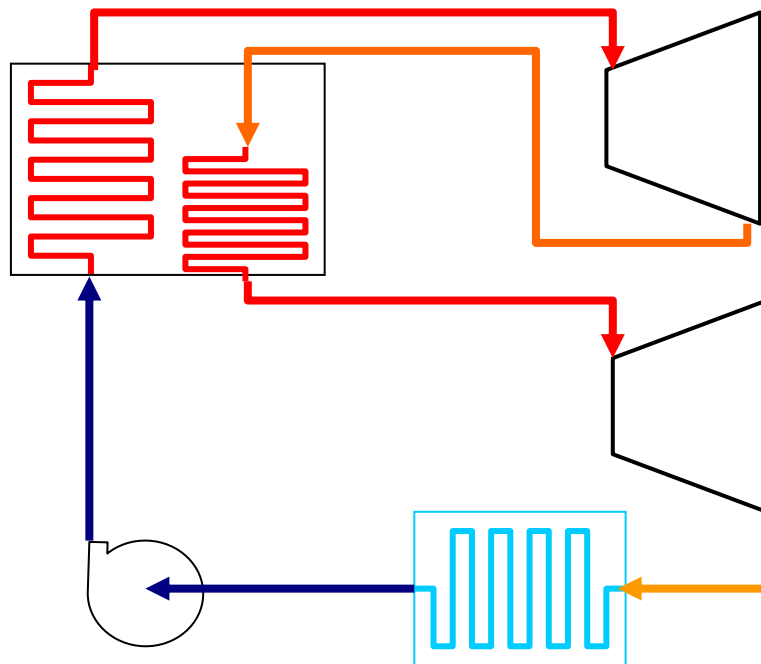


ΤΕΧΝΙΚΗ ΘΕΡΜΟΔΥΝΑΜΙΚΗ



Ιωάννης Κ. Νικολός
Δρ. Μηχανολόγος Μηχανικός

Χανιά 2006

ΠΡΟΛΟΓΟΣ

Το σύγγραμμα αυτό γράφτηκε για τις ανάγκες του μαθήματος «Τεχνική Θερμοδυναμική» του Τμήματος Μηχανικών Παραγωγής και Διοίκησης του Πολυτεχνείου Κρήτης. Βασίστηκε στα ακόλουθα συγγράμματα: «Fundamentals of Thermodynamics» των Sonntag, Borgnakke και Van Wylen, «Εφαρμοσμένη Θερμοδυναμική» του Ν. Γ. Κουμούτσου, «Σημειώσεις Θερμοδυναμικής Ι» του Δ. Α. Κουρεμένου και «Fundamentals of Heat and Mass Transfer» των F. P. Incropera και D.P. DeWitt. Οι πίνακες των ιδιοτήτων στο τέλος των σημειώσεων, δημιουργήθηκαν με τη χρήση του προγράμματος που περιλαμβάνεται στο πρώτο από τα προαναφερθέντα συγγράμματα.

Ευχαριστώ θερμά τη φιλόλογο Ελένη Κ. Γιαννακοπούλου, η οποία ανέλαβε τη γλωσσική επιμέλεια του κειμένου.

1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ

1.1 ΓΕΝΙΚΑ

Η Θερμοδυναμική είναι η επιστήμη που ασχολείται με τους μετασχηματισμούς ενέργειας. Θα μπορούσε να ορισθεί ως η επιστήμη της ενέργειας και της εντροπίας. Εφόσον όμως δεν έχουμε ορίσει ακόμη τα παραπάνω μεγέθη, θα μπορούσαμε να πούμε ότι η θερμοδυναμική είναι η επιστήμη που ασχολείται με τη θερμότητα και το έργο, καθώς και με τις ιδιότητες των σωμάτων που συνδέονται με τα μεγέθη αυτά.

Η ανάπτυξη της Θερμοδυναμικής ως φορμαλιστικής επιστήμης σημειώθηκε κατά τα μέσα του προηγούμενου αιώνα, ενώ είχε προηγηθεί η εκτεταμένη χρήση της ατμομηχανής. Βασίστηκε, όπως όλες οι επιστήμες, σε πειραματικές παρατηρήσεις, οι οποίες στη συνέχεια οδήγησαν στη φορμαλιστική διατύπωση ορισμένων βασικών νόμων, γνωστών ως ο Μηδενικός, ο Πρώτος, ο Δεύτερος και ο Τρίτος Θερμοδυναμικός Νόμος.

Το 1824 ο Γάλλος Μηχανικός Carnot, στην προσπάθειά του να βελτιώσει τη λειτουργία της ατμομηχανής, κατέληξε σε ορισμένα συμπεράσματα, τα οποία οδήγησαν αργότερα στη διατύπωση του Δεύτερου Νόμου της Θερμοδυναμικής, χωρίς, σημειωτέον, να έχει γίνει ακόμη παραδεκτό ότι η θερμότητα είναι μορφή ενέργειας. Η εργασία του αυτή έγινε γνωστή και έτυχε γενικής παραδοχής μόνο μετά τον πρόωρο θάνατό του (1832), χάρη στον Clapeyron το 1834, στον οποίο και οφείλεται η διατύπωση της σχέσης των τελείων αερίων στη σημερινή της μορφή. Οι εργασίες των Mayer (1842), Joule (1843) και Helmholtz (1847) οδήγησαν στην αναγνώριση της θερμότητας ως μορφής ενέργειας και στη διατύπωση του Πρώτου Νόμου της Θερμοδυναμικής, δηλαδή της αρχής διατήρησης της ενέργειας.

Με βάση τις παραπάνω εργασίες ο Clausius (1850) διατυπώνει με σαφήνεια για πρώτη φορά τον Πρώτο και το Δεύτερο Νόμο της Θερμοδυναμικής, εισάγοντας και το σημαντικότερο μέγεθος της Θερμοδυναμικής, το οποίο αργότερα ονομάζει «εντροπία». Σύντομα (1851) ο W. Thomson (Lord Kelvin) δίνει μία διαφορετική διατύπωση του Δεύτερου Νόμου της Θερμοδυναμικής και εισάγει την απόλυτη θερμοδυναμική κλίμακα θερμοκρασιών.

Αργότερα, στο δεύτερο μισό του 19^{ου} αιώνα, ο Gibbs θεμελιώνει μια νέα επιστήμη, τη Φυσικοχημεία και εισάγει την έννοια του χημικού δυναμικού. Ο Wan der Waals (1873) διατυπώνει τη γνωστή εξίσωση, η οποία περιγράφει τη συμπεριφορά των σωμάτων τόσο στην αέρια όσο και στην υγρή φάση. Ο Boltzmann (1866) ασχολείται με την αύξηση της εντροπίας που συνδέεται με μη αναστρέψιμα φυσικά φαινόμενα. Υπολογίζει τη σχέση που συνδέει την εντροπία με το φυσικό λογάριθμο της θερμοδυναμικής πιθανότητας, χωρίς να μπορεί να υπολογίσει τη σταθερά της σχέσης, η οποία προέκυψε αργότερα με την κβαντική θεωρία του M. Plank.

Στις αρχές του αιώνα, ο W. Nernst (1906) διατυπώνει τον Τρίτο Θερμοδυναμικό Νόμο, τον οποίο διευρύνει το 1911 ο Max Plank. Ο Poincare (1908) επέκτεινε το έργο του Plank, προδιαγράφοντας την πλήρη δομή της

κλασσικής Θερμοδυναμικής. Το 1909 ο Καραθεοδωρής παρουσιάζει την αξιωματική θεμελίωση της Θερμοδυναμικής, η οποία δεν απαιτεί την εισαγωγή της θερμότητας ως έννοιας, και βασίζεται μόνο στα φυσικά μεγέθη που ήδη χρησιμοποιεί η Μηχανική. Ο M. Born (1921) επεκτείνει τις ιδέες του Καραθεοδωρή, δίδοντας αυστηρό ορισμό της Θερμότητας με βάση τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο. Ο Onsager (1931) επιτυγχάνει τον υπολογισμό μη αναστρέψιμων φαινομένων, με την εισαγωγή των «Σχέσεων Αντιστροφικότητας».

1.2 ΘΕΡΜΟΔΥΝΑΜΙΚΑ ΣΥΣΤΗΜΑΤΑ

Κατά την εξέταση των θερμοδυναμικών φαινομένων σε κάποιο υλικό σώμα, υπάρχουν αλληλεπιδράσεις με τον υπόλοιπο εξωτερικό κόσμο. Για να λαμβάνονται σωστά υπ' όψιν οι αλληλεπιδράσεις αυτές και για την ορθή εξέταση του εν λόγω αντικειμένου, εισάγεται η έννοια του συστήματος.

Θερμοδυναμικό Σύστημα είναι μία διάταξη ή συνδυασμός διατάξεων, που περιέχουν την υπό μελέτη ποσότητα μάζας. Ουσιαστικά είναι ένα υλικό τμήμα του σύμπαντος, το οποίο μπορεί να εξεταστεί χωριστά από το περιβάλλον του.

Για να περιγραφεί με ακρίβεια το Θερμοδυναμικό Σύστημα, χρησιμοποιείται ο όγκος ελέγχου, ο οποίος μέσω του ορίου του (της διαχωριστικής επιφάνειας) διαχωρίζει το σύστημα από τον υπόλοιπο κόσμο. Ο όγκος ελέγχου περιλαμβάνει την υπό εξέταση μάζα και τις περιβάλλοντες τη μάζα διατάξεις. Κάθε τι εκτός του όγκου ελέγχου ανήκει στο εξωτερικό περιβάλλον.

Ο όγκος ελέγχου μπορεί να επιτρέπει ή όχι τη συναλλαγή μάζας, θερμότητας ή έργου του συστήματος με το περιβάλλον. Μπορεί να έχει σταθερό σχήμα ή κινούμενα όρια.

Ανάλογα με το βαθμό συναλλαγής του συστήματος με το περιβάλλον του (και με αυξανόμενο βαθμό απομόνωσης) ένα θερμοδυναμικό σύστημα μπορεί να χαρακτηριστεί ως:

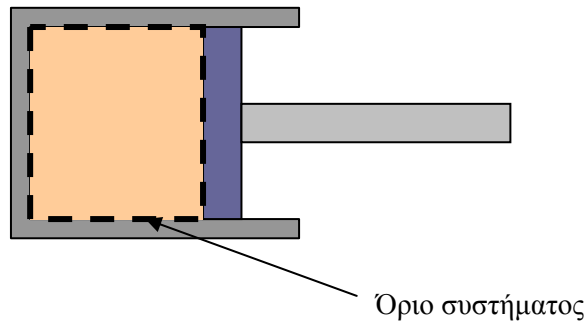
- **Κλειστό σύστημα**, στο οποίο δεν είναι δυνατή οποιαδήποτε συναλλαγή μάζας, μέσω των ορίων του, με το περιβάλλον. **Ανοικτό σύστημα**, αντίθετα, είναι αυτό που επιτρέπει τη συναλλαγή μάζας με το περιβάλλον, μέσω των ορίων του.
- **Μηχανικώς κλειστό σύστημα**, στο οποίο δεν γίνεται συναλλαγή έργου με το περιβάλλον του.
- **Αδιαβατικό σύστημα**, στο οποίο δε γίνεται συναλλαγή θερμότητας με το περιβάλλον.
- **Μονωμένο σύστημα**, στο οποίο δε γίνεται συναλλαγή μάζας, μηχανικού έργου ή θερμότητας με το περιβάλλον.

Στην περίπτωση ενός κλειστού συστήματος το όριο δεν πρέπει να είναι κατ' ανάγκη σταθερό, αλλά να μπορεί να μεταβάλλεται σε όγκο, ώστε να περικλείει συνεχώς τη σταθερή μάζα του συστήματος. Χαρακτηριστικό παράδειγμα τέτοιου συστήματος είναι το αέριο που περικλείεται στεγανά εντός ενός κυλίνδρου και του εμβόλου του (Σχήμα 1.1). Αν τοποθετήσουμε μία φλόγα κάτω από τον κύλινδρο, το αέριο θα διασταλεί, μετακινώντας το έμβολο. Τα

τοιχώματα του κυλίνδρου και του εμβόλου αποτελούν τα όρια του συστήματος, ενώ ο όγκος ελέγχου του συστήματος μαζί με το σχήμα των ορίων του μεταβάλλονται με τη μετακίνηση του εμβόλου. Η μάζα του συστήματος παραμένει σταθερή, αφού καμία συναλλαγή μάζας δεν επιτρέπεται να γίνει μέσα από τα στερεά όρια του συστήματος. Το συγκεκριμένο σύστημα επιτρέπει τη συναλλαγή θερμότητας και μηχανικού έργου με το περιβάλλον.

ΣΧΗΜΑ 1.1

Κλειστό θερμοδυναμικό
σύστημα – αέριο εντός
κυλίνδρου με έμβολο

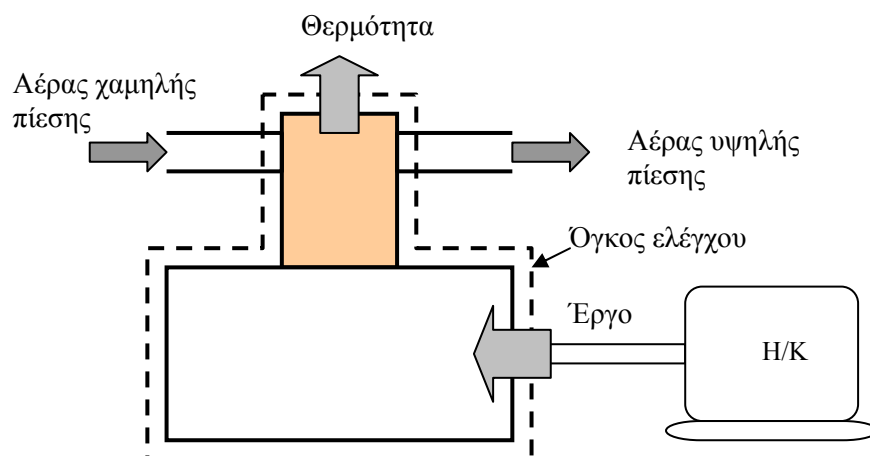


Στην περίπτωση ενός αεροσυμπιεστή, όπου αέρας ατμοσφαιρικής πίεσης εισέρχεται στο συμπιεστή και εξέρχεται με μεγαλύτερη πίεση, έχουμε ένα ανοικτό σύστημα, διότι επιτρέπεται η συναλλαγή μάζας με το περιβάλλον. Στην περίπτωση αυτή, ο όγκος αναφοράς μπορεί να έχει αρκετά γενική μορφή αμετάβλητη χρονικά, όπως στο Σχήμα (1.2). Στη συγκεκριμένη περίπτωση, εκτός από συναλλαγή μάζας, έχουμε επίσης συναλλαγή θερμότητας και μηχανικού έργου με το περιβάλλον.

