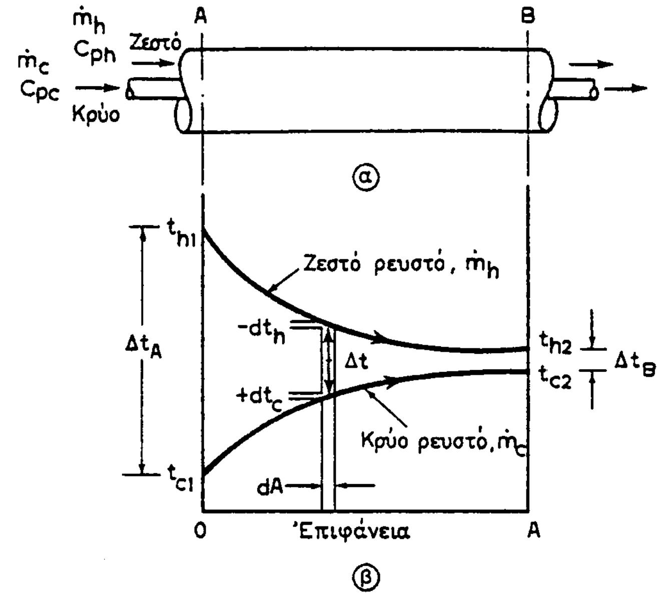
ΠΙΝΑΚΑΣ 18.4.1.
Τιμές συντελεστῆ ρυπάνσεως R_f

Ρευστό	R_f, m^2 K/W
Θαλασσινό νερό κάτω άπό 50°C	9×10^{-5}
Θαλασσινό νερό πάνω άπό 50°C	2×10^{-4}
Τροφοδοτικό νερό λέβητα πάνω άπό 50°C	2×10^{-4}
Πετρέλαιο	9×10^{-4}
Ψυκτικό ύγρό	2×10^{-4}

18.5 Μέση λογαριθμική θερμοκρασιακή διαφορά.

Ὅπως εἴπαμε στήν παράγραφο 18.2, σέ ἕνα ἐναλλάκτη γνωρίζομε ἤ μποροῦμε νά προσδιορίσομε τούς δύο παράγοντες A καί K_o τῆς ἐξισώσεως 18.2. Ἀπομένει νά δοῦμε ποιά εἶναι ἡ θερμοκρασιακή διαφορά, ὥστε νά μποροῦμε ἀπό τήν ἴδια ἐξίσωση νά ὑπολογίσομε τή θερμότητα πού μεταφέρεται μέσα σ' αὐτόν.

Ἄς ἐξετάσομε πρῶτα τήν περίπτωση τῆς ὁμορροῆς σέ διπλό σωλήνα [σχ. 18.5α(α)]. Τό ζεστό ρευστό εἰσέρχεται στό χῶρο μεταξύ τῶν σωλήνων μέ θερμοκρασία t_{h_1}, καί ἐξέρχεται μέ χαμηλότερη θερμοκρασία t_{h_2}. Στό ἐσωτερικό τοῦ μικροῦ σωλήνα μπαίνει τό κρύο ρευστό μέ θερμοκρασία t_{c_1} καί βγαίνει μέ θερμοκρασία t_{c_2}. Ἔτσι τό ζεστό ρευστό ψύχεται ἀπό θερμοκρασία t_{h_1} σέ θερμοκρασία t_{h_2}, ἐνῶ τό κρύο θερμαίνεται ἀπό t_{c_1} σέ t_{c_2}. Οἱ θερμοκρασιακές αὐτές κατανομές φαίνονται στό σχῆμα 18.5α(β). Ἐδῶ οἱ θερμοκρασίες τῶν ρευστῶν μεταβάλλονται μέσα στόν ἐναλλάκτη καί δέν παραμένουν σταθερές ὅπως θεωρήσαμε στήν παράγραφο 18.2. Ἔτσι, γιά νά βροῦμε τή θερμότητα πού μεταδίδεται χρησιμοποιοῦμε τήν ἐξίσωση (18.2), μόνο πού ἀντικαθιστοῦμε τή θερμοκρασιακή διαφορά μεταξύ τῶν ρευστῶν (t_A — t_B) μέ μιά κατάλ-



Σχ. 18.5α.
α) Ὁμορροή σέ διπλό σωλήνα. β) Διάγραμμα θερμοκρασίας-ἐπιφάνειας.

ληλη θερμοκρασιακή διαφορά, Δt_m. Ἡ ἐξίσωση (18.2) γράφεται τότε ὡς:

$$\dot{Q} = K_o A \Delta t_m \tag{18.4}$$

Ἀπό τό σχῆμα 18.5α(β) βλέπομε ὅτι ἡ θερμοκρασιακή διαφορά Δt_m μεταξύ τῶν δύο ρευστῶν μεταβάλλεται μεταξύ τῆς εἰσόδου καί τῆς ἐξόδου. Συνεπῶς, ἡ πιό κατάλληλη θερμοκρασιακή διαφορά Δt_m εἶναι μιά μέση τιμή. Ἀποδεικνύεται ὅτι ἡ μέση αὐτή τιμή γιά ἐναλλάκτη ὁμορροῆς δίνεται ἀπό τήν ἐξίσωση*:

$$\Delta t_m = \frac{(t_{h_2} - t_{c_2}) - (t_{h_1} - t_{c_1})}{\ln \dfrac{t_{h_2} - t_{c_2}}{t_{h_1} - t_{c_1}}} \tag{18.5}$$

ὅπου οἱ δεῖκτες h καί c ἀναφέρονται στό ζεστό καί κρύο ρευστό ἀντίστοιχα.

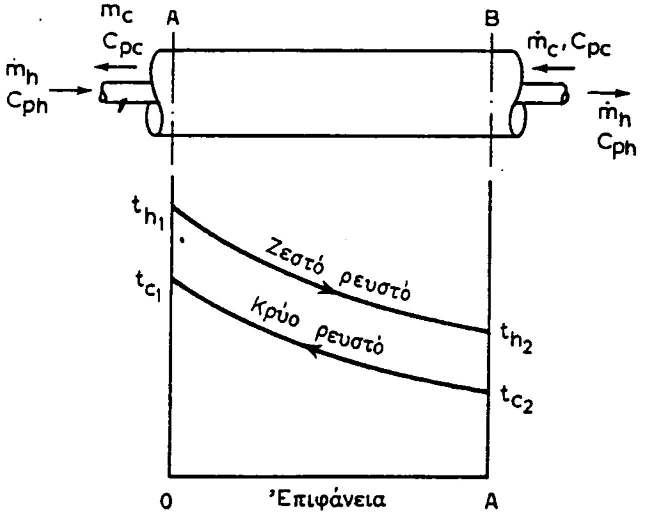
Ἡ θερμοκρασιακή αὐτή διαφορά ὀνομάζεται ***μέση λογαριθμική θερμοκρασιακή διαφορά*** (ΜΛΘΔ)· εἶναι ἡ διαφορά τῶν θερμοκρασιῶν τῶν δύο ρευστῶν στό ἕνα ἄκρο τοῦ ἐναλλάκτη μεῖον τή διαφορά τῶν θερμοκρασιῶν στό ἄλλο ἄκρο, διαιρούμενη ἀπό τό φυσικό λογάριθμο τοῦ λόγου τῶν δύο αὐτῶν θερμοκρασιακῶν διαφορῶν.

---

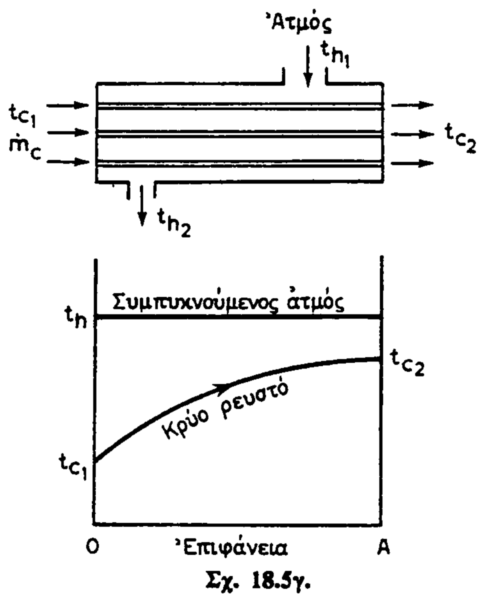
* Ἡ μαθηματική ἀπόδειξη τῆς ἐξισώσεως (18.5) δίνεται στό παράρτημα Α.

Γνωρίζοντας τώρα γιά ἕνα ἐναλλάκτη τή ΜΛΘΔ καθώς ἐπίσης καί τό K_0 καί A, μποροῦμε νά ὑπολογίσομε τή θερμότητα πού μεταδίδεται, ἀπό τήν ἐξίσωση (18.4).

Ἡ ἐξίσωση (18.5) ἰσχύει γενικά γιά ὅλους τούς ἐναλλάκτες, ὅπως π.χ. τῆς ἀντιρροῆς καί μονορροῆς πού φαίνονται στά σχήματα 18.5β καί 18.5γ ἀντίστοιχα. Ἐδῶ θά πρέπει νά προσέξομε ὅτι στόν ἐναλλάκτη ἀντιρροῆς ἡ θερμοκρασία εἰσόδου τοῦ κρύου ρευστοῦ εἶναι t_{c_2} καί τῆς ἐξόδου t_{c_1}, ἀντίθετα δηλαδή ἀπό ὅ,τι στόν ἐναλλάκτη ὁμορροῆς.



Σχ. 18.5β.
Ἀντιρροή σέ διπλό σωλήνα.



Σχ. 18.5γ.
Μονορροή σέ ἐναλλάκτη θερμότητας.

Εἰδικά γιά τούς δύο αὐτούς ἐναλλάκτες ἔχομε νά παρατηρήσομε τά ἑξῆς:

α) ***Ἐναλλάκτης ἀντιρροῆς.*** Ἀποδεικνύεται ὅτι εἶναι ὁ ἀποδοτικότερος ἐναλλάκτης ἀπό ὅλους τούς ἄλλους, γιατί, θεωρητικά τουλάχιστον, ἡ θερμοκρασία ἐξόδου τοῦ ζεστοῦ ρευστοῦ t_{h_2} εἶναι δυνατό νά ταυτισθεῖ μέ τή θερμοκρασία εἰσόδου τοῦ κρύου t_{c_1}, ἀντίστοιχα δέ ἡ θερμοκρασία ἐξόδου τοῦ κρύου ρευστοῦ μέ τή θερμοκρασία εἰσόδου τοῦ ζεστοῦ. Αὐτή ἡ πλήρης ἐναλλαγή τῆς θερμότητας εἶναι δυνατή μόνο στούς ἐναλλάκτες ἀντιρροῆς.

β) ***Ἐναλλάκτης μονορροῆς.*** Σ' αὐτόν ἡ θερμοκρασία τοῦ ζεστοῦ ρευστοῦ παραμένει σταθερή σέ ὅλο τό μῆκος του, δηλαδή $t_{h_1} = t_{h_2} = t_h$. Αὐτῆς τῆς μορφῆς ἐναλλάκτης εἶναι τό ψυγεῖο ἀτμοῦ τῆς ἐγκαταστάσεως ἀτμοστροβίλου, ὅπου ὁ ἀτμός (ζεστό ρευστό) συμπυκνώνεται, δηλαδή ψύχεται, μέ σταθερή θερμοκρασία t_h.

Ἡ ἐφαρμογή τῆς ἐξισώσεως (18.4) στήν πράξη δέν δίνει καλά ἀποτελέσματα γιά τούς ἑξῆς λόγους:

α. Ἡ ἀνάλυση ἀπό τήν ὁποία προέκυψε ἡ ΜΛΘΔ, ἐξίσωση (18.5), βασίσθηκε σέ δύο παραδοχές. Πρῶτο ὅτι οἱ εἰδικές θερμότητες τῶν ρευστῶν δέν μεταβάλλονται μέ τή θερμοκρασία καί δεύτερο οἱ συντελεστές μεταφορᾶς θερμότητας παραμένουν σταθεροί σέ ὅλο τό μῆκος τοῦ ἐναλλάκτη.

β. Ἀναφέρεται σέ ἐναλλάκτη τῆς μορφῆς τοῦ διπλοῦ σωλήνα, ὁ ὁποῖος ἔχει πολύ ἁπλή γεωμετρία σέ σχέση μέ τούς ἐναλλάκτες πού συναντᾶμε στήν πράξη καί ὁ ὁποῖος ἄλλωστε σπάνια ἐφαρμόζεται.

Γιά νά ἀντιμετωπίσομε τίς ἀποκλίσεις αὐτές ἀπό τήν πράξη ὅταν δέν ἔχομε ἐναλλάκτη τῆς μορφῆς τοῦ διπλοῦ σωλήνα, χρησιμοποιοῦμε ἕνα συντελεστή διορθώσεως C_f ὁ ὁποῖος διορθώνει τή ΜΛΘΔ πού προκύπτει ἀπό τήν ἐξίσωση (18.5) μέ τίς ἴδιες θερμοκρασίες ζεστοῦ καί κρύου ρευστοῦ. Ἡ ἐξίσωση (18.4) παίρνει ἔτσι τή μορφή:

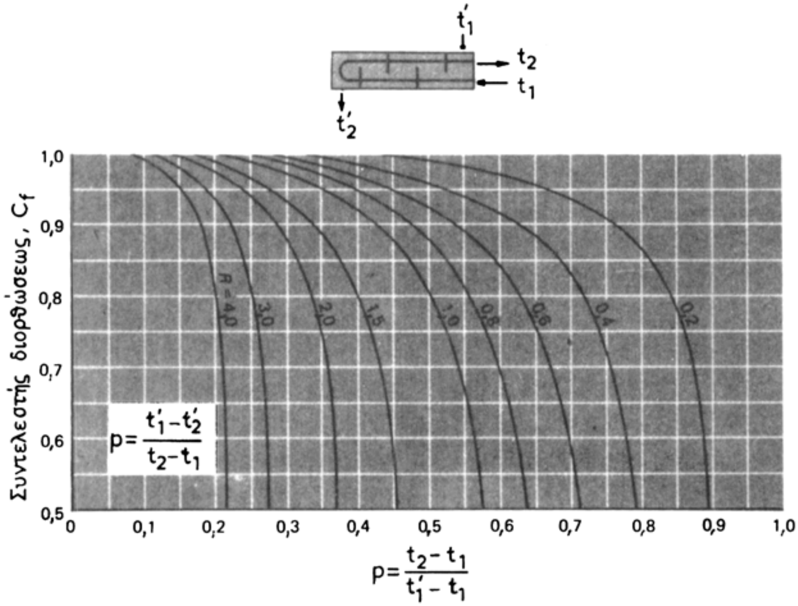
$$\dot{Q} = K_o\, A\, C_f\, \Delta t_m \tag{18.6}$$

Τιμές τοῦ συντελεστῆ C_f δίνονται ἀπό τά διαγράμματα τῶν σχημάτων 18.5δ ἕως καί 18.5ζ. Τά διαγράμματα δέν καλύπτουν τίς περιπτώσεις ὁμορροῆς, ἀντιρροῆς καί μονορροῆς μέ μία διαδρομή αὐλῶν. Στίς περιπτώσεις αὐτές θεωροῦμε ὅτι ὁ C_f εἶναι ἴσος μέ τή μονάδα. Μέ τά παραδείγματα πού θά δώσομε θά δείξομε τόν τρόπο χρησιμοποιήσεως τῶν πιό πάνω σχέσεων γιά τόν προσδιορισμό τῆς ἀποδόσεως ἑνός ἐναλλάκτη.