Ένα σύστημα μπορεί να περιλαμβάνει μία ή περισσότερες φάσεις. Για παράδειγμα ένα σύστημα που περιέχει ένα αέριο αποτελεί σύστημα μιας φάσης, ενώ ένα σύστημα που περικλείει νερό και υδρατμό είναι σύστημα δύο φάσεων. Επίσης ένα σύστημα μπορεί να περιλαμβάνει μία ή περισσότερες συνιστώσες. Για παράδειγμα ένα σύστημα που περιέχει νερό και υδρατμό, περιλαμβάνει μία συνιστώσα και δύο φάσεις. Ένα σύστημα που περιέχει διάλυμα νερού – αμμωνίας είναι σύστημα μιας φάσης και δύο συνιστωσών, ενώ εκείνο που περιέχει νερό και αμμωνία σε υγρή μορφή, καθώς και τους ατμούς τους, αποτελεί σύστημα δύο φάσεων και δύο συνιστωσών.

ΣΧΗΜΑ 1.2

Αεροσυμπιεστής –
παράδειγμα ανοικτού
συστήματος με σταθερό
όγκο ελέγχου



1.3 ΜΑΚΡΟΣΚΟΠΙΚΗ ΚΑΙ ΜΙΚΡΟΣΚΟΠΙΚΗ ΘΕΩΡΗΣΗ

Η εξέταση της συμπεριφοράς ενός συστήματος μπορεί να γίνει είτε με **μικροσκοπική** είτε με **μακροσκοπική θεώρηση**. Η μικροσκοπική θεώρηση αναφέρεται στην εξέταση της συμπεριφοράς του συστήματος σε επίπεδο ατόμων και μορίων. Ας θεωρήσουμε ένα κύβο πλευράς 25 mm, ο οποίος περιέχει ένα μονοατομικό αέριο σε ατμοσφαιρική πίεση και θερμοκρασία περιβάλλοντος. Ο όγκος αναφοράς περιέχει κατά προσέγγιση 10^{20} άτομα. Για την πλήρη περιγραφή της κατάστασης του συστήματος αυτού απαιτούνται τρεις τιμές για τις τρεις συνιστώσες του διανύσματος θέσης κάθε ατόμου, καθώς και τρεις τιμές για τις συνιστώσες του διανύσματος της ταχύτητας. Δηλαδή για την πλήρη περιγραφή του συστήματος θα πρέπει να λύσουμε τουλάχιστον 6×10^{20} εξισώσεις, πράγμα αδύνατο για τους σημερινούς υπολογιστές.

Για την αντιμετώπιση του παραπάνω προβλήματος ακολουθούνται δύο διαφορετικές προσεγγίσεις. Η πρώτη είναι η **στατιστική αντιμετώπιση**, σύμφωνα με την οποία, με τη χρήση της στατιστικής θεωρίας και της θεωρίας πιθανοτήτων, μελετούμε τις μέσες τιμές των μεγεθών που αφορούν στα υπό μελέτη σωματίδια.. Η παραπάνω θεώρηση είναι γνωστή ως κινητική θεωρία ή στατιστική μηχανική.

Η δεύτερη θεώρηση, η οποία αποτελεί και το αντικείμενο της κλασικής Θερμοδυναμικής, χρησιμοποιεί ένα μικρό αριθμό μεταβλητών για την περιγραφή της μακροσκοπικής συμπεριφοράς του συστήματος. Με τον όρο μακροσκοπική εννοούμε την κατά μέσο όρο συμπεριφορά ενός μεγάλου αριθμού σωματιδίων, όπως την αντιλαμβανόμαστε με την παρατήρηση ή τις μετρήσεις μας. Για παράδειγμα η πίεση, την οποία εξασκεί ένα αέριο στις επιφάνειες του δοχείου στο οποίο το έχουμε περιορίσει, είναι το μακροσκοπικό αποτέλεσμα της μεταβολής της ορμής κάθε μορίου που συγκρούεται με τα τοιχώματα του δοχείου. Αντί λοιπόν να θεωρήσουμε κάθε ένα στοιχειώδες σωματίδιο του αερίου ξεχωριστά, εξετάζουμε τη χρονικά μέση επίδρασή τους (η οποία μπορεί και να μετρηθεί με τα μετρητικά μας όργανα). Η μέση αυτή επίδραση είναι και ανεξάρτητη από υποθέσεις, όσον αφορά τη δομή και τη φύση τού προς εξέταση στοιχείου.

Στη μακροσκοπική θεώρηση, η οποία και θα μας απασχολήσει, οι διαστάσεις των εξεταζόμενων συστημάτων είναι κατά πολύ μεγαλύτερες από τις διαστάσεις των μορίων και συνεπώς τα συστήματα απαρτίζονται από πολύ μεγάλο αριθμό μορίων. Στην περίπτωση αυτή, το εξεταζόμενο υλικό θεωρείται ότι είναι **συνεχές σώμα**. Η υπόθεση αυτή χάνει την ισχύ της σε περιπτώσεις όπου η ελεύθερη διαδρομή των μορίων είναι της ίδιας τάξης μεγέθους με τις διαστάσεις του όγκου αναφοράς, όπως συμβαίνει σε συνθήκες κενού στο εργαστήριο ή στα όρια της ατμόσφαιρας.

1.4 ΚΑΤΑΣΤΑΣΗ ΚΑΙ ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ ΕΝΟΣ ΣΩΜΑΤΟΣ – ΕΚΤΑΤΙΚΑ ΚΑΙ ΕΝΤΑΤΙΚΑ ΜΕΓΕΘΗ – ΘΕΡΜΟΔΥΝΑΜΙΚΗ ΙΣΟΡΡΟΠΙΑ

Όπως αναφέρθηκε προηγουμένως, ένα σώμα μπορεί να βρίσκεται σε διαφορετικές φάσεις. Αν συνυπάρχουν ταυτόχρονα δύο ή περισσότερες φάσεις (π.χ. νερό και πάγος), αυτές διαχωρίζονται μεταξύ τους μέσω των ορίων των φάσεων. Σε κάθε φάση το σώμα μπορεί να έχει σε διαφορετικά του σημεία

διαφορετική θερμοκρασία ή πίεση, δηλαδή να βρίσκεται σε διαφορετική **θερμοδυναμική κατάσταση**. Η κατάσταση του σώματος μπορεί να περιγραφεί με συγκεκριμένες μακροσκοπικές μεταβλητές, όπως η θερμοκρασία, η πίεση και η πυκνότητα. Οι μεταβλητές αυτές χαρακτηρίζουν την κατάσταση και έχουν την ίδια πάντα τιμή στην ίδια κατάσταση, ανεξάρτητα με τον τρόπο που επιτεύχθηκε η κατάσταση αυτή. Οι εν λόγω μεταβλητές καλούνται **καταστατικά μεγέθη**.

Έτσι, ως καταστατικό μέγεθος μπορεί να οριστεί κάθε μεταβλητή, η οποία εξαρτάται μόνο από την κατάσταση του σώματος και είναι ανεξάρτητη του τρόπου με τον οποίο έχει επιτευχθεί η συγκεκριμένη θερμοδυναμική κατάσταση.

Τα καταστατικά μεγέθη περιγράφουν τη συγκεκριμένη κατάσταση, ενώ ο ελάχιστος αριθμός ανεξάρτητων καταστατικών μεγεθών, που απαιτούνται για την πλήρη περιγραφή μιας κατάστασης, εξαρτάται από τη σύνθεση και την πολυπλοκότητα του συστήματος.

Τα καταστατικά μεγέθη διακρίνονται σε δύο κατηγορίες, τα **εντατικά** και τα **εκτατικά μεγέθη**. Στα εντατικά μεγέθη η τιμή τους δεν εξαρτάται από το μέγεθος – τη μάζα – του σώματος, σε αντίθεση με τα εκτατικά μεγέθη, των οποίων η τιμή εξαρτάται από το μέγεθος του σώματος. Η πίεση, η θερμοκρασία και η πυκνότητα είναι παραδείγματα εντατικών μεγεθών, ενώ η μάζα και ο όγκος είναι παραδείγματα εκτατικών μεγεθών. Έτσι αν μια ποσότητα αερίου που περικλείεται σε ένα δοχείο χωριστεί στη μέση με ένα διάφραγμα, τα εντατικά μεγέθη στα δύο ανεξάρτητα τμήματα δε θα μεταβληθούν, θα μεταβληθούν όμως τα εκτατικά μεγέθη σε κάθε τμήμα (τόσο ο όγκος όσο και η μάζα θα υποδιπλασιαστούν).

Τα εκτατικά μεγέθη διαιρεμένα με τη μάζα του σώματος δίνουν τα **ειδικά μεγέθη**, όπως ο ειδικός όγκος, ο οποίος είναι ο λόγος του όγκου διά της μάζας του σώματος. Τα ειδικά μεγέθη είναι εντατικά μεγέθη. Τα εκτατικά μεγέθη συμβολίζονται με κεφαλαία γράμματα ενώ τα ειδικά μεγέθη με μικρά. Για παράδειγμα ο όγκος του σώματος συμβολίζεται με το V ενώ ο ειδικός όγκος με το v , και ορίζεται ως:

$$v = V / m$$

όπου m η μάζα του σώματος. Τα ειδικά μεγέθη μπορεί να αναφέρονται σε ένα γραμμομόριο αντί για ένα Kg μάζας. Στην περίπτωση αυτή το αντίστοιχο σύμβολο θα φέρει υπογράμμιση. Έτσι αν n γραμμομόρια έχουν όγκο V , τότε ο όγκος του γραμμομορίου $\underline{v}$ θα δίδεται από τη σχέση:

$$\underline{v} = V / n$$

Πολλές φορές αναφερόμαστε όχι σε καταστατικά μεγέθη του σώματος αλλά σε καταστατικά μεγέθη του συστήματος. Για να γίνει αυτό θα πρέπει η τιμή του καταστατικού μεγέθους να ισχύει για όλο το σύστημα. Το γεγονός αυτό προϋποθέτει την επίτευξη **θερμοδυναμικής ισορροπίας**. Ένα σύστημα βρίσκεται σε θερμοδυναμική ισορροπία, όταν βρίσκεται ταυτόχρονα σε θερμική, μηχανική και χημική ισορροπία. **Θερμική ισορροπία** έχει ένα σύστημα, όταν σε κάθε σημείο του συστήματος η θερμοκρασία είναι η ίδια. Τότε μπορούμε να μιλάμε για τη θερμοκρασία ως καταστατικό μέγεθος του συστήματος. Η **μηχανική ισορροπία** σχετίζεται με την πίεση, και όταν συμβαίνει, το σύστημα δεν εμφανίζει καμία τάση για μεταβολή της πίεσης με το χρόνο σε οποιοδήποτε

σημείο του, όσο το σύστημα είναι μονωμένο από το περιβάλλον του. Θα υπάρχει βέβαια πάντα μια μεταβολή της πίεσης με το ύψος (υδροστατική πίεση λόγω βαρύτητας), η οποία στις περισσότερες περιπτώσεις θερμοδυναμικών συστημάτων είναι μικρή και μπορεί να αμεληθεί. Η **χημική ισορροπία** επιτυγχάνεται, όταν όλες οι δυνατές αντιδράσεις των συνιστωσών του συστήματος έχουν περατωθεί.

1.5 ΘΕΡΜΟΔΥΝΑΜΙΚΕΣ ΜΕΤΑΒΟΛΕΣ (ΔΙΕΡΓΑΣΙΕΣ) ΚΑΙ ΚΥΚΛΟΙ

Μεταβολή της θερμοδυναμικής κατάστασης ενός συστήματος συμβαίνει, όταν μεταβληθεί η τιμή ενός ή περισσοτέρων καταστατικών μεγεθών του συστήματος. Για παράδειγμα, αν αυξηθεί η δύναμη στο έμβολο του σχήματος 1.3, τότε η πίεση του αερίου αυξάνεται και ο ειδικός όγκος μειώνεται.

Η αλληλουχία των καταστάσεων που λαμβάνει το σύστημα ονομάζεται θερμοδυναμική μεταβολή ή θερμοδυναμική διεργασία.

Τη στιγμή που αυξάνεται η δύναμη στο έμβολο, προφανώς διαταράσσεται η μηχανική ισορροπία στο σύστημα, με αποτέλεσμα το έμβολο να μετακινείται μέχρι να επιτευχθεί ξανά η μηχανική ισορροπία. Το γεγονός ότι τα καταστατικά μεγέθη περιγράφουν την κατάσταση ενός συστήματος σε ισορροπία, οδηγεί στο ερώτημα πώς θα περιγραφούν οι διαδοχικές καταστάσεις του συστήματος κατά τη θερμοδυναμική μεταβολή. Για το λόγο αυτό υιοθετείται ένας ιδεατός τύπος θερμοδυναμικής μεταβολής κατά την οποία οι διαδοχικές απομακρύνσεις από την κατάσταση ισορροπίας είναι απειροστές και το σύστημα, κατά τη διάρκεια της μεταβολής, περνά από διαδοχικές θέσεις θερμοδυναμικής ισορροπίας. Η μεταβολή αυτή ονομάζεται **οιωνεί στατική μεταβολή** (ή **οιωνεί στατική διεργασία**).