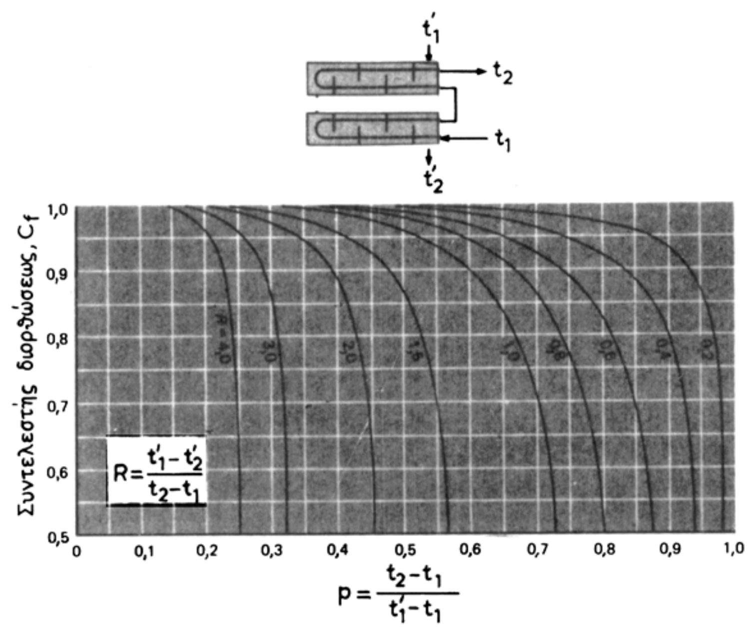
Πρίν κλείσομε αὐτή τήν παράγραφο ὑπενθυμίζομε ὅτι τό ποσό τῆς θερμότητας πού μεταδίδεται σ' ἕνα ἐναλλάκτη μποροῦμε ἐπίσης νά τό ὑπολογίσομε μέ τόν πρῶτο θερμοδυναμικό νόμο, ἐξίσωση (4.15), ὅπως καί στό παράδειγμα 3 τῆς παραγράφου 4.5.2. Δηλαδή γιά ***ἐναλλάκτη ὁμορροῆς:***

$$\dot{Q} = \dot{m}_h\,(h_{h_1} - h_{h_2}) = \dot{m}_c\,(h_{c_2} - h_{c_1}) \tag{18.7}$$

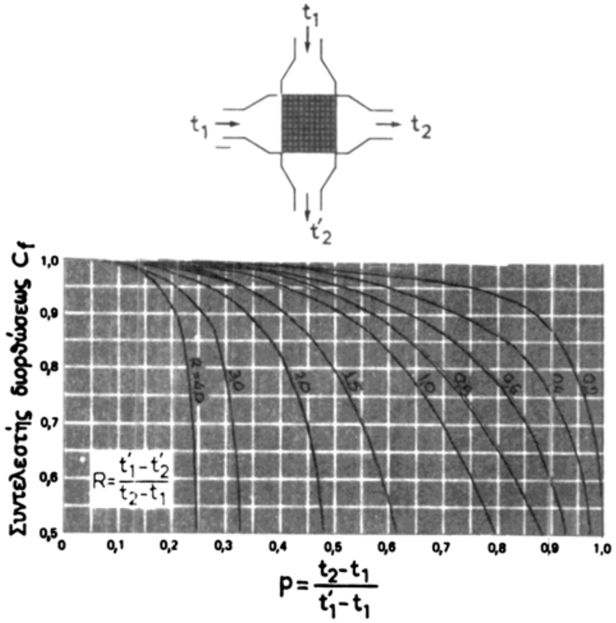
Δεδομένου ὅτι γιά καθαρές οὐσίες ἰσχύει προσεγγιστικά ἡ σχέση $\Delta h = c_p\,\Delta t$, ἡ ἐξίσωση (18.7) γράφεται ὡς:



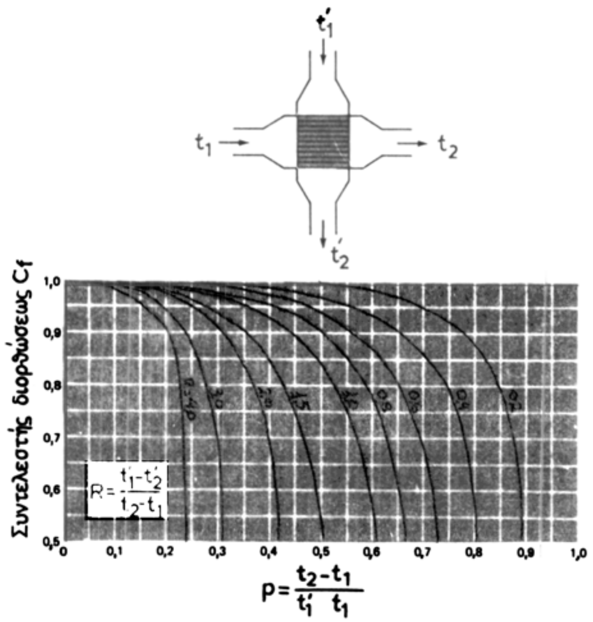
Σχ. 18.5δ.
Διάγραμμα συντελεστῆ διορθώσεως γιά μία διαδρομή στό κέλυφος καί δύο ἤ περισσότερες διαδρομές αὐλῶν.



Σχ. 18.5ε.
Διάγραμμα συντελεστῆ διορθώσεως μέ δύο διαδρομές στό κέλυφος καί τέσσερις ἤ περισσότερες διαδρομές αὐλῶν.



Σχ. 18.5στ.
Διάγραμμα συντελεστῆ διορθώσεως γιά ἐναλλάκτες τῆς μορφῆς τοῦ σχήματος 18.3δ.



Σχ. 18.5ζ.
Διάγραμμα συντελεστῆ διορθώσεως γιά ἐναλλάκτες τῆς μορφῆς τοῦ σχήματος 18.3γ.

$$\dot{Q} = \dot{m}_h\, c_{ph}\, (t_{h_1} - t_{h_2}) = \dot{m}_c\, c_{pc}\, (t_{c_2} - t_{c_1}) \qquad (18.7\alpha)$$

δπου $\dot{m}_h$, $\dot{m}_c$ ἡ παροχή μάζας τοῦ ζεστοῦ καί κρύου ρευστοῦ ἀντίστοιχα καί c_{ph}, c_{pc} ἡ εἰδική θερμότητα ζεστοῦ καί κρύου ρευστοῦ.

Ἀντίστοιχα γιά ***ἐναλλάκτη ἀντιρροῆς*** ἰσχύουν οἱ σχέσεις:

$$\dot{Q} = \dot{m}_h\, (h_{h_1} - h_{h_2}) = \dot{m}_c\, (h_{c_1} - h_{c_2}) \qquad (18.7\beta)$$

καί

$$\dot{Q} = \dot{m}_h\, c_{ph}\, (t_{h_1} - t_{h_2}) = \dot{m}_c\, c_{pc}\, (t_{c_1} - t_{c_2}) \qquad (18.7\gamma)$$

Ἔτσι, ἄν ὑπάρχει μία μόνο ἄγνωστη ποσότητα στίς ἐξισώσεις (18.7), μποροῦμε νά ὑπολογίσομε τή θερμότητα πού μεταδίδεται στόν ἐναλλάκτη. Ἔτσι, τήν ἐξίσωση (18.6) μποροῦμε νά τήν χρησιμοποιήσομε γιά τόν προσδιορισμό τῆς ἐπιφάνειας Α τοῦ ἐναλλάκτη καί συνεπῶς τοῦ μήκους τῶν αὐλῶν, δπως ἄλλωστε γίνεται συχνά στίς πρακτικές ἐφαρμογές, δπου συνήθως γνωρίζομε ἤ μποροῦμε μέ καλή προσέγγιση νά ἐκτιμήσομε τά ἀπαραίτητα γιά τόν ὑπολογισμό αὐτό στοιχεῖα.

Παράδειγμα 1.

Νερό παροχῆς 68 kg/min ζεσταίνεται ἀπό 35 σέ 70°C ἀπό λάδι τό ὁποῖο ἔχει εἰδική θερμότητα 1,9 kJ/kgK. Τά δύο ρευστά ρέουν μέ ἀντιρροή σέ ἐναλλάκτη τῆς μορφῆς τοῦ διπλοῦ σωλήνα καί τό λάδι εἰσέρχεται μέ θερμοκρασία 115°C καί ἐξέρχεται μέ θερμοκρασία 75°C. Ὁ συνολικός συντελεστής μεταδόσεως θερμότητας εἶναι 320 W/m²K. Νά ὑπολογισθεῖ ἡ ἐπιφάνεια τοῦ ἐναλλάκτη.

Λύση.

Τό κρύο ρευστό εἶναι τό νερό (c) καί τό ζεστό τό λάδι (h). Δεδομένου δτι ὁ ἐναλλάκτης εἶναι τῆς μορφῆς τοῦ διπλοῦ σωλήνα, μποροῦμε νά χρησιμοποιήσομε τήν ἐξίσωση (18.4) ἀπό τήν ὁποία ἡ ἐπιφάνεια τοῦ ἐναλλάκτη εἶναι ἴση μέ:

$$A = \frac{\dot{Q}}{K_o\, \Delta t_m} \qquad (1)$$

Ἀλλά ἀπό τήν ἐξίσωση (18.7γ) ἔχομε δτι:

$$\dot{Q} = \dot{m}_c\, c_{pc}\, (t_{c_1} - t_{c_2}) = \frac{68}{60} \times 4{,}186 \times (70 - 35) = 166{,}04\ \text{kW}$$

δπου γιά τό νερό $c_p = 4{,}186$ kJ/kgK.

Ἐπίσης, ἀπό τήν ἐξίσωση (18.5) ἡ ΜΛΘΔ εἶναι:

$$\Delta t_m = \frac{(75 - 35) - (115 - 70)}{\ln \dfrac{75 - 35}{115 - 70}} = 42{,}45\ \text{K}$$

Ἀντικαθιστοῦμε στήν ἐξίσωση (1) καί ἔχομε:

$$A = \frac{166{,}04 \times 10^3}{320 \times 42{,}45} = 12{,}22\ \text{m}^2$$

Παράδειγμα 2.

Νά ὑπολογισθεῖ ἡ ἐπιφάνεια τοῦ ἐναλλάκτη τοῦ παραδείγματος 1, ἄν ἡ ροή τῶν ρευστῶν ἦταν ὁμορροή καί ὅλα τά ἄλλα μεγέθη παραμένουν τά ἴδια.

Λύση.

Γιά τήν περίπτωση τῆς ὁμορροῆς ἐφαρμόζομε πάλι τήν ἐξίσωση (18.5) γιά τόν ὑπολογισμό τῆς ΜΛΘΔ, ἡ ὁποία δίνει:

$$\Delta t_m = \frac{(75-70)-(115-35)}{\ln\dfrac{75-70}{115-35}} = 27{,}05 \text{ K}$$

καί $$A = \frac{166{,}04 \times 10^3}{320 \times 27{,}05} = 19{,}18 \text{ m}^2$$

Ἔτσι, ὁ ἐναλλάκτης ὁμορροῆς χρειάζεται ἐπιφάνεια κατά 57% μεγαλύτερη ἀπό ὅ,τι ὁ ἐναλλάκτης ἀντιρροῆς γιά νά ἐπιτύχει τήν ἴδια μετάδοση θερμότητας.

Παράδειγμα 3.

Ἀντί γιά τό διπλό σωλήνα τοῦ παραδείγματος 1 χρησιμοποιοῦμε ἐναλλάκτη μέ κέλυφος καί αὐλούς [σχ. 18.3α(β)], ὅπου τό νερό ἐκτελεῖ μία διαδρομή στό κέλυφος καί τό λάδι δύο διαδρομές στούς σωλῆνες. Νά ὑπολογισθεῖ ἡ ἐπιφάνεια πού χρειάζεται γι' αὐτό τόν τύπο τοῦ ἐναλλάκτη, ἄν θεωρήσομε ὅτι ὁ συνολικός συντελεστής μεταδόσεως θερμότητας παραμένει 320 W/m^2K.

Λύση.

Ἀφοῦ ὁ ἐναλλάκτης δέν εἶναι τῆς μορφῆς τοῦ διπλοῦ σωλήνα, ἐφαρμόζομε τήν ἐξίσωση (18.6). Λύνοντας ὡς πρός A ἔχομε:

$$A = \frac{\dot{Q}}{K_o \, C_f \, \Delta t_m} \qquad (1)$$

Ἐπειδή ἔχομε ἐναλλάκτη ἀντιρροῆς ἀπό τό σχῆμα 18.5δ ἔχομε:

$$t_1' = 35°C \qquad t_2' = 70°C \qquad t_1 = 115°C \qquad t_2 = 75°C$$

$$P = \frac{t_2 - t_1}{t_1' - t_1} = \frac{75-115}{35-115} = 0{,}50$$

$$R = \frac{t_1' - t_2'}{t_2 - t_1} = \frac{35-70}{75-115} = 0{,}875$$

Ὁ συντελεστής διορθώσεως προκύπτει ἀπό τό σχῆμα 18.5δ $C_f = 0{,}87$.