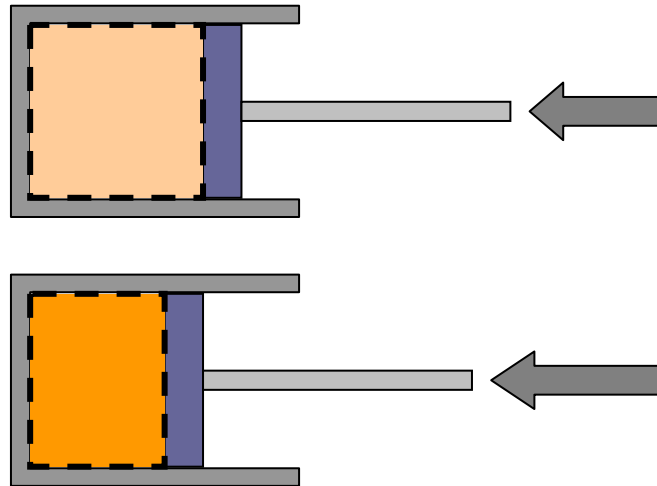
Στο παράδειγμα του εμβόλου, αν η αύξηση της δύναμης στο έμβολο είναι σταδιακή και αργή, τότε μπορούμε να μιλάμε για διαδοχικές θέσεις ισορροπίας. Αν όμως η δύναμη αυξηθεί απότομα, τότε σε καμία περίπτωση δεν μπορούμε να θεωρήσουμε ότι έχουμε διαδοχικές θέσεις ισορροπίας, ενώ η μεταβολή δεν μπορεί να περιγραφεί με τη χρήση καταστατικών μεγεθών. Στην περίπτωση αυτή μπορούμε να περιγράψουμε μόνο την αρχή της μεταβολής (που ξεκινάει από θερμοδυναμική ισορροπία) και το τέλος της, όταν θα έχει επιτευχθεί η ισορροπία, χωρίς να μπορούμε να περιγράψουμε τα ενδιάμεσα βήματα.

Σε ορισμένες θερμοδυναμικές μεταβολές διατηρείται σταθερό κάποιο θερμοδυναμικό μέγεθος. Τέτοιες μεταβολές είναι η ισοθερμοκρασιακή μεταβολή (όταν διατηρείται σταθερή η θερμοκρασία), η ισοβαρής (ή ισόθλιπτη) μεταβολή (όταν διατηρείται σταθερή η πίεση) και η ισόογκη μεταβολή (όταν διατηρείται σταθερός ο όγκος).

Ο **θερμοδυναμικός κύκλος** αναφέρεται σε θερμοδυναμική μεταβολή, η οποία, μετά από διαφορετικές ενδιάμεσες καταστάσεις, καταλήγει στην αρχική κατάσταση. Συνεπώς, στην τελική κατάσταση, τα καταστατικά μεγέθη έχουν τις ίδιες τιμές με αυτές της αρχικής κατάστασης. Το ψυκτικό υγρό που κυκλοφορεί στο κύκλωμα ψύξης του ψυγείου εκτελεί ένα θερμοδυναμικό κύκλο. Το νερό (που μετατρέπεται σε υδρατμό) στο κύκλωμα ενός θερμοηλεκτρικού σταθμού εκτελεί ένα θερμοδυναμικό κύκλο. Στην περίπτωση ενός τετράχρονου κινητήρα

εσωτερικής καύσης, έχουμε έναν **μηχανικό κύκλο** (σε δύο περιστροφές του στροφαλοφόρου άξονα), αλλά δεν έχουμε θερμοδυναμικό κύκλο, γιατί το εργαζόμενο μέσο δεν είναι το ίδιο σε όλες τις φάσεις της μεταβολής, καθώς το καύσιμο με τον εισαγόμενο αέρα δημιουργούν τα καυσαέρια, τα οποία εκλύονται στην ατμόσφαιρα.

ΣΧΗΜΑ 1.3
Παράδειγμα
θερμοδυναμικής
διεργασίας



1.6 ΕΝΕΡΓΕΙΑ – ΜΙΚΡΟΣΚΟΠΙΚΗ ΘΕΩΡΗΣΗ

Η ενέργεια είναι από τα σημαντικότερα μεγέθη της θερμοδυναμικής. Η θερμοδυναμική ως επιστήμη ασχολείται, κατά βάση, με την ενέργεια και τις μετατροπές της. Παρά την κυρίαρχη σημασία που έχει η ενέργεια στη θερμοδυναμική, είναι πολύ δύσκολο να ορισθεί. Η συνεχής όμως χρήση του όρου και η εξοικείωση που έχουμε με αυτόν στις καθημερινές εφαρμογές μας επιτρέπουν να παρακάμψουμε προς το παρόν το φορμαλιστικό ορισμό της ενέργειας. Μπορούμε όμως να πούμε ότι ενέργεια είναι η ικανότητα να παραχθεί ένα αποτέλεσμα.

Η ενέργεια μπορεί να αποθηκευθεί, να μετασχηματισθεί από μία μορφή σε άλλη και να μεταφερθεί από ένα σύστημα σε ένα άλλο. Για παράδειγμα η θερμότητα – η οποία είναι μια μορφή ενέργειας – μπορεί να μεταφερθεί από ένα σώμα με υψηλότερη θερμοκρασία σε ένα σώμα με χαμηλότερη θερμοκρασία.

Θα αφήσουμε για λίγο την μακροσκοπική εξέταση των σωμάτων και θα εξετάσουμε μικροσκοπικά την ύλη, ώστε να δούμε με ποιους τρόπους μπορεί η ενέργεια να αποθηκευτεί. Ας θεωρήσουμε ένα σύστημα που αποτελείται από ένα αέριο, αποθηκευμένο μέσα σε κλειστό δοχείο. Εξετάζοντας το αέριο σε μικροσκοπική κλίμακα, διαπιστώνουμε τρεις διαφορετικές μορφές ενέργειας, με τις οποίες είμαστε εξοικειωμένοι από την κλασική μηχανική:

- Δυναμική ενέργεια που σχετίζεται με τις δυνάμεις μεταξύ των μορίων του αερίου.
- Κινητική ενέργεια που σχετίζεται με τη μεταφορική κίνηση των μορίων.
- Ενδομοριακή ενέργεια που σχετίζεται με τη μοριακή και ατομική δομή των μορίων.

Η δυναμική ενέργεια εξαρτάται από την ένταση και τη φύση των δυνάμεων μεταξύ των μορίων, καθώς και από τη μεταξύ τους απόσταση. Επειδή είναι αδύνατο να προσδιορισθεί τόσο ο προσανατολισμός όσο και η θέση των μορίων κάθε χρονική στιγμή (καθώς και οι μεταξύ τους δυνάμεις), ο ακριβής προσδιορισμός της δυναμικής ενέργειας των μορίων είναι αδύνατος. Σε δύο μόνο περιπτώσεις μπορεί να υπολογιστεί προσεγγιστικά αυτή η ενέργεια. Στην περίπτωση χαμηλών πυκνοτήτων, όπου θεωρούμε ότι η απόσταση των μορίων είναι αρκετά μεγάλη και η αλληλεπίδραση περιορίζεται σε δύο ή τρία γειτονικά μόρια, και στην περίπτωση πολύ χαμηλών πυκνοτήτων, όπου η διαμοριακή απόσταση είναι τόσο μεγάλη που η δυναμική ενέργεια μπορεί να θεωρηθεί μηδενική (περίπτωση ιδανικού αερίου – σωματίδια ανεξάρτητα μεταξύ τους).

Η κινητική ενέργεια, η οποία εξαρτάται μόνο από τη μάζα των μορίων και την ταχύτητά τους, μπορεί να προσδιορισθεί με τη χρήση της κλασικής μηχανικής ή της κβαντομηχανικής.

Σε ένα μονοατομικό αέριο το άτομο διαθέτει επίσης ενέργεια λόγω της περιστροφής των ηλεκτρονίων γύρω από τον πυρήνα και γύρω από τον άξονά τους (η πυρηνική ενέργεια δε λαμβάνεται υπόψη σε αυτήν τη φάση). Η ενέργεια αυτή είναι συνήθως πολύ μικρή σε σχέση με την κινητική ενέργεια λόγω μεταφοράς των μορίων. Σε πιο πολύπλοκα όμως μόρια υπάρχουν και άλλες συνεισφορές στην ενδομοριακή ενέργεια. Η επιπλέον αυτή ενέργεια συνδέεται με τους βαθμούς ελευθερίας του μορίου. Έτσι ένα μονοατομικό αέριο έχει τρεις βαθμούς ελευθερίας, οι οποίοι σχετίζονται με την ικανότητα κίνησής του στις τρεις διευθύνσεις. Για ένα διατομικό αέριο οι βαθμοί ελευθερίας είναι 6: τρεις για την κίνηση στις τρεις διευθύνσεις, δύο για την περιστροφή γύρω από τους δύο άξονες που περνούν από το κέντρο βάρους του μορίου (στον άξονα που συνδέει τα δύο άτομα η ροπή αδράνειας είναι πολύ μικρή σε σχέση με τους άλλους δύο) και ένας για την ταλάντωση των ατόμων (απομάκρυνση και προσέγγιση των ατόμων μεταξύ τους). Για πιο πολύπλοκα μόρια αυξάνονται οι βαθμοί ελευθερίας λόγω ταλάντωσης. Έτσι για το μόριο του νερού έχουμε τρεις βαθμούς ελευθερίας λόγω μεταφοράς, τρεις λόγω περιστροφής και τρεις λόγω ταλάντωσης.

Όταν σε ένα σύστημα που περιέχει νερό δοθεί μία συγκεκριμένη ποσότητα θερμότητας, το νερό θα γίνει υδρατμός, ενώ παράλληλα θα αυξηθεί η πίεση και η θερμοκρασία του. Με βάση τη μακροσκοπική θεώρηση μας ενδιαφέρει η ενέργεια που δίδεται στο σύστημα, τα καταστατικά μεγέθη, όπως η πίεση και η θερμοκρασία, καθώς και η ενέργεια που είναι αποθηκευμένη στο εργαζόμενο μέσο (νερό), κάθε χρονική στιγμή. Το με ποια μορφή αποθηκεύεται αυτή η ενέργεια στο εργαζόμενο μέσο και σε ποιες αναλογίες, δε θα μας απασχολήσει στη μακροσκοπική εξέταση του φαινομένου.

1.7 ΠΙΕΣΗ

Η πίεση σε ένα σημείο ενός ρευστού που ηρεμεί είναι ίδια προς όλες τις διευθύνσεις. Η πίεση, όπως είναι γνωστό, ορίζεται ως ο λόγος της κάθετης σε μια επιφάνεια δύναμης διά το εμβαδόν της επιφάνειας. Ειδικότερα, για να προσδιορισθεί η πίεση σε ένα ορισμένο σημείο, θεωρούμε την μικρότερη επιφάνεια δΑ' στην περιοχή της οποίας το ρευστό μπορεί να θεωρηθεί ως

συνεχές μέσο. Η πίεση p μπορεί να οριστεί ως το όριο:

$$p = \lim_{\delta A \rightarrow \delta A'} (\delta F_n / \delta A)$$

Η μονάδα μέτρησης της πίεσης στο σύστημα S.I. είναι το pascal (Pa), που ορίζεται ως η δύναμη ενός newton εφαρμοζόμενη κάθετα σε επιφάνεια εμβαδού ενός τετραγωνικού μέτρου. Δηλαδή:

$$1 \text{ Pa} = 1 \text{ N} / \text{m}^2$$

Επειδή το Pa είναι πολύ μικρή μονάδα, συνήθως χρησιμοποιούνται τα πολλαπλάσια kPa και MPa. Η άλλη μονάδα που επίσης χρησιμοποιείται συχνά, αν και δεν ανήκει στο σύστημα S.I., είναι το bar, το οποίο ισούται με:

$$1 \text{ bar} = 10^5 \text{ Pa}$$

1.8 ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑ

Ο όρος θερμοκρασία είναι αρκετά κοινός στην καθημερινή μας ζωή. Το ανθρώπινο σώμα, μέσω των κατάλληλων αισθητηρίων, έχει την ικανότητα να διακρίνει τα αντικείμενα με τα οποία έρχεται σε επαφή, σε θερμότερα ή ψυχρότερα από αυτό. Εκτός της επαφής, το ανθρώπινο σώμα έχει τη δυνατότητα να διακρίνει τη διαφορά θερμοκρασίας και από απόσταση, λόγω της θερμικής ακτινοβολίας την οποία εκπέμπουν ή απορροφούν τα διάφορα αντικείμενα και το ανθρώπινο σώμα. Επίσης, από την καθημερινή πρακτική γνωρίζουμε ότι δύο σώματα με διαφορετική θερμοκρασία, όταν έρθουν σε επαφή για ικανό χρονικό διάστημα, οι θερμοκρασίες τους τελικά τείνουν να γίνουν ίσες.

Τα αισθητήρια όργανα του ανθρώπινου σώματος όμως δεν μπορούν ουσιαστικά να μετρήσουν τη θερμοκρασία. Στην πραγματικότητα αισθάνονται την ένταση της ροής θερμότητας από το αντικείμενο προς το σώμα ή το αντίστροφο. Έτσι, στην περίπτωση που έχουμε δύο αντικείμενα ίσης θερμοκρασίας (χαμηλότερης του σώματος) από ξύλο και μέταλλο, το μεταλλικό αντικείμενο θα μας φανεί πιο ψυχρό, διότι σε αυτό η ένταση της ροής της θερμότητας από το σώμα είναι μεγαλύτερη.

Το προηγούμενο παράδειγμα δείχνει τη δυσκολία που υπάρχει ως προς τον ορισμό της θερμοκρασίας με βάση τις παρατηρήσεις μας. Ο αυστηρός ορισμός της θερμοκρασίας μπορεί να γίνει μόνο με βάση αξιώματα της θερμοδυναμικής. Δεν περιγράφει τη φύση της θερμοκρασίας, αλλά καθορίζει ακριβή τρόπο μέτρησης και σύγκρισης των θερμοκρασιών διαφόρων σωμάτων ή συστημάτων.

1.9 Ο ΜΗΔΕΝΙΚΟΣ ΝΟΜΟΣ ΤΗΣ ΘΕΡΜΟΔΥΝΑΜΙΚΗΣ

Η επιστήμη της θερμοδυναμικής στηρίζεται σε τέσσερις νόμους ή αξιώματα. Το τέταρτο από αυτά, αν και διατυπώθηκε χρονολογικά τελευταίο, προηγείται εννοιολογικά των τριών άλλων. Για το λόγο αυτό καλείται **Μηδενικό Θερμοδυναμικό Αξίωμα ή Μηδενικός Θερμοδυναμικός Νόμος**. Ο Μηδενικός Θερμοδυναμικός νόμος είναι η βάση για το φορμαλιστικό ορισμό της έννοιας της θερμοκρασίας και για τη μονοσήμαντη μέτρηση των θερμοκρασιών. Επειδή υπάρχουν δυσκολίες στον ορισμό της ίδιας της θερμοκρασίας, θα προσδιορισθεί η ισότητα θερμοκρασιών.