Ἔτσι, ἡ Δt_m ἀπό τό παράδειγμα 1 διορθώνεται καί γίνεται $C_f \; \Delta t_m =$

36,93 K. Ἐπίσης $\dot{Q} = 166{,}04 \times 10^3$ W, ὁπότε ἀπό τήν ἐξίσωση (1) παίρνομε:

$$A = \frac{166{,}04 \times 10^3}{320 \times 36{,}93} = 14{,}05 \text{ m}^2$$

Βλέπομε δηλαδή ὅτι ἕνας πραγματικός ἐναλλάκτης χρειάζεται κατά 15% περισσότερη ἐπιφάνεια γιά νά ἔχει τήν ἴδια μεταφορά θερμότητας.

Παράδειγμα 4.

Νερό μέ παροχή 4 kg/s κυκλοφορεῖ μέσα στούς αὐλούς ἑνός ψυγείου μέ κέλυφος καί θερμαίνεται ἀπό 38 σέ 54°C. Στήν πλευρά τοῦ κελύφους κυκλοφορεῖ σέ μία διαδρομή ζεστό νερό μέ παροχή 2 kg/s καί θερμοκρασία εἰσόδου στό ψυγεῖο 93°C. Ὁ συνολικός συντελεστής μεταδόσεως θερμότητας εἶναι 1419 W/m^2K, ἡ διάμετρος τῶν αὐλῶν 2 cm καί ἡ μέση ταχύτητα ροῆς τοῦ κρύου νεροῦ μέσα στούς αὐλούς 22 m/min. Λόγω τοῦ περιορισμένου χώρου ὅπου πρόκειται νά ἐγκατασταθεῖ τό ψυγεῖο, τό μῆκος του δέν πρέπει νά εἶναι μεγαλύτερο ἀπό 2,5 m. Ζητεῖται: α) ὁ ἀριθμός τῶν διαδρομῶν τῶν αὐλῶν, β) ὁ ἀριθμός τῶν αὐλῶν ἀνά διαδρομή καί γ) τό μῆκος τῶν αὐλῶν.

Γιά τό νερό νά ληφθεῖ $c_p = 4{,}186$ kJ/kgK καί $\rho = 1000$ kg/m^3. Τό πάχος τῶν αὐλῶν θεωρεῖται ἀμελητέο.

Λύση.

α) Θεωροῦμε πρῶτα ὅτι τό ψυγεῖο εἶναι ἀντιρροῆς καί ἔχει μία διαδρομή αὐλῶν· στή συνέχεια θά δοῦμε ἄν ἱκανοποιεῖται ὁ περιορισμός τοῦ μήκους τοῦ ψυγείου (2,5 m). Τό μῆκος τῶν αὐλῶν γιά μία διαδρομή προκύπτει ἀπό τήν ἐπιφάνεια A, δηλαδή:

$$A = n\pi dL \tag{1}$$

ὅπου L τό μῆκος τῶν αὐλῶν (ἄγνωστος)
n ὁ ἀριθμός τῶν αὐλῶν ἀνά διαδρομή (ἄγνωστος)
d ἡ διάμετρος τῶν αὐλῶν
A ἡ συνολική πλευρική ἐπιφάνεια τῶν αὐλῶν (ἄγνωστος) (σχ. 18.5η).

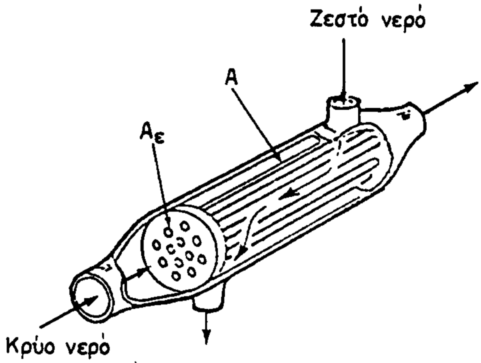
Γιά νά προσδιορίσομε τούς τρεῖς ἀγνώστους, πρέπει νά βροῦμε, ἐκτός ἀπό τήν ἐξίσωση (1), δύο ἀκόμη ἐξισώσεις.

Ἀπό τήν ἐξίσωση (18.6) ἔχομε:

$$A = \frac{\dot{Q}}{K_o C_f \Delta t_m} \tag{2}$$

ὅπου μποροῦμε νά προσδιορίσομε τή Δt_m ἀπό τήν ἐξίσωση (18.5), τό C_f ἀπό τό ἀντίστοιχο διάγραμμα καί τό $\dot{Q}$ ἀπό τήν ἐξίσωση (18.7α).

Ἐπίσης, ἡ κάθετη πρός τή ροή τοῦ κρύου νεροῦ ἐπιφάνεια A_ε, τῶν αὐλῶν (σχ. 18.5η) εἶναι ἴση μέ:



Σχ. 18.5η.
Ἐναλλάκτης ἀντιρροῆς.

$$A_\varepsilon = \frac{\dot{m}_c}{\rho v} \qquad (3)$$

ὅπου $\dot{m}_c$ ἡ παροχή τοῦ κρύου νεροῦ, kg/s
ρ ἡ πυκνότητα τοῦ νεροῦ, kg/m^3
v ἡ ταχύτητα τοῦ νεροῦ μέσα στούς αὐλούς, m/s.

ἀλλά $$A_\varepsilon = n\frac{\pi d^2}{4},$$

ὁπότε ἀντικαθιστώντας στήν ἐξίσωση (3) καί λύοντας ὡς πρός n, προκύπτει:

$$n = \frac{4\dot{m}_c}{\pi \rho v d^2} \qquad (4)$$

Οἱ ἐξισώσεις (1), (2) καί (4) ἀποτελοῦν ἕνα σύστημα τριῶν ἐξισώσεων μέ τρεῖς ἀγνώστους καί συνεπῶς μποροῦμε νά προχωρήσομε στή λύση τους.

Ἀπό τήν ἐξίσωση (18.7γ) ἔχομε:

$$\dot{Q} = \dot{m}_c\ c_{pc}\ (t_{c_1} - t_{c_2}) = 4 \times 4{,}186 \times (54 - 38) = 267{,}90\ \text{kW}$$

ἐπίσης $$\dot{m}_h\ c_{ph}\ (t_{h_1} - t_{h_2}) = \dot{Q}$$

ἤ $$t_{h_2} = t_{h_1} - \frac{\dot{Q}}{\dot{m}_h\ c_{ph}} = 93 - \frac{267{,}90}{2 \times 4{,}186} = 61^\circ\text{C}$$

Ἀπό τήν ἐξίσωση (18.5):

$$\text{ΜΛΘΔ} = \Delta t_m = \frac{(61 - 38) - (93 - 54)}{\ln \dfrac{61 - 38}{93 - 54}} = 30{,}3\ \text{K}$$

Ὁ συντελεστής C_f λαμβάνεται ἴσος μέ τή μονάδα, δεδομένου ὅτι ἔχομε μόνο μία διαδρομή αὐλῶν. Ἔτσι ἀπό τήν ἐξίσωση (2) παίρνομε:

$$A = \frac{267{,}90 \times 10^3}{1419 \times 1 \times 30{,}3} = 6{,}231 \text{ m}^2$$

Ἀπό τήν ἐξίσωση (4) παίρνομε τόν ἀριθμό τῶν αὐλῶν:

$$n = \frac{4 \times 4}{\pi \times 1000 \times \frac{22}{60} \times 0{,}02^2} = 34{,}72 \quad \text{ἤ} \quad n = 35 \text{ αὐλοί}$$

Ἀντικαθιστοῦμε στήν ἐξίσωση (1) καί λύοντας ὡς πρός L:

$$L = \frac{6{,}231}{35 \times \pi \times 0{,}02} = 2{,}833 \text{ m}$$

Αὐτό τό μῆκος τῶν αὐλῶν (2,833 m) εἶναι μεγαλύτερο ἀπό τό ἐπιτρεπόμενο μῆκος (2,5 m). Συνεπῶς πρέπει νά χρησιμοποιήσομε δύο διαδρομές αὐλῶν. Ἔτσι, στήν ἐξίσωση (2) πρέπει νά προσδιορίσομε τό C_f ἀπό τό σχῆμα (18.5δ):

$$t_1 = 38°C \qquad t_2 = 54°C \qquad t_1' = 93°C \qquad t_2' = 61°C$$

$$P = \frac{54 - 38}{93 - 38} = 0{,}291 \quad , \quad R = \frac{93 - 61}{54 - 38} = 2 \quad , \quad C_f = 0{,}88$$

ἄρα $$\Delta t_m = 0{,}88 \times 30{,}3 = 26{,}66 \text{ K}$$

καί $$A = \frac{267{,}90 \times 10^3}{1419 \times 26{,}66} = 7{,}08 \text{ m}^2$$

Ὁ ἀριθμός τῶν αὐλῶν ἀνά διαδρομή ἐξακολουθεῖ νά εἶναι 35, γιατί ἡ παροχή τῆς μάζας καί ἡ ταχύτητα τοῦ κρύου νεροῦ παραμένουν οἱ ἴδιες. Ἔτσι, γιά δύο διαδρομές ἡ συνολική πλευρική ἐπιφάνεια A δίνεται ἀπό τήν ἐξίσωση:

$$A = 2n\pi dL$$

ἤ $$L = \frac{A}{2n\pi d} = \frac{7{,}08}{2 \times 35 \times 3{,}14 \times 0{,}02} = 1{,}61 \text{ m}$$

Αὐτό τό μῆκος εἶναι μικρότερο τοῦ 2,5 m καί συνεπῶς τελικά ἐκλέγομε:

Ἀριθμό αὐλῶν ἀνά διαδρομή = 35
Ἀριθμό διαδρομῶν = 2
Μῆκος αὐλοῦ ἀνά διαδρομή = 1,61 m

18.6 Ἀποδοτικότητα ἐναλλακτῶν.

Στή θερμοδυναμική ἀνάλυση τῶν ἐναλλακτῶν ἡ ΜΛΘΔ εἶναι χρήσιμη, ἄν γνωρίζομε ἤ μποροῦμε νά ὑπολογίσομε τίς θερμοκρασίες εἰσόδου καί ἐξόδου τῶν ρευστῶν. Προσδιορίζομε τότε τή ΜΛΘΔ καί τήν ἐπιφάνεια, τή ροή τῆς θερμότητας ἤ τό συνολικό συντελεστή μεταδόσεως θερμότητας. Ὅταν δμως οἱ θερμοκρασίες εἰσόδου ἤ ἐξόδου γιά ἕνα δεδομένο ἐναλλάκτη πρέπει νά προσδιορισθοῦν, ἡ θερμοδυναμική ἀνάλυση γίνεται εὐκολότερα μέ μιά μέθοδο πού βασίζεται στήν ἀποδοτικότητα τοῦ ἐναλλάκτη ὡς πρός τή μεταφορά ἑνός ποσοῦ θερμότητας. Ἡ μέθοδος αὐτή προσφέρει ἐπίσης πολλά πλεονεκτήματα γιά τή σύγκριση καί ἐκλογή τοῦ κατάλληλου ἐναλλάκτη γιά ἕνα συγκεκριμένο σκοπό.

Τήν ***ἀποδοτικότητα*** τοῦ ἐναλλάκτη τήν ὁρίζομε ὡς:

$$\text{ἀποδοτικότητα } \varepsilon = \frac{\text{πραγματική}}{\text{μέγιστη δυνατή}} \text{ θερμότητα πού μεταφέρεται} \qquad (18.8)$$

Ἡ πραγματική θερμότητα πού μεταφέρεται μπορεῖ νά ὑπολογισθεῖ εἴτε ἀπό τήν ἀπώλεια ἐνέργειας τοῦ ζεστοῦ ρευστοῦ εἴτε ἀπό τήν αὔξηση τῆς ἐνέργειας τοῦ κρύου ρευστοῦ, δπως δίνεται στίς ἐξισώσεις (18.7).

Ἡ μέγιστη δυνατή θερμότητα πού μεταφέρεται σ' ἕνα ἐναλλάκτη ἐπιτυγχάνεται ὅταν ἡ μεταβολή τῆς θερμοκρασίας τοῦ ἑνός ἀπό τά ρευστά εἶναι ἴση μέ τή μέγιστη θερμοκρασιακή διαφορά πού ὑπάρχει στόν ἐναλλάκτη. Ἡ διαφορά αὐτή εἶναι προφανῶς ἡ διαφορά τῶν θερμοκρασιῶν εἰσόδου τοῦ ζεστοῦ καί κρύου ρευστοῦ. Τό ρευστό πού ὑφίσταται τή μέγιστη θερμοκρασιακή διαφορά εἶναι αὐτό τό ὁποῖο ἔχει τήν ***ἐλάχιστη*** τιμή στό $\dot{m}c_p$, ἐπειδή ἡ ἐνέργεια πού παίρνει τό ἕνα ρευστό πρέπει νά εἶναι ἴση μέ ἐκείνη πού δίνει τό ἄλλο. Ἔτσι, ἡ μέγιστη δυνατή θερμότητα πού μεταφέρεται εἶναι:

$$\dot{Q}_{max} = (\dot{m}c_p)_{min}\ (t_h - t_c) \qquad (18.9)$$

ὅπου t_h, t_c εἶναι οἱ θερμοκρασίες εἰσόδου τοῦ ζεστοῦ καί κρύου ρευστοῦ ἀντίστοιχα. Ἡ ποσότητα $(\dot{m}c_p)_{min}$ μπορεῖ νά ἀνήκει στό ζεστό ἤ κρύο ρευστό, ἀνάλογα μέ τίς τιμές τῆς παροχῆς τῆς μάζας $\dot{m}$ καί τῆς εἰδικῆς θερμότητας c_p.