Ας θεωρήσουμε δύο κλειστά θερμοδυναμικά συστήματα, έστω δύο τεμάχια

του ίδιου μετάλλου, το ένα ψυχρό και το άλλο θερμό (όπως μπορούμε να το αντιληφθούμε με τα αισθητήριά μας). Έστω ότι μετράμε την ηλεκτρική αγωγιμότητα των δύο τεμαχίων, καθώς και τις διαστάσεις τους. Στη συνέχεια τα φέρνουμε σε επαφή και επαναλαμβάνουμε τις μετρήσεις. Σημειώνουμε τις μεταβολές στα παραπάνω μεγέθη και στα δύο τεμάχια, μέχρις ότου, από ένα χρονικό όριο και έπειτα, δεν παρατηρείται καμία μεταβολή. Μπορούμε συνεπώς να συμπεράνουμε ότι τα δύο σώματα έχουν ίδια θερμοκρασία, όταν ερχόμενα σε επαφή δεν παρατηρείται καμία μεταβολή σε μετρήσιμες μεταβλητές τους.

Ας θεωρήσουμε τώρα τα δύο αρχικά τεμάχια μετάλλου και ένα θερμόμετρο υδραργύρου. Φέρνουμε πρώτα σε επαφή το θερμόμετρο με το ένα τεμάχιο, μέχρι να επιτευχθεί εξίσωση των θερμοκρασιών τους. Στη συνέχεια φέρνουμε το θερμόμετρο σε επαφή με το δεύτερο τεμάχιο μετάλλου και έστω ότι δεν παρατηρείται καμία μεταβολή στην ένδειξη του θερμομέτρου. Στην περίπτωση αυτή τα δύο τεμάχια βρίσκονται σε θερμική ισορροπία με το θερμόμετρο υδραργύρου.

Ο Μηδενικός Θερμοδυναμικός Νόμος ορίζει τα ακόλουθα:

Δύο συστήματα τα οποία βρίσκονται σε θερμική ισορροπία με τρίτο σύστημα, βρίσκονται σε θερμική ισορροπία και μεταξύ τους.

Με το παραπάνω αξίωμα είναι δυνατόν να ελεγχθούν δύο συστήματα για το κατά πόσον βρίσκονται στην ίδια θερμοκρασία με τη χρήση ενός θερμομέτρου, δηλαδή ενός τρίτου συστήματος, χωρίς να απαιτείται να έρθουν σε επαφή μεταξύ τους. Παραμένει όμως το πρόβλημα της σύγκρισης θερμοκρασιών που παίρνουμε από διαφορετικά θερμόμετρα (τα οποία μπορεί να στηρίζονται και σε διαφορετικές φυσικές αρχές). Για το λόγο αυτό είναι αναγκαία η εισαγωγή μιας τυποποιημένης κλίμακας για τη μέτρηση των θερμοκρασιών.

1.10 ΚΛΙΜΑΚΕΣ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑΣ

Η θερμοκρασία ως μέγεθος είναι βασικό στοιχείο της θερμοδυναμικής επιστήμης, αλλά ταυτόχρονα χρησιμοποιείται ευρέως στην καθημερινή ζωή. Επειδή δεν είναι παράγωγο μέγεθος, η μονάδα μέτρησής του δεν μπορεί να προκύψει από άλλες μονάδες. Απαιτείται λοιπόν ορισμός της μονάδας μέτρησης της θερμοκρασίας. Για τον ορισμό μιας θερμοκρασιακής κλίμακας απαιτούνται δύο προϋποθέσεις (για τη θερμοδυναμική μόνο η πρώτη):

- Ύπαρξη φαινομένων, τα οποία (υπό καθορισμένες συνθήκες) λαμβάνουν χώρα πάντα υπό την ίδια σταθερή θερμοκρασία (σταθερά σημεία θερμοκρασίας).
- Ύπαρξη ιδιότητας του σώματος που χρησιμοποιείται για τη μέτρηση της θερμοκρασίας, η οποία να είναι μονοσήμαντη συνεχής συνάρτηση της θερμοκρασίας.

Η πρώτη προϋπόθεση πληρούται από πολλά φαινόμενα. Δύο κλασικά παραδείγματα είναι:

- α) το μίγμα νερού και πάγου υπό πίεση 760 mmHg σε ισορροπία και
- β) το μίγμα νερού και υδρατμού υπό την ίδια πίεση σε ισορροπία.

Στα δύο αυτά σημεία δόθηκαν αυθαίρετα οι τιμές 0 βαθμοί και 100 βαθμοί για την κλίμακα **Celsius**, ενώ για την κλίμακα **Fahrenheit** δόθηκαν αυθαίρετα οι τιμές 32 βαθμοί και 212 βαθμοί αντίστοιχα. Στην πρώτη κλίμακα ο συμβολισμός γίνεται με °C, ενώ στη δεύτερη με °F (A. Celsius 1701-1744, G. Fahrenheit 1686-1736).

Η δεύτερη προϋπόθεση ικανοποιείται επίσης από πολλά σώματα και πολλές ιδιότητές τους, μερικές από τις οποίες παρατίθενται στη συνέχεια:

- Μεταβολή όγκου υγρού
- Μεταβολή της πίεσης αερίου σταθερού όγκου
- Μεταβολή του όγκου αερίου σταθερής πίεσης
- Μεταβολή μήκους μεταλλικής ράβδου
- Μεταβολή ηλεκτρικής αντίστασης μεταλλικού σύρματος
- Μεταβολή χρώματος μετάλλου ή άλλου υλικού
- Μεταβολή ηλεκτρικών ιδιοτήτων ημιαγωγών
- Ηλεκτρεγερτική δύναμη ζεύγους θερμοηλεκτρικών στοιχείων

Αν χρησιμοποιήσουμε την πρώτη ιδιότητα και κατασκευάσουμε ένα θερμόμετρο διαστολής υγρού, αντιστοιχούμε την ένδειξη των 0 °C στο σημείο όπου έχουμε θερμική ισορροπία με το σύστημα νερού – πάγου και την ένδειξη των 100 °C στο σημείο όπου έχουμε θερμική ισορροπία με το σύστημα νερού – υδρατμού. Στη συνέχεια διαιρούμε το μήκος μεταξύ των θέσεων 0 και 100 σε 100 ίσα μέρη. Προφανώς η κλίμακα μήκους που θα προκύψει, εξαρτάται από το υγρό που θα χρησιμοποιήσουμε (συντελεστής διαστολής) και από τη μορφή της διάταξης. Οι κλίμακες θερμοκρασίας που προκύπτουν με τον παραπάνω τρόπο καλούνται **εμπειρικές κλίμακες θερμοκρασίας**.

Μέχρι στιγμής δεν έχουμε ορίσει την απόλυτη κλίμακα θερμοκρασιών. Μία τέτοια κλίμακα είναι η **Θερμοδυναμική Κλίμακα Θερμοκρασιών**, η οποία θα ορισθεί σε επόμενο κεφάλαιο, με τη βοήθεια του δευτέρου θερμοδυναμικού νόμου, ανεξάρτητα από τις ιδιότητες οποιουδήποτε σώματος. Η Θερμοδυναμική Κλίμακα Θερμοκρασιών απαιτεί για τον ορισμό της ένα μόνο σταθερό σημείο θερμοκρασίας. Το σημείο που χρησιμοποιείται είναι το τριπλό σημείο του ύδατος (το σημείο ισορροπίας των τριών φάσεων του νερού).

Η πολυπλοκότητα της εφαρμογής της οδήγησε στην υιοθέτηση, σε πρακτικό επίπεδο, της **Διεθνούς Κλίμακας Θερμοκρασιών**, η οποία προσεγγίζει τη Θερμοδυναμική Κλίμακα Θερμοκρασιών. Η κλίμακα αυτή χρησιμοποιεί περισσότερα σταθερά σημεία, καθώς επίσης και τη μεταβολή της ηλεκτρικής αντίστασης σύρματος πλατίνας.

Η απόλυτη κλίμακα που σχετίζεται με την κλίμακα Κελσίου είναι η κλίμακα Kelvin, η οποία χρησιμοποιεί το σύμβολο K, χωρίς την προσθήκη του συμβόλου του βαθμού. Η σχέση μεταξύ των δύο κλιμάκων είναι

$$K = ^\circ C + 273.15$$

Η απόλυτη κλίμακα που σχετίζεται με την κλίμακα Fahrenheit είναι η

κλίμακα Rankine, η οποία χρησιμοποιεί το σύμβολο R. Η σχέση μεταξύ των δύο κλιμάκων είναι

$$R = F + 459.67$$

Για το συμβολισμό της θερμοκρασίας θα χρησιμοποιούμε πάντα το σύμβολο T, ανεξαρτήτως της κλίμακας θερμοκρασιών.

2 ΑΕΡΙΑ ΚΑΙ ΑΤΜΟΙ

2.1 ΓΕΝΙΚΑ

Από θερμοδυναμική άποψη παρουσιάζει ιδιαίτερο ενδιαφέρον το θερμοδυναμικό σύστημα που αποτελείται από ένα μόνο συστατικό. Το σύστημα αυτό το ονομάζουμε καθαρή ουσία. Πιο συγκεκριμένα καθαρή ουσία είναι το σύστημα το οποίο έχει τα ακόλουθα χαρακτηριστικά:

- Είναι ομοιογενές σε σύσταση
- Είναι χημικά ομοιογενές
- Είναι χημικά αμετάβλητο

Η πρώτη ιδιότητα σημαίνει ότι η σύσταση του συστήματος είναι η ίδια σε όλη την έκτασή του, με ίδιες αναλογίες χημικών στοιχείων. Η δεύτερη ιδιότητα σημαίνει ότι τα χημικά στοιχεία που απαρτίζουν τη σύσταση είναι συνδυασμένα με τον ίδιο τρόπο σε όλη την έκταση του συστήματος. Η τρίτη ιδιότητα σημαίνει τη χρονικά αμετάβλητη κατάσταση του συστήματος.

Για την κατανόηση των παραπάνω χαρακτηριστικών ιδιοτήτων ας θεωρήσουμε τα ακόλουθα τρία συστήματα:

- νερό και υδρατμός
- νερό και αέρια H_2 και O_2 σε αναλογία $H_2 + \frac{1}{2} O_2$
- νερό και αέρια H_2 και O_2 σε αναλογία $H_2 + O_2$

Προφανώς το πρώτο σύστημα ικανοποιεί και τα τρία κριτήρια, άρα είναι καθαρή ουσία. Το δεύτερο σύστημα ικανοποιεί το πρώτο κριτήριο, μιας και η σύσταση είναι παντού η ίδια, τόσο στην υγρή όσο και στην αέρια φάση, αλλά δεν ικανοποιεί το δεύτερο κριτήριο. Η αναλογία των δύο στοιχείων μπορεί να είναι η ίδια, αλλά δεν υπάρχει χημική ομοιογένεια μεταξύ των δύο φάσεων (στη μία φάση έχουμε χημική ένωση – νερό – ενώ στην άλλη έχουμε μίγμα δύο στοιχείων). Το τρίτο σύστημα προφανώς δεν ικανοποιεί ούτε το πρώτο ούτε το δεύτερο κριτήριο. Επομένως τα δύο τελευταία συστήματα δεν αποτελούν καθαρές ουσίες.

Μίγμα πάγου και νερού είναι καθαρή ουσία, ενώ μίγμα αερίου και υγροποιημένου αέρα δεν είναι καθαρή ουσία, διότι δεν υπάρχει η ίδια σύνθεση στις δύο φάσεις του μίγματος. Μερικές φορές μίγματα αερίων όπως ο αέρας θα λαμβάνονται ως καθαρές ουσίες, με την προϋπόθεση ότι δε θα συμβαίνει αλλαγή φάσης.

2.2 ΑΕΡΙΑ ΚΑΙ ΑΤΜΟΙ

Με τον όρο αέριο χαρακτηρίζουμε την καθαρή ουσία που βρίσκεται σε αέρια φάση, αλλά απέχει αισθητά από την υγρή φάση. Αυτό σημαίνει ότι σε σημαντικές αλλαγές των καταστατικών μεγεθών δεν υπόκειται σε αλλαγή φάσης. Αντίθετα ως ατμός χαρακτηρίζεται η κατάσταση όπου η εξάτμιση της υγρής φάσης δεν έχει ολοκληρωθεί ενδεχομένως πλήρως και μπορεί να έχουμε συνύπαρξη των δύο φάσεων. Χρειάζεται προσοχή όσον αφορά στους ατμούς, αφού γι' αυτούς δεν ισχύουν οι νόμοι των τελείων αερίων, τη στιγμή που κατά τη φάση κάποιας θερμοδυναμικής διεργασίας μπορεί να έχουμε υγροποίηση

τιμήματός τους.

Οι ατμοί, τα αέρια και οι διαφασικές καταστάσεις υγρού – ατμού καθαρών ουσιών αποτελούν τα κυριότερα θερμοδυναμικά συστήματα, τα οποία παίρνουν μέρος στις ενεργειακές συναλλαγές των περισσότερων θερμοδυναμικών διεργασιών που έχουν σχέση με την παραγωγή ή την απορρόφηση έργου.

Ας θεωρήσουμε την περίπτωση ενός δοχείου με υγρό, το οποίο έχει στο πάνω τμήμα του ένα έμβολο συγκεκριμένου βάρους με δυνατότητα κίνησης. Με πρόσδοση θερμότητας στο υγρό μεταβάλλεται ελάχιστα η πυκνότητά του (και ο ειδικός όγκος του), ενώ η πίεση παραμένει σταθερή λόγω του βάρους του εμβόλου. Συνεχίζοντας να δίνουμε θερμότητα έχουμε αλλαγή φάσης από υγρό σε αέριο, ενώ κατά τη διάρκεια αυτής της αλλαγής η θερμοκρασία παραμένει σταθερή. Προφανώς κατά τη διάρκεια αυτής της μεταβολής έχουμε σημαντική αύξηση του ειδικού όγκου (μείωση της πυκνότητας). Όταν και η τελευταία σταγόνα μετατραπεί σε ατμό, τότε η επιπλέον θερμότητα που δίνουμε έχει ως αποτέλεσμα την παραπέρα αύξηση της θερμοκρασίας του ατμού. Η ενέργεια που δίνουμε κατά τη διάρκεια της ισόθλιπτης αυτής διεργασίας και χρησιμεύει για τη μετατροπή της υγρής σε αέρια φάση ονομάζεται **λανθάνουσα θερμότητα ατμοποίησης**.

Ο ατμός σε κατάσταση πλήρους εξάτμισης (δεν υπάρχει καθόλου υγρή φάση, ούτε υπό μορφή σταγονιδίων) **ονομάζεται ξηρός κεκορεσμένος ατμός**. Αν συνεχιστεί η πρόσδοση θερμότητας, ο ατμός γίνεται **υπέρθερμος**. Κατά προσέγγιση ο υπέρθερμος ατμός συμπεριφέρεται ως αέριο.

2.3 ΚΑΤΑΣΤΑΤΙΚΗ ΕΞΙΣΩΣΗ

Η έννοια της καθαρής ουσίας έχει εισαχθεί επειδή γι' αυτήν την απλή περίπτωση (απουσία κίνησης, βαρυτικής επίδρασης, επιφανειακής τάσης και ηλεκτρομαγνητικών ή άλλων δυνάμεων) αρκούν δύο μεγέθη για την περιγραφή της κατάστασης του συστήματος.

Από την παρατήρηση και το πείραμα έχει προκύψει ότι για κάθε καθαρή ουσία - σε οποιαδήποτε φάση και αν βρίσκεται - υπάρχει μία μαθηματική σχέση που συνδέει την πίεση, τη θερμοκρασία και τον όγκο. Δηλαδή αυτά τα μεγέθη δεν είναι ανεξάρτητα. Τα παραπάνω τρία μεγέθη ονομάζονται **θεμελιώδεις θερμοδυναμικές ιδιότητες**, ενώ τα συστήματα καλούνται και **συστήματα pVT**. Η σχέση που συνδέει τα τρία αυτά θερμοδυναμικά μεγέθη ονομάζεται **καταστατική εξίσωση** της συγκεκριμένης ουσίας. Η καταστατική εξίσωση αναφέρεται σε καταστάσεις ισορροπίας, η οποία είναι και προϋπόθεση για την ισχύ της.

Συνήθως δεν είναι γνωστή η αναλυτική μαθηματική σχέση που συνδέει τα τρία αυτά μεγέθη. Είναι βέβαια μία σχέση της μορφής:

$$F(p,V,T) = 0$$

Μια σχέση αυτής της μορφής υπάρχει για κάθε καθαρή ουσία, εκφράζοντας τον τρόπο που συνδέεται η τρίτη εξαρτημένη μεταβλητή από τις δύο ανεξάρτητες. Η παραπάνω σχέση μπορεί να γραφεί και με τις εξής μορφές:

$$p = p(V, T)$$

$$V = V(p, T)$$

$$T = T(p, V)$$

Κάθε μία από τις σχέσεις αυτές αποτελεί μία ισοδύναμη έκφραση της καταστατικής εξίσωσης και δείχνει την εξάρτηση της τρίτης μεταβλητής από τις δύο άλλες. Τα μεγέθη p , V , T αποτελούν τα καταστατικά μεγέθη του συστήματος. Οι παραπάνω συναρτήσεις είναι μονότιμες και συνεχείς, ενώ αποτελούν τέλεια διαφορικά, δηλαδή η τιμή τους εξαρτάται από την κατάσταση και όχι από τη διαδρομή που έχει ακολουθηθεί (αυτό άλλωστε είναι προϋπόθεση για το χαρακτηρισμό ενός μεγέθους ως καταστατικού). Έτσι μπορούμε να γράψουμε:

$$dp = (\partial p / \partial T)_V dT + (\partial p / \partial V)_T dV$$

$$dV = (\partial V / \partial T)_p dT + (\partial V / \partial p)_T dp$$

$$dT = (\partial T / \partial p)_V dp + (\partial T / \partial V)_p dV$$

όπου οι δείκτες στις μερικές παραγώγους δείχνουν το θερμοδυναμικό μέγεθος που παραμένει σταθερό κατά την παραγωγή. Οι μερικές παράγωγοι κάθε συνάρτησης είναι και αυτές συνεχείς συναρτήσεις των δύο άλλων θερμοδυναμικών μεγεθών. Δηλαδή μπορούμε να γράψουμε:

$$(\partial V / \partial T)_p = f_1(p, T)$$

$$(\partial V / \partial p)_T = f_2(p, T)$$

και όμοια για τις μερικές παραγώγους των δύο άλλων μεγεθών. Οι δύο παραπάνω μερικές παράγωγοι έχουν φυσική σημασία. Η πρώτη μερική παράγωγος δείχνει το λόγο μεταβολής του όγκου με τη μεταβολή της θερμοκρασίας, όταν η πίεση παραμένει σταθερή (ισόθλιπτη μεταβολή). Διαιρώντας με τον όγκο V λαμβάνουμε το μέγεθος β που ονομάζεται **συντελεστής κατ' όγκον διαστολής** (ή ισόθλιπτη διαστολικότητα ή συντελεστής κυβικής διαστολής) και δίνεται από τη σχέση:

$$\beta = (1/V) (\partial V / \partial T)_p$$

Η δεύτερη μερική παράγωγος δηλώνει τη μεταβολή του όγκου λόγω μεταβολής της πίεσης υπό ισοθερμοκρασιακή μεταβολή. Διαιρώντας με τον όγκο έχουμε το μέγεθος k , που ονομάζεται **ισοθερμοκρασιακή συμπίεστότητα** και δίνεται από τη σχέση:

$$k = - (1/V) (\partial V / \partial p)_T$$

Εύκολα φαίνεται ότι οι παραπάνω σχέσεις παραμένουν αναλλοίωτες, αν αντί για τον όγκο χρησιμοποιηθεί ο ειδικός όγκος, δηλαδή:

$$\beta = (1/v) (\partial v / \partial T)_p$$

$$k = - (1/v) (\theta v / \theta p)_T$$

Ανάλογα ορίζεται και η **ισόογκη εντατικότητα** a , με τη σχέση:

$$a = (1/p) (\theta p / \theta T)_v$$

Τα τρία παραπάνω μεγέθη δεν είναι ανεξάρτητα μεταξύ τους, αλλά όπως θα φανεί στη συνέχεια, συνδέονται με συγκεκριμένη σχέση.

2.4 ΚΑΤΑΣΤΑΤΙΚΗ ΕΞΙΣΩΣΗ ΤΕΛΕΙΩΝ ΑΕΡΙΩΝ

Έστω ότι μελετάμε ένα αέριο και προσπαθούμε να βρούμε τη σχέση που συνδέει τα τρία καταστατικά μεγέθη. Για μια μεγάλη περιοχή τιμών σχεδιάζουμε τη μεταβολή του μεγέθους ($p v / T$) σε συνάρτηση με την πίεση p . Η σχεδίαση θα γίνει με σταθερή παράμετρο τη θερμοκρασία T , δηλαδή σχεδιάζουμε καμπύλες σταθερής θερμοκρασίας (ισοθερμοκρασιακές καμπύλες), για διάφορες τιμές της θερμοκρασίας. Από το πείραμα προκύπτει (Σχήμα 2.1) ότι, καθώς προχωρούμε σε χαμηλότερες πιέσεις, οι ισοθερμοκρασιακές καμπύλες συγκλίνουν, ενώ για πίεση που τείνει στο μηδέν (απόλυτο κενό), όλες οι καμπύλες τείνουν στο ίδιο σημείο, με τιμή πλέον ανεξάρτητη της θερμοκρασίας και ίση με:

$$8.3145 \text{ J/(mole K)}$$

Από τις πειραματικές παρατηρήσεις προκύπτει ότι το σημείο αυτό είναι ανεξάρτητο του αερίου που χρησιμοποιείται και ότι η τιμή του είναι η ίδια για όλα τα αέρια. Η σταθερά αυτή ονομάζεται **παγκόσμια σταθερά των αερίων** και συμβολίζεται με το **R**.

Έτσι για κάθε αέριο υπό πολύ χαμηλή πίεση μπορούμε να γράψουμε τη σχέση

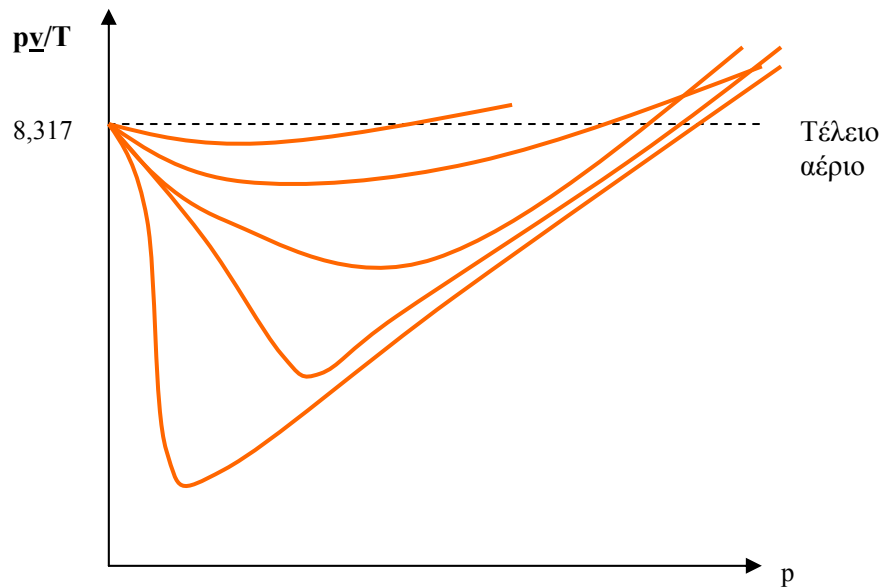
$$p v / T = \underline{R}$$

Αν δεχθούμε την ύπαρξη ενός ιδανικού αερίου το οποίο ακολουθεί πάντα την παραπάνω σχέση για όλες τις πιέσεις και τις θερμοκρασίες, έχουμε μία σχέση που συνδέει τα τρία καταστατικά μεγέθη. Το αέριο αυτό το ονομάζουμε **τέλειο αέριο**, για το οποίο ισχύει:

$$p v = \underline{R} T$$

ΣΧΗΜΑ 2.1

Τιμές του $p\underline{v}/T$ σε συνάρτηση με την πίεση p , για διάφορες τιμές της θερμοκρασίας, για ένα πραγματικό αέριο.



Στην περίπτωση που δεχθούμε την ύπαρξη του τελείου αερίου, οι ισοθερμοκρασιακές καμπύλες του σχήματος 2.1 ταυτίζονται σε μία ευθεία παράλληλη με τον οριζόντιο άξονα και με σταθερή τιμή ίση με την παγκόσμια σταθερά των αερίων. Σε διαφορετική μορφή η παραπάνω σχέση μπορεί να γραφεί:

$$p d\underline{v} + \underline{v} dp = \underline{R} dT$$

Αν διαιρέσουμε τα δύο μέλη της καταστατικής εξίσωσης με το Μοριακό Βάρος M του αερίου, θα έχουμε:

$$p\underline{v} / M = \underline{R} T / M$$

ή

$$p\underline{v} = RT$$

όπου

$$R = \underline{R} / M$$

η σταθερά του συγκεκριμένου αερίου, η τιμή της οποίας μεταβάλλεται από αέριο σε αέριο.

Αν αντικαταστήσουμε τον ειδικό όγκο και τον γραμμομοριακό όγκο με τον όγκο V θα έχουμε:

$$pV = n\underline{R}T$$

και

$$pV = mRT$$

Προφανώς, η καταστατική εξίσωση του τελείου αερίου μπορεί να γραφεί

και στη μορφή:

$$p_1 V_1 / T_1 = p_2 V_2 / T_2$$

για οποιεσδήποτε δύο καταστάσεις 1 και 2. Η προηγούμενη σχέση είναι η έκφραση των «νόμων» του **Boyle** και του **Charles**. Οι παραπάνω «νόμοι» έχουν ισχύ μόνο προσεγγιστικά για τα πραγματικά αέρια, ενώ η ακρίβειά τους αυξάνεται καθώς πλησιάζουμε τη μηδενική πίεση. Προσοχή χρειάζεται στη χρήση της απόλυτης κλίμακας θερμοκρασιών κατά τους υπολογισμούς.

2.5 ΕΙΔΙΚΕΣ ΠΕΡΙΠΤΩΣΕΙΣ ΜΕΤΑΒΟΛΩΝ

Εάν είναι γνωστή η καταστατική εξίσωση ενός αερίου ή ατμού, οποιαδήποτε θερμοδυναμική κατάσταση (ή οιονεί στατική μεταβολή) μπορεί να παρασταθεί σε διάγραμμα p-V. Στην περίπτωση του τελείου αερίου θα μελετήσουμε τις τρεις περιπτώσεις μεταβολών: την ισοθερμοκρασιακή, την ισόθλιπτη και την ισόογκη.

Στην περίπτωση διατήρησης σταθερής θερμοκρασίας, από την καταστατική εξίσωση των τελείων αερίων θα έχουμε:

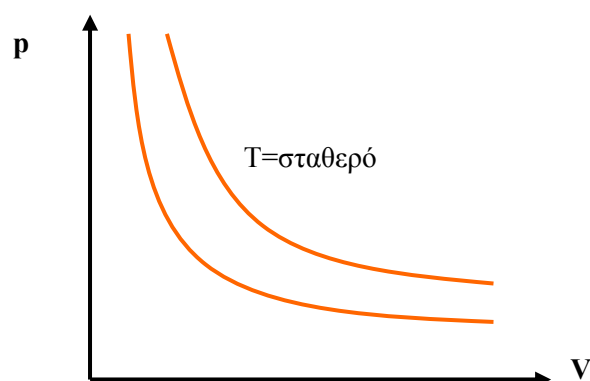
$$pV = \text{σταθερό} = C$$

ή

$$p = C/V$$

Η παραπάνω σχέση στο επίπεδο p-V εκφράζει μία καμπύλη υπερβολής, όπου η σταθερά C εξαρτάται από την τιμή της θερμοκρασίας. Συνεπώς για διαφορετικές τιμές της C έχουμε διάφορες ισοθερμοκρασιακές καμπύλες του τελείου αερίου, όπως φαίνεται στο σχήμα 2.2. Όσο αυξάνεται η τιμή της θερμοκρασίας (και της σταθεράς C) τόσο απομακρυνόμαστε από την αρχή των αξόνων. Η ισοθερμοκρασιακή μεταβολή των τελείων αερίων είναι γνωστή και ως «νόμος» των **Boyle – Mariotte**.