Ἔτσι, γιά ἐναλλάκτη ὁμορροῆς, ἄν τό ζεστό ρευστό ἔχει τήν ἐλάχιστη τιμή τοῦ $\dot{m}c_p$, δηλαδή $(\dot{m}c_p)_h < (\dot{m}c_p)_c$, ἡ ἀποδοτικότητα ε εἶναι:

$$\varepsilon_h = \frac{\dot{m}_h\ c_{ph}\ (t_{h_1} - t_{h_2})}{\dot{m}_h\ c_{ph}\ (t_{h_1} - t_{c_1})} = \frac{t_{h_1} - t_{h_2}}{t_{h_1} - t_{c_1}} \qquad (18.10)$$

Ἄν τό κρύο ρευστό ἔχει τήν ἐλάχιστη τιμή τοῦ $\dot{m}c_p$, δηλ. $(\dot{m}c_p)_c < (\dot{m}c_p)_h$, ἡ ἀποδοτικότητα τοῦ ἐναλλάκτη εἶναι:

$$\varepsilon_c = \frac{\dot{m}_c\ c_{pc}\ (t_{c_2} - t_{c_1})}{\dot{m}_c\ c_{pc}\ (t_{h_1} - t_{c_1})} = \frac{t_{c_2} - t_{c_1}}{t_{h_1} - t_{c_1}} \qquad (18.10\alpha)$$

Γιά ἐναλλάκτη ἀντιρροῆς ἡ ἀποδοτικότητα ε εἶναι:

$$\varepsilon_h = \frac{\dot{m}_h\ c_{ph}\ (t_{h_1} - t_{h_2})}{\dot{m}_h\ c_{ph}\ (t_{h_1} - t_{c_2})} = \frac{t_{h_1} - t_{h_2}}{t_{h_1} - t_{c_2}} \qquad (18.11)$$

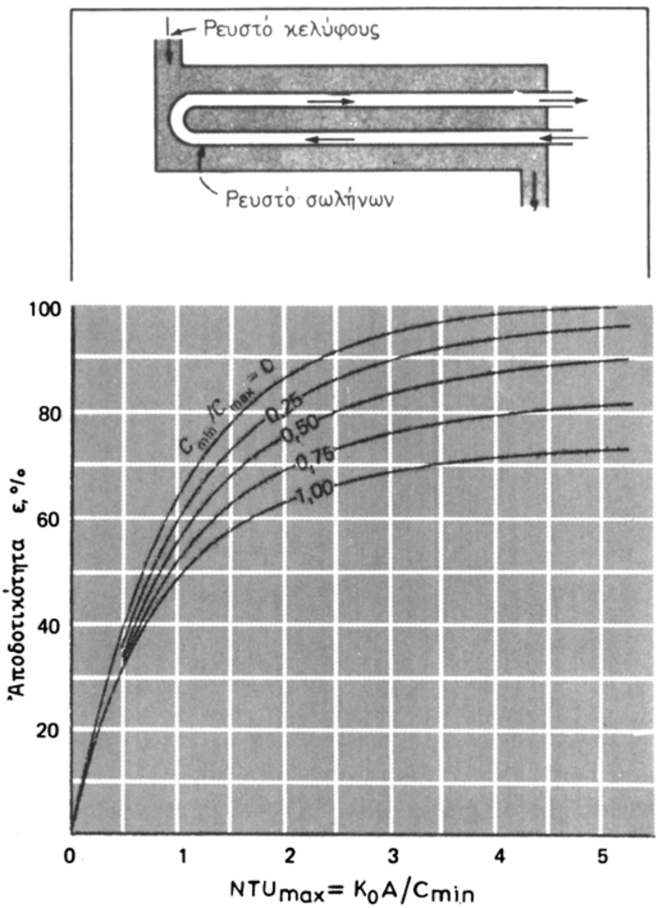
$$\varepsilon_c = \frac{\dot{m}_c\ c_{pc}\ (t_{c_1} - t_{c_2})}{\dot{m}_c\ c_{pc}\ (t_{h_1} - t_{c_2})} = \frac{t_{c_1} - t_{c_2}}{t_{h_1} - t_{c_2}} \qquad (18.11\alpha)$$

ὅπου τά ε_h καί ε_c ἔχουν τήν ἴδια σημασία ὅπως στίς ἐξισώσεις (18.10) καί (18.10α).

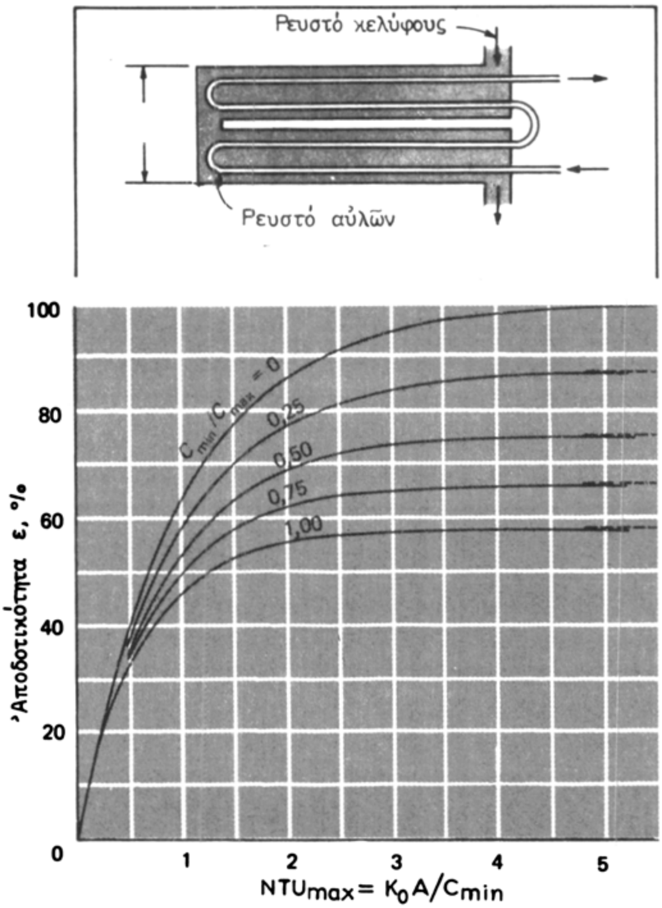
Ἀπό τίς πιό πάνω ἐξισώσεις φαίνεται ὅτι, ἄν γνωρίζομε τήν ἀποδοτικότητα ε καί τίς θερμοκρασίες εἰσόδου, μποροῦμε νά ὑπολογίσομε τίς θερμοκρασίες ἐξόδου καί ἀντίστροφα.

Ὁ προσδιορισμός τοῦ ε γίνεται ἀπό διαγράμματα πού ἀναφέρονται σέ διαφόρους τύπους ἐναλλακτῶν. Δίνομε ἐδῶ ἐνδεικτικά δύο τέτοια διαγράμματα (σχήματα 18.6α καί 18.6β) γιά ἐναλλάκτες ἀντιρροῆς μέ αὐλούς σέ κέλυφος, γιατί αὐτός ὁ τύπος ἐναλλάκτη ἔχει τή μεγαλύτερη πρακτική ἐφαρμογή. Στά διαγράμματα αὐτά ὑπάρχουν δύο ἀδιάστατοι ὅροι:

Ὁ ἕνας εἶναι ὁ λόγος C_{min} / C_{max} πού εἶναι ἴσος μέ:



Σχ. 18.6α.
Ἀποδοτικότητα ἐναλλάκτη ἀντιρροῆς μέ μία διαδρομή κελύφους καί 2, 4, 6 κλπ. διαδρομές αὐλῶν.



Σχ. 18.6β.
Ἀποδοτικότητα ἐναλλάκτη ἀντιρροῆς μέ δύο διαδρομές κελύφους καί 4, 8, 12 κλπ. διαδρομές αὐλῶν.

$$\frac{C_{min}}{C_{max}} = \frac{(\dot{m}c_p)_{min}}{(\dot{m}c_p)_{max}} \qquad (18.12)$$

καί ὁ ἄλλος εἶναι NTU_{max} πού εἶναι ἴσος μέ:

$$NTU_{max} = \frac{K_o\, A}{C_{min}} \qquad (18.13)$$

Ἄς δοῦμε ὅμως πῶς χρησιμοποιοῦνται αὐτά τά διαγράμματα στήν περίπτωση π.χ. ἑνός ψυγείου λαδιοῦ μιᾶς μηχανῆς Diesel, μέ στοιχεῖα ὅπως παρουσιάζονται στήν πράξη.

Παράδειγμα.

Τό ψυγεῖο λαδιοῦ μιᾶς μηχανῆς Diesel εἶναι ἐναλλάκτης ἀντιρροῆς μέ κέλυφος καί δύο διαδρομές αὐλῶν. Τό λάδι ψύχεται ἀπό θαλασσινό νερό πού κυκλοφορεῖ μέσα στούς αὐλούς καί ἔχει θερμοκρασία εἰσόδου 25°C καί παροχή 1,1kg/s. Τό λάδι (c_p = 1,9 kJ/kgK) κυκλοφορεῖ μέσα στό κέλυφος σέ μία διαδρομή καί ἔχει θερμοκρασία εἰσόδου 80°C καί παροχή 2,5 kg/s. Ἡ ἐπιφάνεια τῶν αὐλῶν τοῦ ψυγείου εἶναι 16 m² καί ὁ συνολικός συντελεστής μεταδόσεως θερμότητας 330 W/m²K. Ζητεῖται: α) ἡ θερμοκρασία ἐξόδου τοῦ νεροῦ καί τοῦ λαδιοῦ καί β) τό ποσό τῆς θερμότητας πού μεταφέρεται.

Λύση.

α) Ἡ θερμοκρασία ἐξόδου τοῦ νεροῦ t_{c_1} προσδιορίζεται ἀπό τήν ἐξίσωση (18.11) ἤ (18.11α), ἀνάλογα μέ τό ποιό ρευστό ἔχει $(\dot{m}c_p)_{min}$. Ὑπολογίζομε:

$$\dot{m}_h\ c_{ph} = 2{,}5 \times 1{,}9 = 4{,}75\ \mathrm{kW/K}$$

$$\dot{m}_c\ c_{pc} = 1{,}1 \times 4{,}186 = 4{,}60\ \mathrm{kW/K}$$

Ἔτσι τό νερό (κρύο ρευστό) ἔχει τό $(\dot{m}c_p)_{min}$. Ἀπό τίς ἐξισώσεις (18.12) καί (18.13) ἔχομε:

$$\frac{C_{min}}{C_{max}} = \frac{4{,}60}{4{,}75} = 0{,}97$$

καί

$$NTU_{max} = \frac{K_o A}{C_{min}} = \frac{330 \times 16}{4600} = 1{,}15$$

Ἀπό τά διαγράμματα τοῦ σχήματος 18.6α βρίσκομε ὅτι ἡ ἀποδοτικότητα εἶναι:

$$\varepsilon = \varepsilon_c = 0{,}50$$

Ἐπειδή τό νερό ἔχει τό $(\dot{m}c_p)_{min}$, χρησιμοποιοῦμε τήν ἐξίσωση (18.11α). Λύοντας ὡς πρός t_{c_1} ἔχομε ὅτι ἡ θερμοκρασία ἐξόδου τοῦ νεροῦ εἶναι:

$$t_{c_1} = \varepsilon_c\ (t_{h_1} - t_{c_2}) + t_{c_2} = 0{,}50 \times (80 - 25) + 25 = 52{,}50°\mathrm{C}$$

Ἡ θερμοκρασία ἐξόδου τοῦ λαδιοῦ βρίσκεται ἀπό τήν ἐξίσωση (18.7γ): Λύοντας ὡς πρός t_{h_2} παίρνομε:

$$t_{h_2} = t_{h_1} + \frac{\dot{m}_c\ c_{pc}}{\dot{m}_h\ c_{ph}}\ (t_{c_2} - t_{c_1}) =$$

$$= 80 + \frac{4{,}60}{4{,}75}\ (25 - 52{,}50) = 53{,}37°\mathrm{C}$$

β) Τό ποσό τῆς θερμότητας $\dot{Q}$ ὑπολογίζομε ἀπό τήν ἐξίσωση (18.6), ἀφοῦ πρῶτα προσδιορίσομε τό C_f ἀπό τό διάγραμμα (σχ. 18.5δ) καί τήν Δt_m ἀπό τήν ἐξίσωση (18.5):

$$t_1 = 25°C \quad t_2 = 52{,}5°C \quad t_1' = 80°C \quad t_2' = 53{,}37°C$$

$$P = \frac{52{,}5 - 25}{80 - 25} = 0{,}50 \quad , \quad R = \frac{80 - 53{,}37}{52{,}5 - 25} = 0{,}97 \quad , \; C_f = 0{,}82$$

$$\Delta t_m = \frac{(53{,}37 - 25) - (80 - 52{,}50)}{\ln \dfrac{53{,}37 - 25}{80 - 52{,}50}} = 27{,}93 \text{ K}$$

Ἄρα $\dot{Q} = K_o C_f \, A \, \Delta t_m = 330 \times 0{,}82 \times 16 \times 27{,}93 = 120{,}94$ kW.

Παρατήρηση.

Ὑπάρχουν ἀκόμη πολλά πού θά μπορούσαμε νά ἀναφέρομε γιά τούς ἐναλλάκτες θερμότητας, ξεφεύγουν ὅμως ἀπό τά ὅρια αὐτοῦ τοῦ βιβλίου. Πιστεύομε ὅτι ὁ σπουδαστής ἔχει ἀποκτήσει μερικές βασικές γνώσεις ἐπάνω στά φαινόμενα τῆς μεταδόσεως θερμότητας στούς ἐναλλάκτες, ὥστε νά μπορεῖ νά προχωρήσει σέ βάθος στή μελέτη τῶν πολύ βασικῶν αὐτῶν μονάδων τῶν προωστηρίων καί ἄλλων ἐγκαταστάσεων.

18.7 Ἀσκήσεις.