ΣΧΗΜΑ 2.2
Ισοθερμοκρασιακές
καμπύλες τελείου αερίου
(υπερβολές).



Αν διατηρηθεί η πίεση σταθερή, τότε έχουμε από τη σχέση των τελείων αερίων:

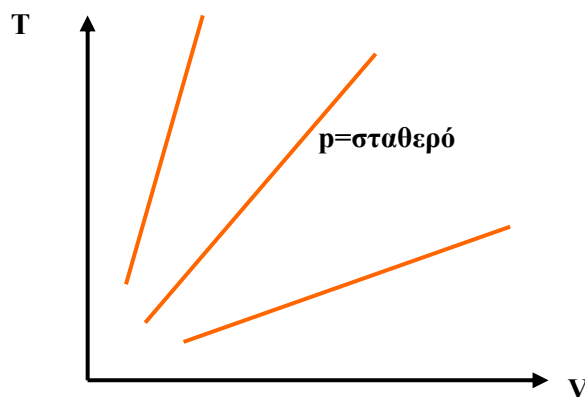
$$pV = C'T$$

ή

$$V = C T$$

Δηλαδή ο όγκος είναι ανάλογος της θερμοκρασίας (αυξάνεται γραμμικά με τη θερμοκρασία). Σε διάγραμμα V-T η παραπάνω σχέση (ισόθλιπτη μεταβολή) παριστάται με ευθεία γραμμή. Για διαφορετικές τιμές της πίεσης αλλάζει η σταθερά αναλογίας C, οπότε αλλάζει η κλίση της ευθείας (σχήμα 2.3).

ΣΧΗΜΑ 2.3
Ισόθλιπτες (ισοβαρείς)
καμπύλες τελείου
αερίου.



Αν διατηρηθεί ο όγκος σταθερός (ισόογκη ή ισόχωρη μεταβολή) θα έχουμε αντίστοιχα από την καταστατική εξίσωση:

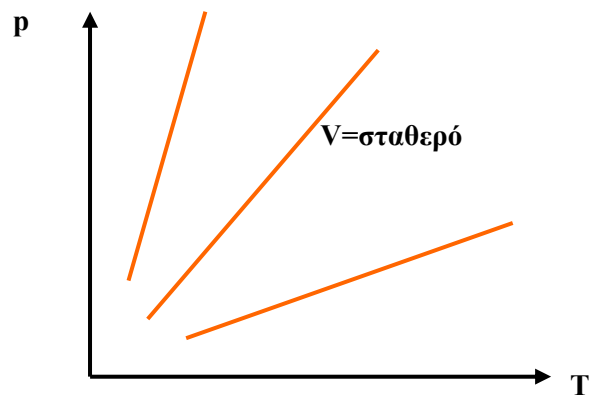
$$pV = C'T$$

ή

$$p = C T$$

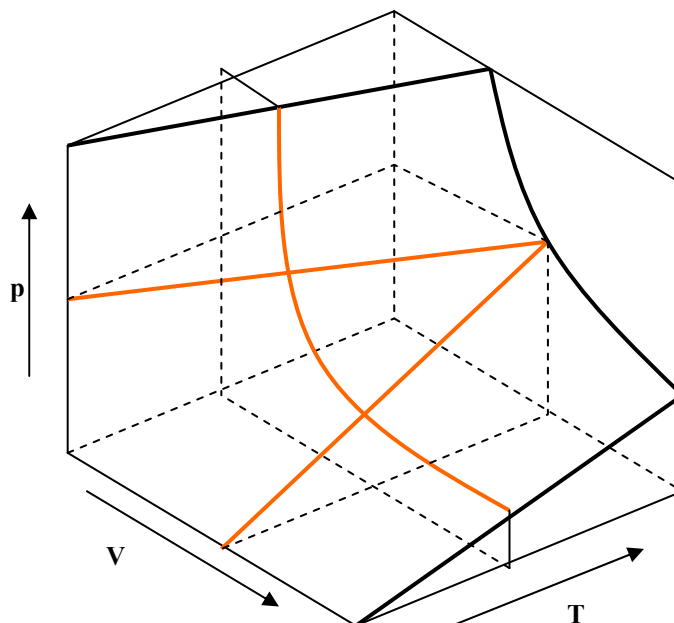
Δηλαδή υπάρχει επίσης γραμμική σχέση μεταξύ της πίεσης και της θερμοκρασίας, όταν ο όγκος παραμένει σταθερός (για τέλεια αέρια). Έτσι σε επίπεδο p-T η παραπάνω σχέση είναι μία ευθεία γραμμή (σχήμα 2.4), ενώ για διαφορετικές τιμές του όγκου V έχουμε διαφορετικές ευθείες με αντίστοιχη κλίση (ισόχωρες ευθείες). Η προηγούμενη σχέση είναι ο γνωστός «νόμος» των **Charles** και **Gay-Lussac**.

ΣΧΗΜΑ 2.4
Ισόογκες καμπύλες
τελείου αερίου



Όπως φάνηκε παραπάνω, η καταστατική εξίσωση των τελείων αερίων είναι μία σχέση που συνδέει τα τρία θερμοδυναμικά καταστατικά μεγέθη p , V , T . Η σχέση αυτή προφανώς μπορεί να παρασταθεί με μια καμπύλη επιφάνεια σε ένα τρισσορθογώνιο Καρτεσιανό σύστημα συντεταγμένων, όπου οι τρεις άξονες αντιστοιχούν στα καταστατικά μεγέθη p , V , T . Η επιφάνεια αυτή φαίνεται στο σχήμα 2.5. Κάθε σημείο της αντιστοιχεί σε μία θερμοδυναμική κατάσταση ισορροπίας του τελείου αερίου, ενώ μία οποιαδήποτε διαδρομή πάνω στην επιφάνεια αυτή αντιστοιχεί σε μία οιονεί στατική διεργασία του τελείου αερίου. Οι τομές της επιφάνειας αυτής με επίπεδα σταθερής πίεσης (επίπεδα παράλληλα στο επίπεδο $V - T$, κάθετα στον άξονα p) δίνουν τις ισόθλιπτες καμπύλες. Αντίστοιχα προκύπτουν οι ισοθερμοκρασιακές και οι ισόογκες καμπύλες.

ΣΧΗΜΑ 2.5
Η επιφάνεια p - V - T για
τέλειο αέριο.



2.6 ΚΑΤΑΣΤΑΤΙΚΕΣ ΕΞΙΣΩΣΕΙΣ ΠΡΑΓΜΑΤΙΚΩΝ ΑΕΡΙΩΝ

Τα πραγματικά αέρια προφανώς δεν ακολουθούν την καταστατική εξίσωση του τελείου αερίου. Η εξίσωση αυτή στηρίζεται σε δύο βασικές παραδοχές, τον αμελητέο όγκο των μορίων του αερίου και την έλλειψη δυνάμεων αλληλεπίδρασης μεταξύ των μορίων του αερίου. Οι παραδοχές αυτές προφανώς δεν ισχύουν για πραγματικά αέρια.

Η καταστατική εξίσωση των τελείων αερίων μπορεί να εφαρμοστεί με καλύτερη προσέγγιση για τα πραγματικά αέρια όσο μικραίνει η πίεση, όσο μεγαλώνει η θερμοκρασία και όσο μικραίνει το μοριακό βάρος του αερίου. Οι δύο πρώτες συνθήκες οδηγούν στην απομάκρυνση των μορίων του αερίου και συνεπώς στη μείωση της αλληλεπίδρασης, ενώ η τρίτη συνθήκη συνδέεται με την πρώτη παραδοχή για τα τέλεια αέρια. Για τον αέρα σε συνθήκες περιβάλλοντος το σφάλμα από την εφαρμογή της καταστατικής εξίσωσης των τελείων αερίων είναι μικρότερο του 1%, ακόμη και για πιέσεις έως 25 bar (σε θερμοκρασία περιβάλλοντος).

Το 1873 ο J.D. van der Waals παρουσίασε μία καταστατική εξίσωση για τα πραγματικά αέρια, η οποία λαμβάνει υπόψη τον πεπερασμένο όγκο των μορίων και την μεταξύ τους αλληλεπίδραση. Έτσι αντικατέστησε τον ειδικό όγκο v με τον όρο $(v-b)$ για να λάβει υπόψη τον όγκο των μορίων, ενώ η πίεση p αντικαθίσταται στην καταστατική εξίσωση των τελείων αερίων με τον όρο $(p+a/v^2)$, που δηλώνει ότι λόγω των ελκτικών δυνάμεων των μορίων η πίεση μειώνεται ανάλογα με το τετράγωνο της πυκνότητας (η πυκνότητα είναι το αντίστροφο του ειδικού όγκου). Η παραπάνω πίεση p είναι η δρώσα πίεση του πραγματικού αερίου, ενώ ο όρος a/v^2 ονομάζεται πίεση συνοχής. Ο όρος $(p+a/v^2)$ αντιστοιχεί σε τέλειο αέριο, δηλαδή σε μόρια χωρίς δυνάμεις συνοχής. Η καταστατική εξίσωση του van der Waals εκφράζεται ως:

$$(p + a/v^2)(v - b) = RT$$

Οι σταθερές a , b της εξίσωσης υπολογίζονται με βάση υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα και έχουν διαφορετικές τιμές για κάθε πραγματικό αέριο.

Εκτός της παραπάνω καταστατικής εξίσωσης προτάθηκαν αργότερα διάφορες άλλες εξισώσεις για την περιγραφή της συμπεριφοράς των πραγματικών αερίων. Οι συγκεκριμένες εξισώσεις είναι περισσότερο κατάλληλες για συγκεκριμένα αέρια ή για συγκεκριμένες περιοχές, ενώ μειώνεται η ακρίβειά τους εκτός των περιοχών αυτών. Όσο ακριβέστερη είναι η προσέγγιση τόσο πολυπλοκότερες εξισώσεις προκύπτουν και τόσο πιο περιορισμένη είναι η περιοχή εφαρμογής της κάθε μίας. Στη συνέχεια παρατίθενται μερικές από τις χρησιμοποιούμενες καταστατικές εξισώσεις πραγματικών αερίων.

Εξίσωση Beattie - Bridgeman (1928)

Η εξίσωση αυτή είναι της μορφής:

$$p = (RT(1 - \epsilon) / \underline{v}^2)(\underline{v} + B) - A / \underline{v}^2$$

όπου:

$$A = A_0 (1 - a/\underline{v})$$

$$B = B_0 (1 - b/\underline{v})$$

$$\varepsilon = c/(\underline{v}T^3)$$

και A_0 , B_0 , a , b , c είναι σταθερές που παίρνουν διαφορετικές τιμές για κάθε πραγματικό αέριο, οι οποίες προσδιορίζονται πειραματικά. Η παραπάνω εξίσωση έχει συνήθως καλά αποτελέσματα μέχρι πυκνότητας 5 mol/l, με αποκλίσεις μικρότερες από 0,001.

Εξίσωση Redlich – Kwong (1949)

Η εξίσωση αυτή, που διακρίνεται για την απλότητά της, την εκτεταμένη περιοχή εφαρμογής (αλλά και τη μικρότερη ακρίβεια), είναι της μορφής:

$$p = RT / (v-b) - a / (T^{1/2} v(v+b))$$

όπου a , b σταθερές πειραματικά προσδιοριζόμενες.

Εξίσωση Benedict – Webb – Rubin (1940)

Η εξίσωση αυτή είναι ιδιαίτερα πολύπλοκη, περιέχοντας οκτώ σταθερές, οι οποίες προσδιορίζονται πειραματικά για κάθε πραγματικό αέριο. Παρέχει ιδιαίτερα καλή ακρίβεια (ακόμη και κοντά στο κρίσιμο σημείο) και εκφράζεται:

$$p = RT / v + (RTB_0 - A_0 - C_0/T^2) / v^2 + (RTb-a) / v^3 + aa/v^6 + \\ + [c/(v^3T^2)] \{1 + \gamma/v^2\} \exp(-\gamma/v^2)$$

Η ακρίβειά της είναι καλή μέχρι πυκνότητες διπλάσιες του κρίσιμου σημείου.

Μορφή αμοιβαίων δράσεων

Η καταστατική εξίσωση παίρνει τη μορφή:

$$p = RT/v + b/v^2 + c/v^3 + d/v^4 + \dots$$

όπου οι συντελεστές b , c , d , ... είναι συναρτήσεις μόνο της θερμοκρασίας και ονομάζονται **δραστικοί συντελεστές** ή **συντελεστές αμοιβαίων δράσεων**, παίρνοντας τιμές διαφορετικές του μηδενός λόγω της αλληλεπίδρασης των μορίων του πραγματικού αερίου. Στην παραπάνω μορφή μπορεί να γραφεί τόσο η εξίσωση van der Waals όσο και η εξίσωση Beattie – Bridgeman.

2.7 ΒΑΘΜΟΣ ΣΥΜΠΙΕΣΤΟΤΗΤΑΣ

Ο πιο απλός τρόπος με τον οποίο μπορεί να περιγραφεί η καταστατική εξίσωση ενός πραγματικού αερίου, είναι με την εισαγωγή του **βαθμού συμπίεστικότητας Z** (compressibility factor), ο οποίος ορίζεται ως:

$$Z = p\underline{v}/RT$$

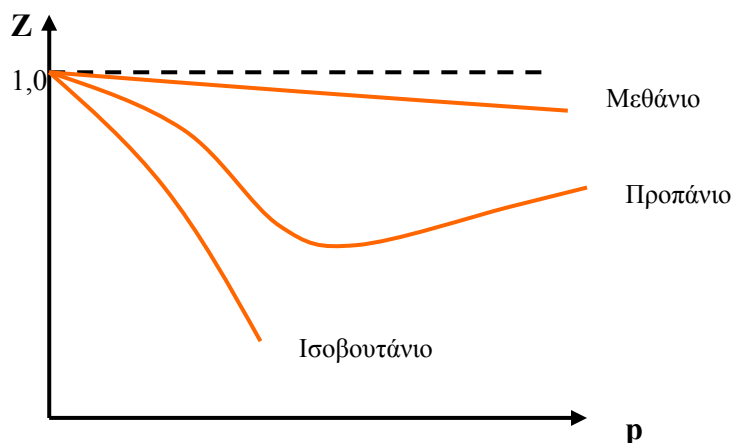
Για τέλειο αέριο προφανώς ισχύει $Z=1$, ενώ η απόκλιση του Z από τη μονάδα αποτελεί ένα μέτρο της απόκλισης του πραγματικού αερίου από το τέλειο αέριο. Για ένα πραγματικό αέριο ο Z είναι συνάρτηση της πίεσης και της θερμοκρασίας, ενώ οι τιμές του προσδιορίζονται εμπειρικά.