1. Ζεστά καυσαέρια χρησιμοποιοῦνται σέ ἐναλλάκτη σταυρορροῆς (σχ. 18.3δ) γιά τή θέρμανση 2,5 kg/s νεροῦ ἀπό 35 σέ 85°C. Τά καυσαέρια (c_p = 1,09 kJ/kgK) εἰσέρχονται στόν ἐναλλάκτη μέ θερμοκρασία 200°C καί ἐξέρχονται μέ 93°C. Ὁ συνολικός συντελεστής μεταδόσεως θερμότητας εἶναι 180 W/m²K. Ζητεῖται ἡ ἐπιφάνεια τοῦ ἐναλλάκτη.
(*Ἀπ.:* 37,5 m²)

2. Νά λυθεῖ ἡ ἄσκηση 1, ἀλλά μέ ἐναλλάκτη κελύφους καί αὐλῶν ὅπου τά καυσαέρια κυκλοφοροῦν στό κέλυφος σέ μία διαδρομή, ἐνῶ τό νερό στούς αὐλούς σέ δύο διαδρομές.
(*Ἀπ.:* 40 m²)

3. Θέλομε νά ζεστάνομε 230 kg/h νεροῦ ἀπό 35 σέ 93°C μέ λάδι (c_p = 2,1 kJ/kgK) τό ὁποῖο ἔχει ἀρχική θερμοκρασία 175°C. Ἡ παροχή τοῦ λαδιοῦ εἶναι ἐπίσης 230 kg/h. Δύο μόνο ἐναλλάκτες τῆς μορφῆς τοῦ διπλοῦ σωλήνα εἶναι διαθέσιμοι:
ἐναλλάκτης 1: K_o = 570 W/m²K A = 0,47 m²
ἐναλλάκτης 2: K_o = 370 W/m²K A = 0,94 m²
Ποιόν ἐναλλάκτη πρέπει νά χρησιμοποιήσομε καί γιατί;
(*Ἀπ.:* Ἐναλλάκτης 2)

4. Ζεστό νερό εἰσέρχεται σέ ἐναλλάκτη ἀντιρροῆς μέ θερμοκρασία 99°C. Τό νερό αὐτό θερμαίνει ἕνα ψυχρό ρεῦμα νεροῦ ἀπό 4 σέ 32°C, τό ὁποῖο περνᾶ μέσα ἀπό τούς αὐλούς σέ μία διαδρομή. Ἡ παροχή τοῦ ζεστοῦ νεροῦ εἶναι 2,6 kg/s καί τοῦ ψυχροῦ νεροῦ 1,3 kg/s. Ὁ συνολικός συντελεστής μεταδόσεως θερμότητας εἶναι 830 W/m²K. Ζητεῖται ἡ ἐπιφάνεια τοῦ ἐναλλάκτη.
(*Ἀπ.:* 2,49 m²)

5. Ζεστό νερό θερμοκρασίας 80°C εἰσέρχεται μέσα σέ ἐναλλάκτη ἀντιρροῆς γιά τή θέρμανση λαδιοῦ ἀπό 25 σέ 48°C. Ζητεῖται ἡ ἀποδοτικότητα ε τοῦ ἐναλλάκτη.
(*Ἀπ.:* 0,418)

6. Ένας έναλλάκτης θερμότητας άντιρροῆς μέ δύο διαδρομές στό κέλυφος καί τέσσερις διαδρομές αὐλῶν χρησιμοποιεῖται γιά τήν ψύξη λαδιοῦ ($c_p = 3{,}5$ kJ/kgK) παροχῆς 9100 kg/h. Τό λάδι είσέρχεται μέσα στούς αὐλούς μέ θερμοκρασία 120°C καί ἐξέρχεται μέ 49°C. Τό νερό είσέρχεται στό κέλυφος μέ θερμοκρασία 21°C καί παροχή 11360 kg/h. Ὁ συνολικός συντελεστής μεταδόσεως θερμότητας εἶναι 114 W/m²K. Ζητεῖται: α) ἡ θερμότητα πού μεταφέρεται, β) ἡ ΜΛΘΔ καί γ) ἡ ἐπιφάνεια τοῦ ἐναλλάκτη.

(*Ἀπ.:* α) 628,15 kW, β) 34,69 K, γ) 159m²)

7. Ένας έναλλάκτης άντιρροῆς μέ μία διαδρομή στό κέλυφος καί τέσσερις διαδρομές αὐλῶν χρησιμοποιεῖται γιά τή θέρμανση νεροῦ παροχῆς 0,38 kg/s καί θερμοκρασίας εἰσόδου 120°C. Ἡ θέρμανση γίνεται μέ καυσαέρια ($c_p = 1{,}47$ kJ/kgK) πού κυκλοφοροῦν μέσα στό κέλυφος τοῦ ἐναλλάκτη μέ παροχή 0,51 kg/s καί θερμοκρασία εἰσόδου 260°C. Ὁ συνολικός συντελεστής μεταδόσεως θερμότητας εἶναι 230 W/m² K καί ἡ ἐπιφάνεια τοῦ ἐναλλάκτη 10 m². Ζητεῖται: α) ἡ ἀποδοτικότητα ε, β) ἡ θερμοκρασία ἐξόδου τοῦ νεροῦ καί τῶν καυσαερίων καί γ) ἡ θερμότητα πού μεταφέρεται.

(*Ἀπ.:* α) 0,82, β) 174°C 145°C, γ) 165,5 kW)

ΠΙΝΑΚΑΣ ΣΥΜΒΟΛΩΝ

A	Ἐπιφάνεια, m^2
a	Συντελεστής θερμικῆς διαπερατότητας, m^2/s
a	Ταχύτητα τοῦ ἤχου, m/s
b_e	Εἰδική κατανάλωση καυσίμου kg/kWh
C	Σταθερά
C_f	Συντελεστής διορθώσεως
c_n	Εἰδική θερμότητα πολυτροπικῆς διεργασίας, J/kgK
c_p	Εἰδική θερμότητα μέ σταθερή πίεση, J/kgK
c_υ	Εἰδική θερμότητα μέ σταθερό ὄγκο, J/kgK
d	Διάμετρος, m
E	Συνολική ἐνέργεια μάζας, J
E_δ	Δυναμική ἐνέργεια, J
E_κ	Κινητική ἐνέργεια, J
e	Εἰδική ἐνέργεια μάζας, J/kg
F	Δύναμη, N
Gr	Ἀριθμός Grashof (ἀδιάστατος)
g	Ἐπιτάχυνση βαρύτητας, m/s^2
$\dot{H}$	Ὁλική ἐνέργεια στή μονάδα τοῦ χρόνου, W
H_0	Ἀνώτερη θερμογόνος δύναμη καυσίμου, J/kg
H_u	Κατώτερη θερμογόνος δύναμη καυσίμου, J/kg
h	Εἰδική ἐνθαλπία, J/kg
J	Μηχανικό ἰσοδύναμο θερμότητας
K_o	Συνολικός συντελεστής μεταδόσεως θερμότητας, W/m^2K
k	Λόγος εἰδικῶν θερμοτήτων c_p καί c_υ
L	Μῆκος, m
M	Ἀριθμός Mach (ἀδιάστατος)
m	Μάζα, kg
$\dot{m}$	Παροχή μάζας, kg/s
Nu	Ἀριθμός Nusselt (ἀδιάστατος)
n	Ἐκθέτης πολυτροπικῆς διεργασίας
Pe	Ἀριθμός Peclet (ἀδιάστατος)
Pr	Ἀριθμός Prandtl (ἀδιάστατος)
p	Πίεση, N/m^2 (Pa)
p_κ	Κρίσιμη πίεση, N/m^2 (Pa)
Q	Θερμότητα, J
$\dot{Q}$	Θερμική ἰσχύς, W
q	Εἰδική θερμότητα, J/kg
q_υ	Θερμότητα ὑδρατμῶν καυσαερίων, J/kg
$q_{\xi\kappa}$	Θερμότητα ξηρῶν καυσαερίων, J/kg
R	Σταθερά τέλειου ἀερίου, J/kgK
$\bar{R}$	Διεθνής σταθερά ἀερίου, J/kgmol
Re	Ἀριθμός Reynolds (ἀδιάστατος)
R_f	Συντελεστής ρυπάνσεως ἐναλλακτῶν, m^2K/W
r	ἀκτίνα, m
r	Βαθμός συμπιέσεως, ἐκτονώσεως
$r_{a/f}$	Πραγματικός λόγος ἀέρα - καυσίμου
$r'_{a/f}$	Στοιχειομετρικός λόγος ἀέρα - καυσίμου
r_o	Κρίσιμη ἀκτίνα θερμομονώσεως, m
r_p	Λόγος πιέσεως σέ ἀεριοστροβίλους
S	Ὁλική ἐντροπία, J/K
St	Ἀριθμός Stanton (ἀδιάστατος)
s	Εἰδική ἐντροπία, J/kgK
T	Ἀπόλυτη θερμοκρασία, K
t	Θερμοκρασία, °C
U	Ἐσωτερική ἐνέργεια, J
u	Εἰδική ἐσωτερική ἐνέργεια, J/kg
V	Ὁλικός ὄγκος, m^3
v	Ταχύτητα, m/s
υ	Εἰδικός ὄγκος, m^3/kg
W	Ἔργο, J
$\dot{W}$	Ἰσχύς, W
w	Εἰδικό ἔργο, J/kg
x	Βαθμός ξηρότητας ἀτμοῦ
y	Λόγος ἀέρα - μίγματος ὑδρατμοῦ
α	Συντελεστής μεταφορᾶς θερμότητας, W/m^2K
Δt_m	Μέση λογαριθμική θερμοκρασιακή διαφορά, K
δ	Πάχος ὑδροδυναμικοῦ ὁριακοῦ στρώματος, m
δ_θ	Πάχος θερμικοῦ ὁριακοῦ στρώματος, m
ε	Ἀποδοτικότητα ἐναλλακτῶν
ε_r	Συντελεστής ἀκτινοβολίας
η_θ	Θερμικός βαθμός ἀποδόσεως
η_b	Βαθμός ἀποδόσεως λέβητα

η_c	Βαθμός ἀποδόσεως ἀεροσυμπιεστῆ
η_{cn}	Βαθμός συμπιέσεως ἀεροσυμπιεστῆ
η_d	Βαθμός ἀποδόσεως διασκορπιστῆρα
η_m	Μηχανικός βαθμός ἀποδόσεως
η_n	Βαθμός ἀποδόσεως προφυσίου
η_p	Ἐσωτερικός βαθμός ἀποδόσεως ἀντλίας
η_t	Ἐσωτερικός βαθμός ἀποδόσεως στροβίλου
η_υ	Ὀγκομετρικός βαθμός ἀποδόσεως ἀεροσυμπιεστῆ
λ	Συντελεστής θερμικῆς ἀγωγιμότητας, W/mK
λ_ε	Λόγος ἐκρήξεως

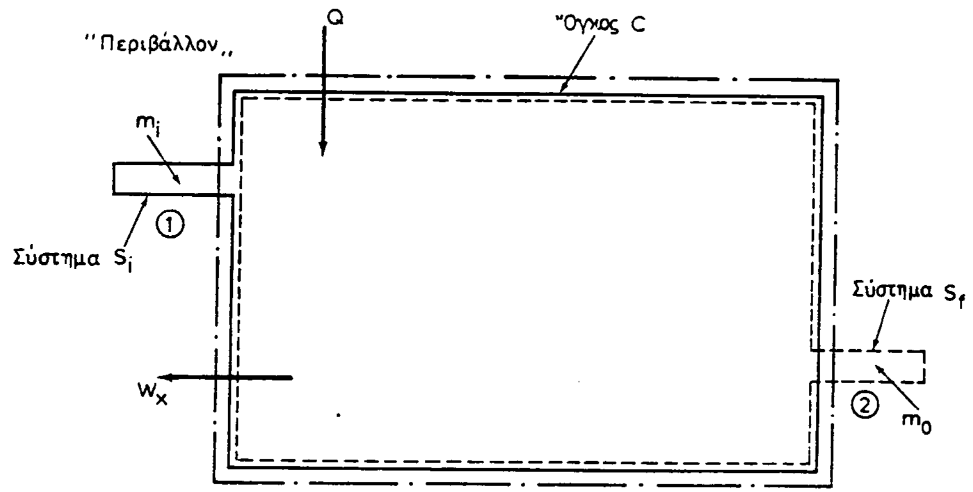
μ	Δυναμικό ἰξῶδες, kg/ms
ν	Κινηματικό ἰξῶδες, m^2/s
ρ	Πυκνότητα, kg/m^3
ρ_κ	Βαθμός καύσεως
σ	Σταθερά Stefan - Bolzmann, W/m^2K^4
σ_λ	Συντελεστής λειτουργίας ψυκτικῆς ἐγκαταστάσεως
$\sigma_{\lambda\alpha}$	Συντελεστής λειτουργίας ἀντλίας θερμότητας
φ	Σχετική ὑγρασία
ω	Εἰδική ὑγρασία

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Α
ΑΠΟΔΕΙΞΕΙΣ ΜΕΡΟΥΣ ΤΩΝ ΕΞΙΣΩΣΕΩΝ ΤΟΥ ΚΕΙΜΕΝΟΥ

Α1 ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΤΕΤΑΡΤΟ

Πρῶτος νόμος τῆς θερμοδυναμικῆς γιά ἀνοικτά συστήματα. Ἀπόδειξη ἐξισώσεως (4.11).

Ἔστω ὁ ὄγκος C πού φαίνεται στό σχῆμα Α1. Ἐκλέγομε τό σύστημα πού ὁρίζεται ἀπό τά ὅρια μέ συμβολισμό S_i. Τά ὅρια τοῦ συστήματος S_i καί τοῦ ὄγκου C ταυτίζονται ἐκτός ἀπό τό τμῆμα 1, ὅπου τό σύστημα περιλαμβάνει μία ἐπιπλέον μάζα m_i. Σέ κάποια ἄλλη χρονική στιγμή, κατά τήν ὁποία ἡ μάζα m_i εἰσῆλθε στόν ὄγκο C, τά ὅρια τοῦ συστήματος S_i καί τοῦ ὄγκου C ταυτίζονται. Ταυτόχρονα ὅμως ἕνα μέρος τῆς μάζας πού ὑπῆρχε στόν ὄγκο C μετακινήθηκε πρός τά ἔξω καί συνεπῶς τά ὅρια τοῦ συστήματος μεταβλήθηκαν σέ S_f, (σχ. Α1). Τά ὅρια τώρα τοῦ συστήματος S_f ταυτίζονται μέ τά ὅρια τοῦ ὄγκου C ἐκτός ἀπό τό τμῆμα 2 ὅπου ὑπάρχει μάζα m_0.



Σχ. Α1.

Τό σύστημα ἐξετέλεσε μιά διεργασία καί τά Q καί W_x θεωροῦνται ὡς ἀποτέλεσμα τῆς διεργασίας αὐτῆς. Ἀπό τόν πρῶτο νόμο τῆς θερμοδυναμικῆς (ἐξίσωση 4.5 κειμένου), ἔχομε ὅτι:

$$Q - W = \Delta E \tag{A1}$$

Στό καθαρό ἔργο, W, συμπεριλαμβάνεται, ἐκτός ἀπό τό ἔργο W_x πού ἔγινε πρός τό «περιβάλλον» τοῦ συστήματος, τό ἔργο πού ἔγινε ἀπό τίς μετατοπίσεις τῶν ορίων τοῦ συστήματος στά τμήματα 1 καί 2. Ἄν οἱ εἰδικοί ὄγκοι τῆς μάζας τοῦ ἐργαζόμενου μέσου στά τμήματα 1 καί 2 εἶναι υ_i καί υ_0, οἱ ὄγκοι πού προκύπτουν ἀπό τίς μετατοπίσεις εἶναι $\upsilon_i\, m_i$ καί $\upsilon_0\, m_0$ ἀντίστοιχα. Ἄν οἱ πιέσεις στά τμήματα αὐτά εἶναι p_i καί p_0, τό ἔργο τῆς μετατοπίσεως εἶναι $-p_i\, \upsilon_i\, m_i$ καί $p_0\, \upsilon_0\, m_0$. Συνεπῶς τό καθαρό ἔργο W εἶναι ἴσο μέ:

$$W = W_x - p_i\, \upsilon_i\, m_i + p_0 \upsilon_0 m_0 \tag{A2}$$

Ἄς δοῦμε τώρα ποιά ἔκφραση παίρνει ἡ μεταβολή τῆς ἐνέργειας τοῦ συστήματος ΔΕ. Ἔστω E_{ci} καί E_{cf} ἡ ἀρχική καί τελική ἐνέργεια τοῦ ἐργαζόμενου μέσου στόν ὄγκο C καί e_i, e_0 οἱ εἰδικές ὁλικές ἐνέργειες τῶν μαζῶν m_i καί m_0. Ἔχομε τότε ὅτι ἡ ἀρχική ἐνέργεια τοῦ συστήματος εἶναι:

$$e_i\, m_i + E_{ci}$$

ἐνῶ ἡ τελική ἐνέργεια τοῦ συστήματος εἶναι:

$$e_0\, m_0 + E_{cf}$$

Ἔτσι, ἡ ἐξίσωση (A1) μπορεῖ γραφεῖ ὡς:

$$Q - (W_x - p_i\, \upsilon_i\, m_i + p_0\, \upsilon_0\, m_0) = E_{cf} + e_0\, m_0 - E_{ci} - e_i\, m_i \tag{A3}$$

Γιά μή μεταβατικά φαινόμενα, δηλαδή γιά σταθερές συνθῆκες ροῆς τοῦ ἐργαζόμενου μέσου, ἡ ἀρχική καί ἡ τελική ἐνέργεια τοῦ συστήματος παραμένει σταθερή. Δηλαδή:

$$E_{ci} = E_{cf} \tag{A4}$$

Ὁπότε ἡ ἐξίσωση (A3) σέ σχέση μέ τό χρόνο παίρνει τή μορφή τῆς ἐξισώσεως (4.11) τοῦ κειμένου:

$$\dot{Q} + (e + p\upsilon)_i\, \dot{m}_i = (e + p\upsilon)_0\, \dot{m}_0 + \dot{W} \quad \text{(ἐξίσωση 4.11)} \tag{A5}$$

ὅπου, ἀντί γιά W_x θέσαμε $\dot{W}$ τό ἔργο τοῦ συστήματος πρός τό «περιβάλλον», ἀνά μονάδα χρόνου.

Α2 ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΕΚΤΟ

Ἀδιαβατική διεργασία τέλειου ἀερίου. Ἀπόδειξη ἐξισώσεων (6.19) ἕως (6.23).

Γιά τήν ἀδιαβατική διεργασία ἕνας τέλειου ἀερίου ἰσχύει ἡ μαθηματική σχέση:

$$p\upsilon^k = \sigma\tau\alpha\theta.$$

ἡ ὁποία μεταξύ δύο καταστάσεων 1 καί 2 δίνει:

$$p_1\upsilon_1{}^k = p_2\,\upsilon_2{}^k \qquad (A6)$$

Ἀπό τή χαρακτηριστική ἐξίσωση τῶν τελείων ἀερίων $p\upsilon = RT$ ἔχομε:

$$p_1 = \frac{RT_1}{\upsilon_1} \qquad p_2 = \frac{RT_2}{\upsilon_2} \qquad (A7)$$

Ἀντικαθιστώντας τίς ἐξισώσεις (Α7) στήν ἐξίσωση (Α6) ἔχομε τήν ἐξίσωση (6.20) τοῦ κειμένου:

$$\frac{RT_1}{\upsilon_1}\,\upsilon_1^k = \frac{RT_2}{\upsilon_2}\,\upsilon_2^k$$

$$T_1\,\upsilon_1{}^{k-1} = T_2\,\upsilon_2{}^{k-1}$$

$$\frac{\upsilon_2}{\upsilon_1} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{1/(k-1)} \qquad (\text{ἐξίσωση } 6.20) \qquad (A8)$$

Ἐπίσης, ἄν διαιρέσομε κατά μέλη τίς ἐξισώσεις (Α7), ἔχομε:

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2}\,\frac{\upsilon_2}{\upsilon_1} \quad \text{ἤ} \quad \frac{\upsilon_2}{\upsilon_1} = \frac{p_1}{p_2}\,\frac{T_2}{T_1}$$

Ἀντικαθιστώντας στήν ἐξίσωση (Α8) παίρνομε τήν ἐξίσωση (6.21):

$$\frac{p_1}{p_2}\,\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{1/(k-1)} \quad \text{ἤ} \quad \frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)\left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{1/(k-1)}$$

$$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{k/(k-1)} \qquad (\text{ἐξίσωση } 6.21) \qquad (A9)$$

Ἀπό τόν πρῶτο θερμοδυναμικό νόμο γιά κλειστά συστήματα, ἐξίσωση (4.10), ἔχομε:

$$Q = m\,(u_2 - u_1) + W$$

Ἀλλά ἀπό τήν ἐξίσωση (6.9) καί γιά ἀδιαβατική διεργασία ($Q = 0$):

$$W = m\,(u_1 - u_2) = mc_\upsilon\,(t_1 - t_2) = mc_\upsilon\,(T_1 - T_2) \qquad (A10)$$

Ὁπότε, μέ βάση τή ἐξίσωση τῶν τελείων ἀερίων καί τίς ἐξισώσεις (6.10) καί (6.11) παίρνομε τήν ἐξίσωση (6.23):

$$W = mc_\upsilon\ (T_1 - T_2) = m\frac{c_\upsilon}{R}(p_1\upsilon_1 - p_2\upsilon_2)$$

$$\text{ἀλλά } k = \frac{c_p}{c_\upsilon} = \frac{c_\upsilon + R}{c_\upsilon} = 1 + \frac{R}{c_\upsilon} \quad \text{ἤ} \quad \frac{c_\upsilon}{R} = \frac{1}{k-1}$$

$$\text{ὁπότε} \quad W = m\,\frac{p_2\upsilon_2 - p_1\,\upsilon_1}{1-k} \qquad \text{(ἐξίσωση 6.23)} \qquad (A11)$$

$$\text{ἤ} \quad W = mR\,\frac{T_2 - T_1}{1-k} \qquad \text{(ἐξίσωση 6.23α)} \qquad (A12)$$

Α3 ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΕΒΔΟΜΟ

Ἔργο κύκλου Carnot. Ἀπόδειξη ἐξισώσεως (7.6).

Ἀπό τήν ἐξίσωση (7.1) ἔχομε ὅτι τό καθαρό ἔργο εἶναι:

$$W = Q_H - Q_C \qquad (A13)$$

ὅπου Q_H καί Q_C εἶναι ἡ θερμότητα πού δίνεται καί πού ἀφαιρεῖται ἀπό τόν κύκλο Carnot κατά τίς ὑπό σταθερή θερμοκρασία T_H καί T_C διεργασίες 1 — 2 καί 3 — 4 ἀντίστοιχα (σχ. 7.5α).

Σύμφωνα μέ τόν πρῶτο θερμοδυναμικό νόμο, κατά τήν ὑπό σταθερή θερμοκρασία διεργασία σέ κλειστό σύστημα, ἡ μεταβολή τῆς ἐσωτερικῆς ἐνέργειας τοῦ ἐργαζόμενου μέσου εἶναι μηδέν ($\Delta U = 0$). Ὁπότε:

$$Q = W = \int pdV \qquad (A14)$$

Ἔτσι, στή διεργασία 1 — 2, μέ τίς σχέσεις τῶν τελείων ἀερίων, ἔχομε:

$$Q_H = W_{12} = \int_1^2 pdV = p_1\,V_1 \ln\frac{V_2}{V_1} = mRT_H \ln\frac{V_2}{V_1}$$

καί στή διεργασία 3 — 4 ἔχομε ἐπίσης:

$$Q_C = W_{34} = -\int_3^4 pdV = -\,p_3\,V_3 \ln\frac{V_4}{V_3} = -\,mRT_C \ln\frac{V_4}{V_3}$$

Ἀντικαθιστώντας στήν ἐξίσωση (Α13), παίρνομε τό καθαρό ἔργο τοῦ κύκλου Carnot. ἐξίσωση (7.6):

$$W = mRT_H \ln\frac{V_2}{V_1} + mRT_C \ln\frac{V_4}{V_3} \qquad \text{(ἐξίσωση 7.6)} \qquad (A15)$$

A4 ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΟΓΔΟΟ

Ἐντροπία τέλειων ἀερίων. Ἀπόδειξη ἐξισώσεων (8.4), (8.5) καί (8.6).

Γιά μία ἀναστρέψιμη διεργασία (ἐξίσωση 8.1), ἔχομε ὅτι:

$$dS = \frac{dQ}{T} \tag{A16}$$

καί γιά ἕνα τέλειο ἀέριο γιά κάθε ἀναστρέψιμη διεργασία:

$$dQ = mc_n\, dT$$

Ἄρα, γιά μία ἀναστρέψιμη διεργασία 1 — 2 μέ σταθερή εἰδική θερμότητα, ἔχομε ὅτι:

$$dS = mc_n \int_1^2 \frac{dT}{T} = mc_n \ln \frac{T_2}{T_1}$$

Ἔχομε δηλαδή τήν ἐξίσωση (8.4):

$$S_2 - S_1 = mc_n \ln\frac{T_2}{T_1} \quad \text{(ἐξίσωση 8.4)} \tag{A17}$$

Γιά τίς ἐξισώσεις (8.5) καί (8.6) ἐφαρμόζομε τόν πρῶτο θερμοδυναμικό νόμο, ὁ ὁποῖος μᾶς δίνει:

$$dQ = dU + dW$$

καί μέ τήν ἐξίσωση (A16) ἔχομε:

$$TdS = dU + pdV \tag{A18}$$

$$\text{ἀλλά} \quad dU = mc_\upsilon\, dT \quad \text{καί} \quad \frac{p}{T} = m\frac{R}{V}$$

ὁπότε ἡ ἐξίσωση (A18) γίνεται:

$$dS = mc_\upsilon \frac{dT}{T} + mR\frac{dV}{V}$$

Ἄρα, γιά μία ἀναστρέψιμη διεργασία 1 — 2 ὁλοκληρώνομε καί παίρνομε τήν ἐξίσωση (8.5):

$$S_2 - S_1 = mc_\upsilon \ln\frac{T_2}{T_1} + mR\ln\frac{V_2}{V_1} \quad \text{(ἐξίσωση 8.5)} \tag{A19}$$

Καί μέ τή χαρακτηριστική ἐξίσωση τῆς τελείων ἀερίων, ἀπό τήν ἐξίσωση (A19) παίρνομε τήν ἐξίσωση (8.6):

$$S_2 - S_1 = m\,(c_p - R)\ln\frac{T_2}{T_1} + mR\ln\frac{V_2}{V_1} =$$

$$= mc_p \ln\frac{T_2}{T_1} - mR\,(\ln\frac{T_2}{T_1} - \ln\frac{V_2}{V_1}) =$$

$$= mc_p \ln\frac{T_2}{T_1} - mR\,(\ln\frac{T_2\,V_1}{T_1\,V_2}) =$$

$$= mc_p \ln\frac{T_2}{T_1} - mR \ln\frac{p_2}{p_1} \qquad \text{(ἐξίσωση 8.6)} \qquad \text{(A20)}$$

Α5 ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΔΩΔΕΚΑΤΟ

Μηχανικό ἔργο ἀεροσυμπιεστῆ. Ἀπόδειξη ἐξισώσεως (12.6).

Τό ἔργο τοῦ ἀεροσυμπιεστῆ χωρίς διάκενα (σχ. 12.2ε) εἶναι τό ἀλγεβρικό ἄθροισμα τῶν ἔργων τῶν διεργασιῶν ὑπό σταθερή πίεση 0 — 1 καί 2 — 3 ὅπως ἐπίσης καί τοῦ ἔργου τῆς πολυτροπικῆς συμπιέσεως 1 — 2. Ἔτσι, ἀπό τίς σχέσεις τῶν τελείων ἀερίων τοῦ ἕκτου κεφαλαίου ἔχομε ὅτι τό ἔργο:

τῆς διεργασίας 2 — 3 εἶναι: $p_2\upsilon_2$
τῆς διεργασίας 0 — 1 εἶναι: $p_1\upsilon_1$ καί

τῆς διεργασίας 1 — 2 εἶναι: $-\dfrac{p_2\,\upsilon_2 - p_1\,\upsilon_1}{n-1}$

Ἄρα τό συνολικό ἔργο εἶναι:

$$W = m\,(-p_2\,\upsilon_2 - \frac{p_2\,\upsilon_2 - p_1\,\upsilon_1}{n-1} + p_1\,\upsilon_1) =$$

$$= m\,\frac{-np_2\,\upsilon_2 + p_2\,\upsilon_2 - p_2\,\upsilon_2 + p_1\,\upsilon_1 + np_1\,\upsilon_1 - p_1\,\upsilon_1}{n-1} =$$

$$= \frac{mn}{n-1}\,(p_1\,\upsilon_1 - p_2\,\upsilon_2) \qquad \text{(A21)}$$

Ἀλλά, λόγω τῆς πολυτροπικῆς διεργασίας 1 — 2:

$$\frac{\upsilon_2}{\upsilon_1} = (\frac{p_2}{p_1})^{-1/n}$$

καί

$$\frac{p_2\,\upsilon_2}{p_1\,\upsilon_1} = (\frac{p_2}{p_1})^{(n-1)/n} \qquad \text{(A 22)}$$

Ἀντικαθιστώντας τήν (A22) στήν (A21), παίρνομε:

$$W = m \frac{n}{n-1} p_1 \upsilon_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(n-1)/n}\right] \quad \text{(ἐξίσωση 12.4)} \qquad (\text{A } 23)$$

Ἀλλά τό ἔργο τοῦ ἀεροσυμπιεστῆ μέ διάκενα εἶναι τό ἀλγεβρικό ἄθροισμα τῶν ἔργων δύο συμπιεστῶν χωρίς διάκενα, ὅπως φαίνεται στό σχῆμα 12.2στ. Ἔτσι, ἐφαρμόζοντας τήν ἐξίσωση (Α23) γιά δύο ἀεροσυμπιεστές χωρίς διάκενα καί μέ πολυτροπικούς ἐκθέτες n καί n΄, παίρνομε τήν ἐξίσωση (12.6). Δηλαδή:

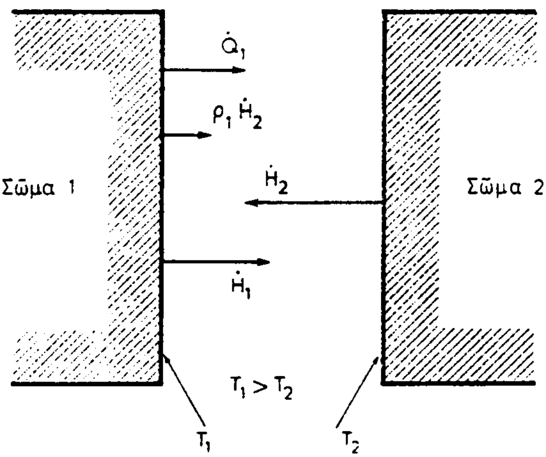
$$W = m \left\{\frac{n}{n-1} p_1\upsilon_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(n-1)/n}\right] - \frac{n'}{n'-1} p_1\upsilon_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(n'-1)/n'}\right]\right\} \qquad (\text{A}24)$$

(ἐξίσωση 12.6)

Α6 ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΔΕΚΑΤΟ ΕΒΔΟΜΟ

Ἀκτινοβολούμενη θερμότητα μεταξύ σωμάτων. Ἀπόδειξη ἐξισώσεως (17.13).