Ο βαθμός συμπιεστότητας τείνει στη μονάδα καθώς η πίεση τείνει στο μηδέν (για όλα τα αέρια). Αυτό συμβαίνει γιατί για μηδενική πίεση όλα τα αέρια προσεγγίζουν τη συμπεριφορά τελείου αερίου. Επίσης για μεγάλες θερμοκρασίες (πάνω από 300 K) η τιμή του για συνηθισμένα αέρια είναι κοντά στη μονάδα, ακόμη και για πιέσεις της τάξης των 10MPa.

Στο σχήμα 2.6 φαίνεται η μεταβολή του Z με την πίεση για τρία διαφορετικά αέρια στην ίδια θερμοκρασία. Τα αέρια είναι το μεθάνιο, το προπάνιο και το ισοβουτάνιο. Το πρώτο έχει το μικρότερο σημείο βρασμού και εμφανίζει τη μικρότερη απόκλιση του Z από τη μονάδα. Το τρίτο έχει το μεγαλύτερο σημείο βρασμού και εμφανίζει ταυτόχρονα και τη μεγαλύτερη απόκλιση του Z . Όπως είναι αναμενόμενο, το προπάνιο με ενδιάμεσο σημείο βρασμού εμφανίζει και ενδιάμεση απόκλιση του Z . Η παρατήρηση αυτή οδήγησε στην εισαγωγή κατάλληλων αδιάστατων μεγεθών για την περιγραφή της κατάστασης των αερίων.

ΣΧΗΜΑ 2.6

Μεταβολή του βαθμού συμπιεστότητας με την πίεση, για το μεθάνιο, προπάνιο και ισοβουτάνιο στην ίδια θερμοκρασία.



Εισάγεται η **κρίσιμη θερμοκρασία** T_c και η **κρίσιμη πίεση** p_c , οι οποίες αντιστοιχούν στο **κρίσιμο σημείο**, το οποίο εμφανίζει τη μέγιστη θερμοκρασία στην οποία μπορούν να συνυπάρξουν η υγρή και η αέρια φάση. Η p_c είναι η πίεση των ατμών στο κρίσιμο σημείο. Διαιρώντας την πίεση και τη θερμοκρασία με τα αντίστοιχα κρίσιμα μεγέθη έχουμε την **ανηγμένη πίεση** p_r και την **ανηγμένη θερμοκρασία** T_r :

$$p_r = p / p_c$$

$$T_r = T / T_c$$

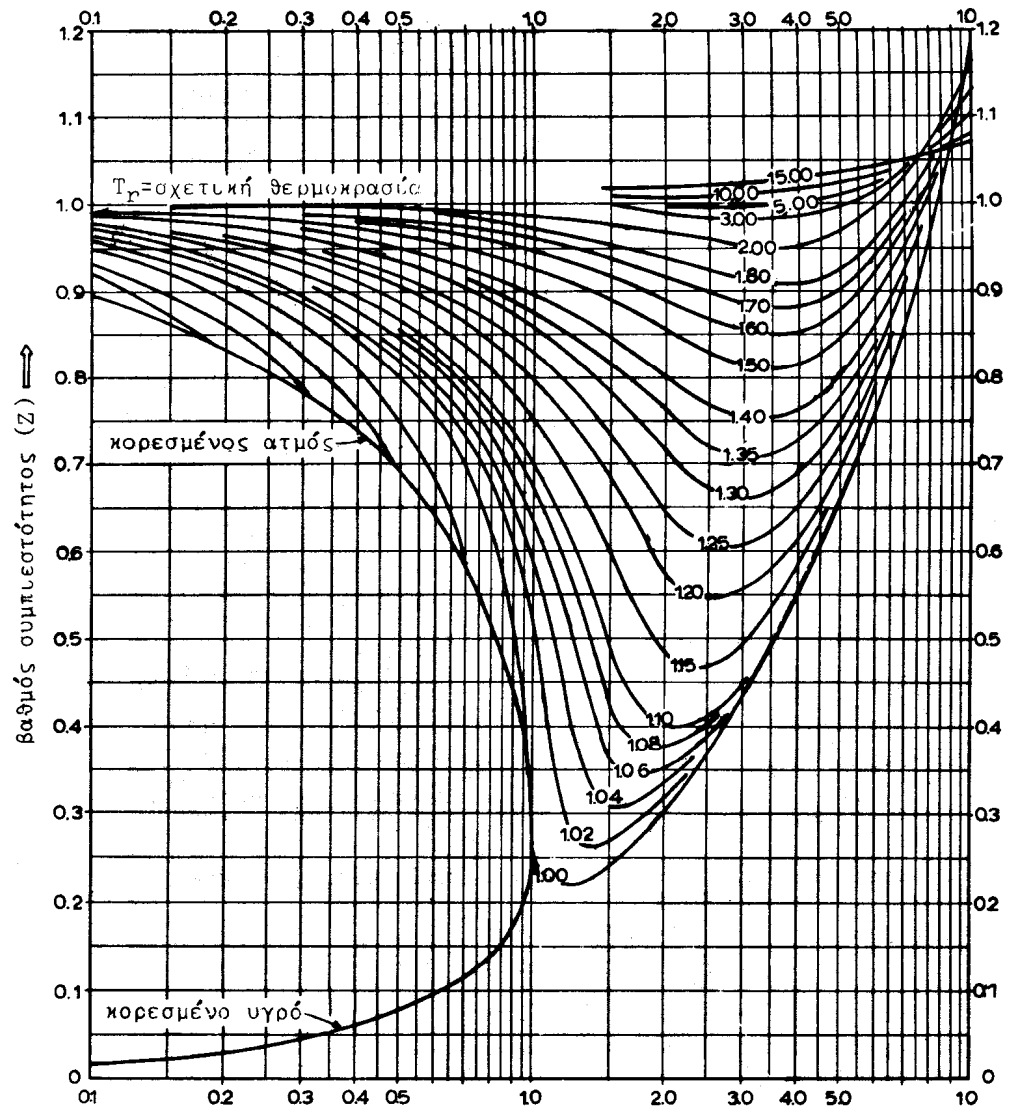
Σχεδιάζοντας το βαθμό συμπιεστότητας με παραμέτρους την ανηγμένη πίεση και θερμοκρασία, παρατηρούμε ότι οι καμπύλες σταθερής T_r σχεδόν ταυτίζονται για όλα τα αέρια, ειδικά για τα μονοατομικά. Αυτό σημαίνει ότι η

απόκλιση από το τέλειο αέριο είναι σχεδόν η ίδια για δύο πραγματικά αέρια σε καταστάσεις που αντιστοιχούν σε ίδιες τιμές των ανηγμένων μεγεθών. Το γενικευμένο διάγραμμα του βαθμού συμπιεστότητας φαίνεται στο σχήμα 2.7. Το διάγραμμα αυτό μπορεί να χρησιμοποιηθεί στις περιπτώσεις εκείνες που δε γνωρίζουμε ακριβή στοιχεία για κάποιο πραγματικό αέριο, αλλά μόνο τις τιμές των κρίσιμων μεγεθών. Η ακρίβεια του διαγράμματος αυξάνει σε περιοχές χαμηλών πιέσεων και μεγάλων θερμοκρασιών. Αντίθετα μειώνεται κοντά στη διφασική περιοχή (περιοχή ατμών), όπου έχουμε απόκλιση από το τέλειο αέριο. Στις περιοχές αυτές καλό είναι να γίνεται χρήση των πινάκων με τις ιδιότητες του κάθε αερίου.

Το γενικευμένο διάγραμμα επίσης μας δίνει το λάθος που εισάγεται αν χρησιμοποιήσουμε την καταστατική εξίσωση του τελείου αερίου αντί για τις πραγματικές ιδιότητες του αερίου σε κάποια κατάσταση. Η απόκλιση είναι ο βαθμός συμπιεστότητας στην κατάσταση αυτή.

Παρατηρώντας το διάγραμμα του βαθμού συμπιεστότητας βλέπουμε ότι, για μία συγκεκριμένη ανηγμένη θερμοκρασία, καθώς κινούμαστε αριστερά στο διάγραμμα (μικρές ανηγμένες πιέσεις) έχουμε τιμές του Z μικρότερες της μονάδας. Το αντίθετο συμβαίνει για μεγάλες τιμές της ανηγμένης πίεσης. Τιμές του $Z < 1$ δείχνουν ότι η πραγματική πυκνότητα είναι μεγαλύτερη από αυτή που θα είχε ένα τέλειο αέριο, ενώ τιμές του $Z > 1$ αντιστοιχούν σε πυκνότητες μικρότερες από εκείνες του τελείου αερίου. Όσο μειώνεται η ανηγμένη θερμοκρασία τόσο μειώνεται η τιμή του Z για σταθερή ανηγμένη πίεση (εντός της περιοχής όπου ο $Z < 1$).

ΣΧΗΜΑ 2.7
Γενικευμένο διάγραμμα
του βαθμού
συμπίεστικότητας.



Η φυσική ερμηνεία του παραπάνω φαινομένου οφείλεται στη φύση των δυνάμεων μεταξύ των μορίων. Σε χαμηλές πιέσεις έχουμε αντίστοιχες πυκνότητες που αναλογούν σε αποστάσεις μορίων όπου οι δυνάμεις είναι ελκτικές. Η ύπαρξη των δυνάμεων αυτών αυξάνει την πυκνότητα του αερίου πάνω από αυτή του τελείου αερίου. Σε υψηλές πιέσεις οι πυκνότητες αυξάνονται, προκαλώντας εγγύτητα των μορίων σε αποστάσεις όπου εμφανίζονται απωστικές δυνάμεις. Λόγω των δυνάμεων αυτών η πυκνότητα του αερίου γίνεται μικρότερη από αυτή που θα είχε το τέλειο αέριο στο οποίο δεν υπάρχουν διαμοριακές δυνάμεις.

3 ΕΡΓΟ ΚΑΙ ΘΕΡΜΟΤΗΤΑ

3.1 ΓΕΝΙΚΑ ΠΕΡΙ ΕΡΓΟΥ

Το έργο μίας δύναμης F που μετακινεί το σημείο εφαρμογής της κατά τη διεύθυνσή της κατά διάστημα x ορίζεται ως:

$$W = \int F dx$$

Ο παραπάνω ορισμός είναι ιδιαίτερα οικείος στη μηχανική και χρησιμεύει στον αριθμητικό υπολογισμό του έργου που προκαλεί μία δύναμη, όπως για παράδειγμα η δύναμη που ανυψώνει ένα βάρος. Στην περίπτωση που η δύναμη έχει διαφορετική διεύθυνση από τη διεύθυνση της κίνησης, τότε προφανώς θα λάβουμε υπόψη τη συνιστώσα της δύναμης στη διεύθυνση της κίνησης για τον υπολογισμό του έργου.

Στη θερμοδυναμική έχουμε επίσης παραγωγή έργου από τη μετακίνηση του σημείου εφαρμογής μιας δύναμης. Έτσι τα καυσαέρια εντός του κυλίνδρου μιας μηχανής εσωτερικής καύσης ωθούν το έμβολο παράγοντας έργο. Ο υδρατμός που τροφοδοτεί έναν ατμοστρόβιλο τον περιστρέφει παράγοντας έργο. Τέλος, δίνουμε έργο στον άξονα ενός αεροσυμπιεστή, ο οποίος συμπιέζει τον αέρα εντός αεροφυλακίου. Μπορούμε να βρούμε διάφορες ετερόκλητες μορφές παραγωγής έργου στη θερμοδυναμική. Όλες αυτές οι μορφές μπορούν να καλυφθούν με τον ακόλουθο ορισμό του έργου στη θερμοδυναμική:

Ένα θερμοδυναμικό σύστημα παράγει έργο εάν η μοναδική αλληλεπίδραση με το περιβάλλον του είναι η (ή μπορεί να αναχθεί σε) ανύψωση ενός βάρους.

Πρέπει να σημειωθεί ότι ο παραπάνω ορισμός δεν μας λέει ότι το βάρος όντως ανυψώνεται, αλλά ότι το μοναδικό αποτέλεσμα στο περιβάλλον θα μπορούσε να αναχθεί στην ανύψωση ενός βάρους. Για παράδειγμα ο άξονας του ατμοστρόβιλου που περιστρέφεται συνδεδεμένος με μία τροχαλία θα μπορούσε να ανυψώσει κάποιο βάρος. Το έμβολο της μηχανής εσωτερικής καύσης που εκτονώνεται συνδεδεμένο με σύστημα μοχλών (αν δεν είναι κάθετα τοποθετημένο), θα μπορούσε να ανυψώσει ένα βάρος.

Αν θεωρήσουμε ως σύστημα ένα συσσωρευτή που κινεί έναν κινητήρα συνεχούς ρεύματος, τότε από τα όρια του συστήματος όντως εξέρχεται έργο, γιατί, όπως προηγουμένως, στον άξονα του κινητήρα θα μπορούσε να συνδεθεί τροχαλία, η οποία θα ανυψώνει ένα βάρος. Στην περίπτωση που θεωρήσουμε τον συσσωρευτή ως σύστημα, τότε αυτό που εξέρχεται από το σύστημα είναι το ηλεκτρικό ρεύμα. Απαντώντας στο ερώτημα αν αυτό το ρεύμα αποτελεί έργο, θα μπορούσε να ειπωθεί ότι ο συνδεδεμένος ηλεκτροκινητήρας με την τροχαλία μπορούν να ανυψώσουν ένα βάρος, παράγοντας έργο. Ο περιορισμός της μοναδικότητας της αλληλεπίδρασης ικανοποιείται, θεωρώντας κινητήρα με ιδανική απόδοση (χωρίς απώλειες).