Ἔστω ὅτι δύο σώματα βρίσκονται τό ἕνα ἀπέναντι ἀπό τό ἄλλο καί ἀκτινοβολοῦν ἐνέργεια (θερμότητα). Τά σώματα ἔχουν ἴση ἐπιφάνεια Α καί θερμοκρασία T_1 καί T_2, ὅπως φαίνεται στό σχῆμα Α2.



Σχ. Α2.

Τό σῶμα 1 ἐκπέμπει συνολική θερμική ἐνέργεια $\dot{H}_1$, ἐνῶ τό σῶμα 2, $\dot{H}_2$.

Τότε τό ποσό τῆς θερμότητας πού μεταδίδεται ἀπό τό θερμότερο (σῶμα 1) στό ψυχρότερο σῶμα εἶναι:

$$\dot{Q}_{12} = \dot{H}_1 - \dot{H}_2 \qquad (\text{A}25)$$

Ἀλλά ἡ συνολική ἐκπεμπόμενη θερμότητα $\dot{H}_1$ τοῦ σώματος 1 εἶναι τό ἄθροισμα τῆς θερμότητας $\dot{Q}_1$, ἡ ὁποία ὀφείλεται στή θερμοκρασία T_1, καί τῆς θερμότητας πού ἀντανακλᾶται λόγω τῆς προσπίπτουσας ἀκτινοβολίας $\dot{H}_2$ τοῦ σώματος 2. Ἔχομε δηλαδή ὅτι:

$$\dot{H}_1 = \dot{Q}_1 + \rho_1 \dot{H}_2 \tag{A26}$$

Γιά τό σῶμα 2 ἔχομε ἐπίσης:

$$\dot{H}_2 = \dot{Q}_2 + \rho_2 \dot{H}_1 \tag{A27}$$

Ἄν δεχθοῦμε ὅτι μέσω τῶν σωμάτων δέν διέρχεται θερμότητα, δηλαδή $\tau = 0$, τότε ἀπό τίς ἐξισώσεις (17.10) καί (17.12) τοῦ κειμένου ἔχομε ὅτι:

$$\rho = 1 - \alpha = 1 - \varepsilon_r$$

Ὁπότε οἱ ἐξισώσεις (A26) καί (A27) γράφονται ὡς:

$$\dot{H}_1 = \dot{Q}_1 + (1 - \varepsilon_{r_1})\,\dot{H}_2 \tag{A28}$$

$$\dot{H}_2 = \dot{Q}_2 + (1 - \varepsilon_{r_2})\,\dot{H}_1 \tag{A29}$$

Λύοντας ὡς πρός $\dot{H}_1$ καί $\dot{H}_2$, παίρνομε:

$$\dot{H}_1 = \frac{\dot{Q}_1 + (1 - \varepsilon_{r_1})\dot{Q}_2}{\varepsilon_{r_1} + \varepsilon_{r_2} - \varepsilon_{r_1}\varepsilon_{r_2}} \tag{A30}$$

$$\dot{H}_2 = \frac{\dot{Q}_2 + (1 - \varepsilon_{r_2})\dot{Q}_1}{\varepsilon_{r_1} + \varepsilon_{r_2} - \varepsilon_{r_1}\varepsilon_{r_2}} \tag{A31}$$

Ἀντικαθιστώντας τίς ἐξισώσεις (A30) καί (A31) στήν ἐξίσωση (A25) ἔχομε:

$$\dot{Q}_{12} = \frac{\dot{Q}_1\varepsilon_{r_2} - \dot{Q}_2\varepsilon_{r_1}}{\varepsilon_{r_1} + \varepsilon_{r_2} - \varepsilon_{r_1}\varepsilon_{r_2}} \tag{A32}$$

Ἀλλά ἀπό τήν ἐξίσωση (17.9) τοῦ κειμένου:

$$\dot{Q}_1 = \varepsilon_{r_1}\,\sigma\,A\,T_1^4 \quad \text{καί} \quad \dot{Q}_2 = \varepsilon_{r_2}\,\sigma\,A\,T_2^4 \tag{A33}$$

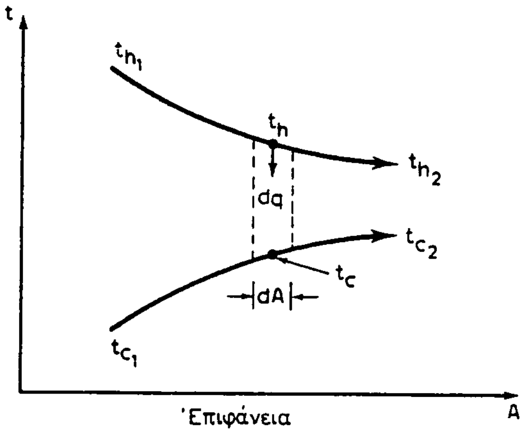
Ὁπότε ἀντικαθιστώντας στήν ἐξίσωση (A32), παίρνομε τήν ἐξίσωση (17.13) τοῦ κειμένου. Δηλαδή:

$$\dot{Q}_{12} = \frac{\sigma}{\dfrac{1}{\varepsilon_{r_1}} + \dfrac{1}{\varepsilon_{r_2}} - 1}\,A\,(T_1^4 - T_2^4) \qquad (\text{ἐξίσωση } 17.13) \tag{A34}$$

A7 ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΔΕΚΑΤΟ ΟΓΔΟΟ

Μέση λογαριθμική θερμοκρασιακή διαφορά. Ἀπόδειξη ἐξισώσεως (18.5).

Οἱ θερμοκρασιακές κατανομές τῶν ρευστῶν σέ ἕνα ἐναλλάκτη ὁμορροῆς



Σχ. Α3.

φαίνονται στό σχῆμα Α3. Σέ ἕνα μικρό τμῆμα τοῦ ἐναλλάκτη ἐπιφάνειας dA, ἡ θερμότητα πού μεταφέρεται ἀπό τό ἕνα ρευστό στό ἄλλο εἶναι:

$$d\dot{q} = -\dot{m}_h\, c_{p_h}\, dt_h = \dot{m}_c\, c_{p_c}\, dt_c \qquad (A35)$$

ὅπου $\dot{m}_h$, $\dot{m}_c$ ἡ παροχή μάζας τοῦ ζεστοῦ καί κρύου ρευστοῦ ἀντίστοιχα
c_{p_h}, c_{p_c} ἡ εἰδική θερμότητα τοῦ ζεστοῦ καί κρύου ρευστοῦ ἀντίστοιχα
dt_h ἡ θερμοκρασιακή διαφορά τοῦ ζεστοῦ ρευστοῦ
dt_c ἡ θερμοκρασιακή διαφορά τοῦ κρύου ρευστοῦ

Ἡ μεταφερόμενη θερμότητα εἶναι ἐπίσης ἴση μέ

$$d\dot{q} = K_o\,(t_h - t_c)\,dA \qquad (A36)$$

Ἀπό τήν ἐξίσωση (Α35) ἔχομε:

$$dt_h = \frac{-d\dot{q}}{\dot{m}_h\; c_{p_h}} \qquad\qquad dt_c = \frac{d\dot{q}}{\dot{m}_c\; c_{p_c}}$$

Ἀφαιρώντας κατά μέλη:

$$dt_h - dt_c = d(t_h - t_c) = -d\dot{q}\left(\frac{1}{\dot{m}_h\, c_{p_h}} - \frac{1}{\dot{m}_c\, c_{p_c}}\right) \qquad (A37)$$

Ἀντικαθιστώντας τήν ἐξίσωση (Α36) στήν ἐξίσωση (Α37) παίρνομε:

$$\frac{d(t_h - t_c)}{t_h - t_c} = -K_o\left(\frac{1}{\dot{m}_h\, c_{p_h}} - \frac{1}{\dot{m}_c\, c_{p_c}}\right) dA \qquad (A38)$$

Τή διαφορική ἐξίσωση (Α38) ὁλοκληρώνομε μεταξύ τῶν καταστάσεων 1 καί 2, ὅπως φαίνεται στό σχῆμα Α3. Τό ἀποτέλεσμα εἶναι:

$$\ln \frac{t_{h_2} - t_{c_2}}{t_{h_1} - t_{c_1}} = -K_o A \left(\frac{1}{\dot{m}_h c_{p_h}} + \frac{1}{\dot{m}_c c_{p_c}} \right) \qquad (A39)$$

Ἀπό τήν ἐξίσωση (Α35), τά γινόμενα $\dot{m}_h c_{p_h}$ καί $\dot{m}_c c_{p_c}$ μποροῦν νά γραφοῦν σέ συνάρτηση μέ τή συνολική θερμότητα πού μεταφέρεται, $\dot{Q}$, καί τίς ὁλικές θερμοκρασιακές διαφορές τῶν ρευστῶν. Δηλαδή:

$$\dot{m}_h c_{p_h} = \frac{\dot{Q}}{t_{h_1} - t_{h_2}}$$

$$\dot{m}_c c_{p_c} = \frac{\dot{Q}}{t_{c_2} - t_{c_1}}$$

Ἀντικαθιστώντας τίς σχέσεις αὐτές στήν ἐξίσωση (Α39) παίρνομε:

$$\dot{Q} = K_o A \frac{(t_{h_2} - t_{c_2}) - (t_{h_1} - t_{c_1})}{\ln \frac{t_{h_2} - t_{c_2}}{t_{h_1} - t_{c_1}}} \qquad (A40)$$

Συγκρίνοντας τήν ἐξίσωση (Α40) μέ τήν ἐξίσωση (18.4) τοῦ δέκατου ὄγδοου κεφαλαίου, βρίσκομε ὅτι ἡ μέση θερμοκρασιακή διαφορά εἶναι:

$$\Delta t_m = \frac{(t_{h_2} - t_{c_2}) - (t_{h_1} - t_{c_1})}{\ln \frac{t_{h_2} - t_{c_2}}{t_{h_1} - t_{c_1}}} \quad \text{(ἐξίσωση 18.5)} \qquad (A41)$$

Αὐτή τή θερμοκρασιακή διαφορά τήν ὀνομάζομε ***Μέση Λογαριθμική Θερμοκρασιακή Διαφορά*** (ΜΛΘΔ).

ΠΙΝΑΚΑΣ ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΩΝ

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΠΡΩΤΟ

ΕΙΣΑΓΩΓΗ

1.1 Γενικά 1
1.2 Στοιχειώδης ἐγκατάσταση ἀτμοῦ 2
1.3 Ἄλλες θερμικές μηχανές 4
1.4 Ἐγκατάσταση γεωθερμικῆς ἐνέργειας 6
1.5 Ἡλιακή ἐνέργεια 6

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΔΕΥΤΕΡΟ

Ὁρισμοί καί μονάδες μετρήσεως μεγεθῶν

2.1 Γενικά 7
2.2 Οὐσία ἤ ὕλη στή θερμοδυναμική 7
2.3 Ἡ ἔνοια τοῦ συστήματος 9
2.4 Ἰδιότητες τῆς ὕλης 10
2.5 Διεργασία καί θερμοδυναμικός κύκλος 10
2.6 Βασικές μονάδες τοῦ Διεθνοῦς Συστήματος (SI) 11
2.7 Πίεση 12
2.8 Θερμοκρασία 16
2.9 Ἀσκήσεις 19

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΤΡΙΤΟ

Ἔργο καί θερμότητα

3.1 Γενικά 20
3.2 Ἔργο 20
  3.2.1 Ἔργο κλειστοῦ συστήματος 23
  3.2.2 Δυναμική καί Κινητική ἐνέργεια 26
3.3 Θερμότητα 28
  3.3.1 Τρόποι μεταδόσεως θερμότητας 28

3.3.2 Ἀδιαβατική διεργασία 30
3.3.3 Μερικές ἔννοιες ἐπάνω στή θερμότητα 30
3.4 Ἀσκήσεις 33

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΤΕΤΑΡΤΟ

Ὁ πρῶτος νόμος τῆς Θερμοδυναμικῆς

4.1 Γενικά 35
4.2 Πρῶτος θερμοδυναμικός νόμος - Μηχανικό ἰσοδύναμο τῆς θερμότητας 35
4.3 Ἀρχή τῆς διατηρήσεως τῆς μάζας 37
4.4 Ὁ νόμος τῆς διατηρήσεως τῆς ἐνέργειας 39
4.5 Πρῶτος θερμοδυναμικός νόμος σέ κλειστά καί ἀνοικτά συστήματα 40
4.5.1 Κλειστά συστήματα 40
4.5.2 Ἀνοικτά συστήματα 45
4.6 Στραγγαλισμός 54

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΠΕΜΠΤΟ

Ἰδιότητες καθαρῆς οὐσίας

5.1 Γενικά 58
5.2 Τό νερό ὡς καθαρή οὐσία 58
5.3 Στερεά ὑγρή καί ἀέρια φάση 58
5.4 Ἰδιότητες ὑδρατμῶν 60
5.5 Ἰσορροπία στερεᾶς, ὑγρῆς καί ἀέριας φάσεως 62
5.6 Πίνακες θερμοδυναμικῶν ἰδιοτήτων νεροῦ καί ἀτμοῦ 63
5.6.1 Κεκορεσμένο νερό καί ἀτμός 63
5.6.2 Ὑγρός ἀτμός 63
5.6.3 Ὑπέρθερμος ἀτμός 67
5.6.4 Ὑπόψυκτο νερό 71
5.7 Πίνακες θερμοδυναμικῶν ἰδιοτήτων ἀμμωνίας καί Freon 12 71
5.8 Ἀσκήσεις 73

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΕΚΤΟ

Ἰδανικό ἀέριο — Διεργασίες

6.1 Γενικά 74
6.2 Νόμος τοῦ Boyle 74
6.3 Νόμος τοῦ Charles 75
6.4 Καταστατική ἐξίσωση τέλειου ἀερίου 76
6.5 Εἰδική θερμότητα 79
6.6 Διεργασίες ἀερίων 81
6.6.1 Κλειστά συστήματα 82
6.6.2 Ἀνοικτά συστήματα 91

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΕΒΔΟΜΟ

Ὁ δεύτερος νόμος τῆς Θερμοδυναμικῆς καί ὁ κύκλος Carnot

7.1 Γενικά 98

7.2 Ὁ δεύτερος θερμοδυναμικός νόμος σέ ἕνα κύκλο 98
7.3 Ἡ ἀρχή τῆς ἀναστρεψιμότητας 100
7.3.1 Κίνηση ἑνός σώματος χωρίς τριβή 101
7.3.2 Ἀδιαβατική ἐκτόνωση ἀερίου 101
7.3.3 Ἰσοθερμοκρασιακή συμπίεση ἀτμοῦ 101
7.4 Βαθμός ἀποδόσεως μηχανῆς 102
7.5 Ὁ κύκλος καί ἡ μηχανή Carnot 103
7.6 Βαθμός ἀποδόσεως κύκλου Carnot 105
7.7 Ὁ ἀντίστροφος κύκλος Carnot 110
7.8 Ἀσκήσεις 113

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΟΓΔΟΟ

Ἐντροπία

8.1 Ἡ ἔννοια τῆς ἐντροπίας 114
8.2 Ἡ ἐντροπία συστήματος 115
8.3 Ἡ ἐντροπία σέ κλειστό καί σέ ἀνοικτό σύστημα 116
8.4 Ὑπολογισμός τῆς ἐντροπίας γιά τέλεια ἀέρια 118
8.5 Ἡ ἐντροπία καθαρῆς οὐσίας 121
8.5.1 Διάγραμμα θερμοκρασίας ἐντροπίας (T-s) 121
8.5.2 Διάγραμμα Mollier ἐνθαλπίας - ἐντροπίας (h-s) 124
8.6 Ἀσκήσεις 129

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΕΝΑΤΟ

Κύκλοι ἰσχύος ἀτμοῦ

9.1 Γενικά 130
9.2 Ὁ κύκλος Carnot μέ ἀτμό 131
9.3 Ὁ κύκλος ἰσχύος ἀτμοῦ ἤ κύκλος Rankine 132
9.3.1 Περιγραφή μηχανικοῦ κύκλου 133
9.3.2 Μελέτη τοῦ θερμοδυναμικοῦ κύκλου Rankine 138
9.3.3 Βαθμός ἀποδόσεως θερμοδυναμικοῦ κύκλου 144
9.3.4 Σύγκριση μεταξύ θεωρητικοῦ καί πραγματικοῦ κύκλου 146
9.4 Ἀναγεννητικοί κύκλοι 148
9.4.1 Ἀναγεννητικός κύκλος μέ ἕνα προθερμαντήρα 148
9.4.2 Ἀναγεννητικός κύκλος μέ τρεῖς προθερμαντῆρες 154
9.5 Κύκλος μέ ἀναθέρμανση 158
9.6 Ἀναγεννητικός κύκλος μέ ἀναθέρμανση 161
9.7 Πραγματικοί κύκλοι ἀτμοῦ 164
9.8 Ἀσκήσεις 178

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΔΕΚΑΤΟ

Κύκλοι ἰσχύος μηχανῶν ἐσωτερικῆς καύσεως

10.1 Γενικά 179
10.2 Κύκλος Diesel 180
10.2.1 Θερμοδυναμικός κύκλος 180
10.2.2 Στοιχειώδης περιγραφή μηχανῆς Diesel μηχανικός κύκλος 180

10.2.3 'Ανάλυση θερμοδυναμικοῦ κύκλου 185
10.3 Κύκλος Otto 195
10.3.1 Στοιχειώδης περιγραφή βενζινομηχανῆς. Μηχανικός κύκλος 195
10.3.2 'Ανάλυση θερμοδυναμικοῦ κύκλου 196
10.3.3 Σύγκριση τῶν κύκλων Diesel καί Otto 198
10.4 Μικτός κύκλος (Dual cycle) 200
10.5 Πραγματικός θερμοδυναμικός κύκλος Diesel καί Otto 202
10.6 Σύγκριση πραγματικῶν κύκλων βενζινομηχανῆς καί Diesel 206
10.7 Μηχανή Vankel 206
10.8 'Ασκήσεις 208

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΕΝΔΕΚΑΤΟ

'Αεριοστρόβιλοι

11.1 Γενικά 209
11.2 'Ο κύκλος Brayton 209
11.2.1 Περιγραφή μηχανικοῦ κύκλου 210
11.2.2 'Ανάλυση θερμοδυναμικοῦ κύκλου 214
11.3 Κύκλος Brayton μέ προθερμαντήρα ἀέρα 221
11.4 Κύκλος Brayton μέ προθερμαντήρα ἀέρα καί ἀναθερμαντήρα καυσαερίων 224
11.5 Συνδυασμένος κύκλος ἀεριοστροβίλου 225
11.6 'Ασκήσεις 226

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΔΩΔΕΚΑΤΟ

'Αεροσυμπιεστές

12.1 Γενικά 227
12.2 Παλινδρομικός ἀεροσυμπιεστής 227
12.2.1 'Αεροσυμπιεστής χωρίς διάκενα 230
12.2.2 'Αεροσυμπιεστής μέ διάκενα 231
12.3 'Ογκομετρικός βαθμός ἀποδόσεως 235
12.4 Πολυβάθμιοι ἀεροσυμπιεστές 238
12.5 Συντελεστές ἀποδόσεως ἀεροσυμπιεστῶν 243
12.6 Περιστροφικός ἀεροσυμπιεστής 244
12.7 'Ασκήσεις 245

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΔΕΚΑΤΟ ΤΡΙΤΟ

Μίγματα ἀερίων καί ὑδρατμῶν

13.1 Γενικά 247
13.2 Νόμος τοῦ Dalton 247
13.3 'Αδιαβατική ἀνάμιξη τελείων ἀερίων 250
13.4 Μίγματα τελείων ἀερίων - ἀτμῶν 256
13.4.1 Μίγματα ἀέρα - ἀτμοῦ. 'Αέρια κατάσταση 257
13.4.2 Μίγματα ἀτμοῦ - νεροῦ - ἀέρα 258
13.5 'Υπολογισμός ὑγρασίας ἀέρα (ψυχρομετρία) - Ψυχρομετρικό διάγραμμα 261
13.6 'Αδιαβατικός κορεσμός μίγματος ἀέρα - ὑδρατμοῦ 272
13.7 'Ασκήσεις 273

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΔΕΚΑΤΟ ΤΕΤΑΡΤΟ

Καύσιμα καί καύση

14.1 Γενικά 274
14.2 Χημική σύνθεση τῆς ὕλης 274
14.3 Καύσιμα 275
14.4 Διεργασία τῆς καύσεως 277
14.5 Καύση μέ άέρα 278
14.6 Λόγος άέρα - καυσίμου 279
14.7 Ἀνάλυση προϊόντων καύσεως (Μέθοδος Orsat) 283
14.8 Ἀποβαλλόμενη θερμότητα μέ τά καυσαέρια 289
14.9 Θερμογόνος δύναμη καυσίμου 290
14.10 Βαθμοί άποδόσεως θαλάμων καύσεως 291
14.11 Ἀσκήσεις 294

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΔΕΚΑΤΟ ΠΕΜΠΤΟ

Ψυκτικά συστήματα καί κλιματισμός

15.1 Γενικά 295
15.2 Ψυκτικός κύκλος 296
15.2.1 Ἀντίστροφος κύκλος Carnot 297
15.2.2 Συντελεστής λειτουργίας 299
15.3 Μονάδες μετρήσεως ψυκτικῶν μεγεθῶν 301
15.4 Ψυκτικά μέσα 301
15.5 Ψυκτικός κύκλος μέ μηχανική συμπίεση άτμῶν 303
15.5.1 Περιγραφή μηχανικοῦ ψυκτικοῦ κύκλου 305
15.5.2 Ἀνάλυση θερμοδυναμικοῦ ψυκτικοῦ κύκλου 307
15.5.3 Διάγραμμα πιέσεως - ένθαλπίας (p-h) 309
15.5.4 Ὑπόψυξη καί ύπερθέρμανση 310
15.6 Ψυκτικός κύκλος μέ άπορρόφηση άτμῶν 315
15.7 Ἀντλία θερμότητας 317
15.8 Κλιματισμός 321
15.8.1 Κλιματισμός τοῦ άέρα τό καλοκαίρι 322
15.8.2 Κλιματισμός τοῦ άέρα τό χειμώνα 326
15.9 Ἀσκήσεις 328

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΔΕΚΑΤΟ ΕΚΤΟ

Ροή ρευστοῦ σέ προφύσια

16.1 Γενικά 330
16.2 Ροή ρευστοῦ 330
16.3 Στάσιμες ίδιότητες 332
16.4 Ἀριθμός Mach 332
16.5 Προφύσια 334
16.5.1 Ροή ρευστοῦ μέσα σέ προφύσια 334
16.5.2 Ταχύτητα έκτονώσεως 335
16.5.3 Καθορισμός μορφῆς προφυσίου 337
16.5.4 Κρίσιμη πίεση 338

16.5.5 Βαθμός ἀποδόσεως προφυσίου 340
16.6 Διασκορπιστήρας 343
16.7 Ἀσκήσεις 344

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΔΕΚΑΤΟ ΕΒΔΟΜΟ

Μετάδοση θερμότητας

17.1 Γενικά 346
17.2 Τρόποι μεταδόσεως θερμότητας 346
17.2.1 Μετάδοση θερμότητας μέ ἀγωγιμότητα 347
17.2.2 Μετάδοση θερμότητας μέ μεταφορά 352
17.2.3 Μετάδοση θερμότητας μέ ἀκτινοβολία 354
17.3 Μετάδοση θερμότητας μέ ἀγωγιμότητα καί μεταφορά 357
17.3.1 Ἐπίπεδη πλάκα μέ μεταφορά θερμότητας στίς ἐξωτερικές ἐπιφάνειες ... 357
17.3.2 Κυλινδρικός σωλήνας μέ μεταφορά θερμότητας στήν ἐσωτερική καί ἐξωτερική του ἐπιφάνεια 360
17.3.3 Κρίσιμο πάχος μονώσεως 363
17.4 Ροή ρευστοῦ καί ὁ συντελεστής μεταφορᾶς θερμότητας α 365
17.4.1 Ἰξώδης ροή ρευστοῦ. Ὁριακό στρῶμα 365
17.4.2 Θερμικό ὁριακό στρῶμα 369
17.5 Θεωρία ὁμοιότητας 370
17.5.1 Ἀπαιτήσεις ὁμοιότητας 371
17.5.2 Ἀδιάστατοι ἀριθμοί 372
17.6 Συντελεστής μεταφορᾶς θερμότητας γιά στρωτή ροή σέ ἐπίπεδη πλάκα (βεβιασμένη κυκλοφορία) 372
17.7 Ἐμπειρικές σχέσεις γιά τό συντελεστή μεταφορᾶς θερμότητας 375
17.7.1 Βεβιασμένη κυκλοφορία σέ κυκλικό εὐθύ σωλήνα. Στρωτή ροή 376
17.7.2 Βεβιασμένη κυκλοφορία σέ ἐπίπεδη πλάκα. Τυρβώδης ροή 378
17.7.3 Βεβιασμένη κυκλοφορία σέ σωλήνα. Τυρβώδης ροή 378
17.7.4 Βεβιασμένη κυκλοφορία σέ κάθετα περιρρεόμενο σωλήνα. Τυρβώδης ροή 380
17.7.5 Κάθετα περιρρεόμενη ὁμάδα σωλήνων 383
17.7.6 Φυσική κυκλοφορία σέ κάθετη ἐπίπεδη πλάκα. Στρωτή ροή 383
17.7.7 Φυσική κυκλοφορία γύρω ἀπό ὁριζόντιο σωλήνα. Στρωτή ροή 385
17.7.8 Φυσική κυκλοφορία σέ κάθετη ἐπίπεδη πλάκα. Τυρβώδης ροή 385
17.7.9 Φυσική κυκλοφορία σέ ὁριζόντιο σωλήνα. Τυρβώδης ροή 386
17.8 Ἀσκήσεις 387

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΔΕΚΑΤΟ ΟΓΔΟΟ

Ἐναλλάκτες θερμότητας

18.1 Γενικά 389
18.2 Συνολικός συντελεστής μεταδόσεως θερμότητας 389
18.3 Τύποι ἐναλλακτῶν θερμότητας 391
18.4 Συντελεστές ρυπάνσεως 394
18.5 Μέση λογαριθμική θερμοκρασιακή διαφορά 395
18.6 Ἀποδοτικότητα ἐναλλακτῶν 405
18.7 Ἀσκήσεις 410

ΠΙΝΑΚΑΣ ΣΥΜΒΟΛΩΝ 412

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Α 415