Το έργο W θεωρείται θετικό όταν αποδίδεται από το σύστημα στο περιβάλλον, ενώ αντίθετα θεωρείται αρνητικό όταν δίδεται στο σύστημα.

Το έργο είναι μία μορφή ενέργειας που εμφανίζεται κατά την αλληλεπίδραση του εν λόγω θερμοδυναμικού συστήματος με το περιβάλλον του.

Από τον ορισμό του έργου ως γινόμενο δύναμης επί μετατόπιση προκύπτει η μονάδα μέτρησής του στο S.I., η οποία ονομάζεται joule (J) και προφανώς δίδεται από τον τύπο:

$$1 \text{ J} = 1 \text{ N m}$$

Αντίστοιχα ορίζεται ως ειδικό έργο το έργο ανά μονάδα μάζας του συστήματος, δηλαδή:

$$w = W / m$$

Ως ισχύς ορίζεται ο ρυθμός παραγωγής έργου, δηλαδή η πρώτη παράγωγος του έργου ως προς το χρόνο.

Η ισχύς συμβολίζεται με $\dot{W}$ και δίδεται από τη σχέση:

$$\dot{W} = \frac{\delta W}{dt}$$

Ο διαφορετικός συμβολισμός του διαφορικού του έργου από το διαφορικό του χρόνου σχετίζεται με τη φύση του έργου και θα συζητηθεί διεξοδικά στη συνέχεια.

Μονάδα της ισχύος στο S.I. είναι το watt (W), το οποίο δίδεται ως:

$$1 \text{ W} = 1 \text{ J / s}$$

3.2 ΤΟ ΕΡΓΟ ΣΕ ΚΛΕΙΣΤΟ ΘΕΡΜΟΔΥΝΑΜΙΚΟ ΣΥΣΤΗΜΑ

Ας θεωρήσουμε την περίπτωση ενός κυλίνδρου ο οποίος κλείνει με κινούμενο έμβολο, το εμβαδόν του οποίου είναι A. Στο εσωτερικό του κυλίνδρου περιέχεται αέριο, το οποίο αποτελεί και το θερμοδυναμικό μας σύστημα. Έστω ότι η πίεση στο εσωτερικό του κυλίνδρου ισούται με p. Τότε για να ισορροπεί το έμβολο πρέπει να ασκείται εξωτερικά δύναμη F ίση με

$$F = p A$$

Αν μειώσουμε την εξωτερική δύναμη κατά απειροστό μέγεθος dF, τότε προφανώς λόγω της μεγαλύτερης εσωτερικής πίεσης το έμβολο θα μετακινηθεί προς τα έξω κατά απειροστό μήκος dL, μέχρι να αποκατασταθεί η ισορροπία μεταξύ της εσωτερικής πίεσης (η οποία θα έχει μειωθεί κατά dp) και της εξωτερικής δύναμης. Οι παραπάνω μεταβολές θεωρούμε ότι γίνονται αρκετά αργά, ώστε να θεωρήσουμε ότι έχουμε οιονεί στατική διεργασία. Τότε το απειροστό έργο που παράγεται από το σύστημα δίδεται ως:

$$\delta W = p A dL$$

Όμως το γινόμενο $A dL$ αναφέρεται στην απειροστή μεταβολή του όγκου του συστήματος κατά dV . Συνεπώς θα έχουμε:

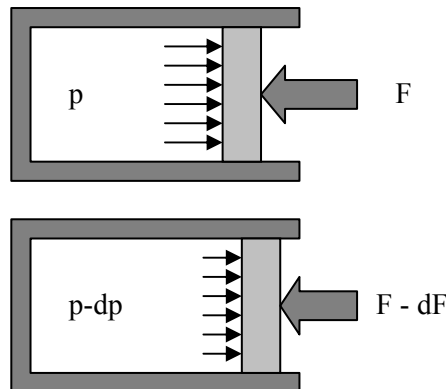
$$\delta W = p dV$$

Το παραπάνω έργο ονομάζεται έργο μετατόπισης, λόγω της μετατόπισης του σημείου εφαρμογής της δρώσας δύναμης που το παράγει. Επειδή συνδέεται όπως είδαμε με την μεταβολή του όγκου του κλειστού συστήματος, ονομάζεται και έργο ογκομεταβολής. Το αντίστοιχο ειδικό έργο (ανά μονάδα μάζας) θα δίδεται:

$$\delta w = p dv$$

Αν το κλειστό θερμοδυναμικό σύστημα που μελετάμε εκτελεί μία δεδομένη οιονεί στατική διεργασία, τότε το συνολικό έργο θα προκύψει από την ολοκλήρωση των προηγούμενων σχέσεων, αρκεί να γνωρίζουμε σε κάθε θέση τη σχέση μεταξύ της πίεσης p και του όγκου V του συστήματος, υπό μορφή εξίσωσης ή γραφήματος.

ΣΧΗΜΑ 3.1
Παραγωγή έργου
ογκομεταβολής από
κλειστό σύστημα για
απειροστή μεταβολή του
όγκου του.



Αν ονομάσουμε 1 και 2 την αρχική και τελική θέση (κατάσταση) του συστήματος, τότε το συνολικό έργο θα δίνεται:

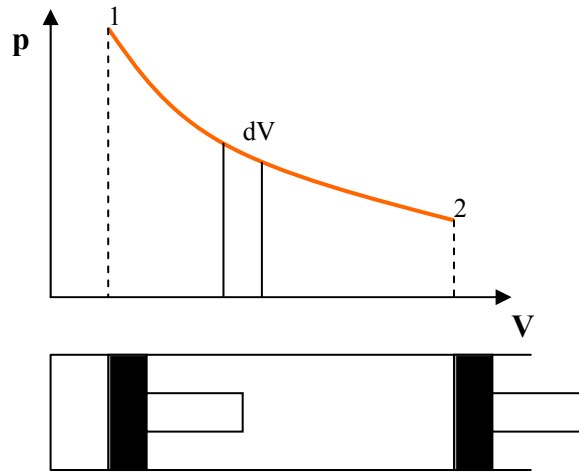
$${}_1W_2 = \int_1^2 \delta W = \int_1^2 p dV$$

Το σύμβολο ${}_1W_2$ αναφέρεται στο έργο που παράγεται από το σύστημα κατά τη συγκεκριμένη διαδρομή από την κατάσταση 1 στην κατάσταση 2 μέσα από μία οιονεί στατική διεργασία.. Στο σχήμα 3.2 απεικονίζεται μία τέτοια μεταβολή σε διάγραμμα p - V . Θεωρούμε ότι η μεταβολή αυτή γίνεται αρκετά αργά, ώστε να θεωρηθεί ως οιονεί στατική μεταβολή. Η κατάσταση του συστήματος στην αρχική θέση του εμβόλου απεικονίζεται από το σημείο 1 στο διάγραμμα p - V , ενώ η τελική του κατάσταση στην τελική θέση του εμβόλου απεικονίζεται από το σημείο 2 στο διάγραμμα p - V . Λόγω της ύπαρξης οιονεί στατικής μεταβολής κάθε σημείο της καμπύλης που περιγράφει τη μεταβολή 1-2 αντιστοιχεί σε κατάσταση ισορροπίας του συστήματος. Είναι τότε φανερό ότι το έργο ${}_1W_2$ δίνεται από το εμβαδόν κάτω από την καμπύλη 1-2 και αναφέρεται σε θετικό έργο, δηλαδή σε έργο που παράγεται από το σύστημα. Αν η μεταβολή είχε

την αντίθετη φορά, δηλαδή 2-1, τότε το έργο θα ήταν αρνητικό, δηλαδή θα αναφερόταν σε έργο που δίδεται στο σύστημα.

ΣΧΗΜΑ 3.2

Απεικόνιση του έργου ογκομεταβολής σε διάγραμμα p-V.

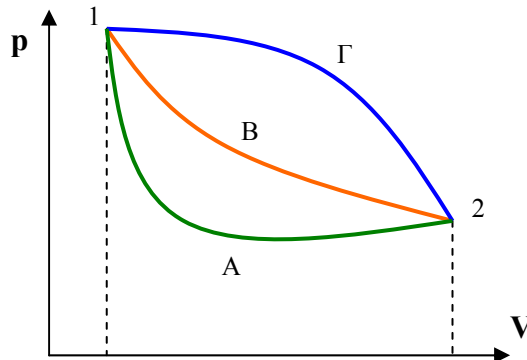


Είναι προφανές ότι η τιμή του έργου ${}_1W_2$ εξαρτάται από τη σχέση που συνδέει την πίεση και τον όγκο κατά τη συγκεκριμένη μεταβολή, δηλαδή από την καμπύλη που ενώνει τα σημεία 1 και 2 στο διάγραμμα p-V. Στην περίπτωση που ακολουθείται μία διαφορετική καμπύλη, το έργο ογκομεταβολής για το ίδιο αρχικό και τελικό σημείο θα είναι διαφορετικό.

Αυτό φαίνεται καθαρά στο σχήμα 3.3, όπου τα σημεία 1 και 2 συνδέονται με τρεις διαφορετικές οιονεί στατικές διεργασίες (διαδρομές) στο διάγραμμα p-V. Και οι τρεις διεργασίες A, B, Γ έχουν το ίδιο σημείο έναρξης (1) και το ίδιο σημείο κατάληξης (2). Όμως είναι φανερό ότι το εμβαδόν κάτω από κάθε καμπύλη είναι διαφορετικό και συνεπώς και το αντίστοιχο έργο που παράγει το σύστημα. Συνεπώς το έργο δεν είναι συνάρτηση μόνο της αρχικής και της τελικής θέσης αλλά και της συγκεκριμένης διαδρομής. Έτσι το έργο ως μέγεθος είναι μη τέλει διαφορικό και αυτός είναι ο λόγος που το διαφορικό του συμβολίζεται διαφορετικά, ως δW και όχι ως dW .

ΣΧΗΜΑ 3.3

Η εξάρτηση του έργου από τη διαδρομή της διεργασίας που εκτελεί το σύστημα.



Πρέπει να υπενθυμιστεί ότι τα καταστατικά θερμοδυναμικά μεγέθη είναι τέλεια διαφορικά, αφού η τιμή τους εξαρτάται μόνο από τη θέση (την κατάσταση) και όχι από τη διαδρομή που έχει ακολουθήσει το σύστημα μέχρι να φτάσει στη συγκεκριμένη κατάσταση. Τα καταστατικά μεγέθη είναι σημειακές συναρτήσεις (point functions). Η ολοκλήρωσή τους συνεπώς εξαρτάται μόνο από την αρχική και τελική θέση και ισχύει (για παράδειγμα για τον όγκο):

$$\int_1^2 dV = V_2 - V_1$$

Για τα τέλεια διαφορικά χρησιμοποιείται, όπως έχει ήδη αναφερθεί, το σύμβολο (d).

Από τα προηγούμενα έγινε φανερό ότι σε καμία περίπτωση δεν μπορούμε να αναφερθούμε σε έργο μίας κατάστασης (1), δηλαδή W_1 , ούτε να αναφερθούμε σε διαφορά $W_2 - W_1$, διότι τα παραπάνω δεν ορίζονται. Το έργο ορίζεται μόνο όταν έχουμε διεργασία (μεταβολή) και μόνο για συγκεκριμένη μεταβολή.

3.3 ΕΙΔΙΚΕΣ ΠΕΡΙΠΤΩΣΕΙΣ ΜΕΤΑΒΟΛΩΝ ΣΕ ΚΛΕΙΣΤΟ ΣΥΣΤΗΜΑ

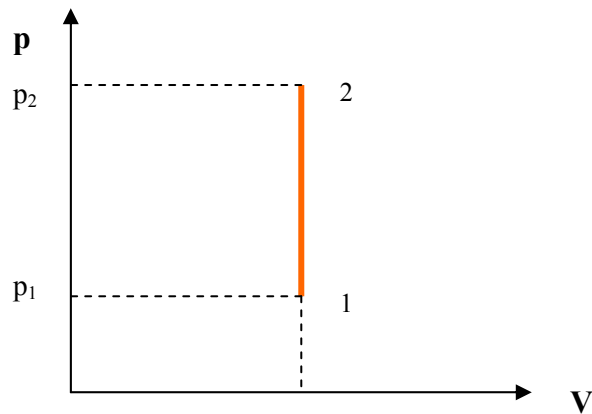
Θα εξετάσουμε στη συνέχεια μερικές ειδικές περιπτώσεις θερμοδυναμικών μεταβολών.

3.3.1 Διεργασία υπό σταθερό όγκο (ισόογκη ή ισόχωρη)

Η μεταβολή αυτή παριστάνεται στο διάγραμμα p-V με ένα κατακόρυφο ευθύγραμμο τμήμα, δηλαδή κάθετο στον άξονα V. Στην περίπτωση της ισόογκης μεταβολής έχουμε προφανώς $dV = 0$ και συνεπώς $\delta W = 0$, άρα στην περίπτωση αυτή το έργο ογκομεταβολής είναι μηδεν.

ΣΧΗΜΑ 3.4

Ισόογκη (ή ισόχωρη)
μεταβολή (μηδενικό
έργο ογκομεταβολής).



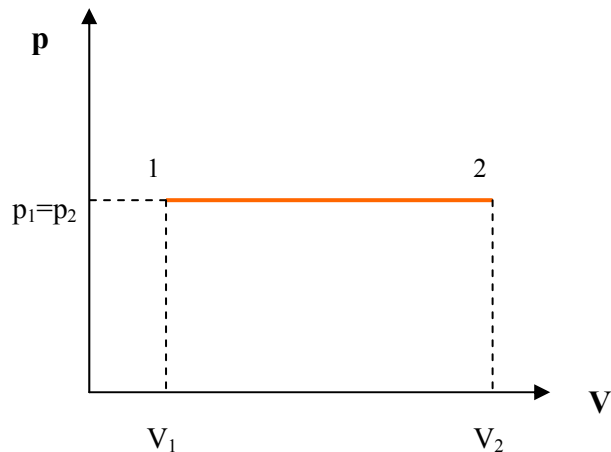
3.3.2 Διεργασία υπό σταθερή πίεση (ισόθλιπτη μεταβολή)

Η μεταβολή αυτή παριστάνεται στο διάγραμμα p-V με ευθύγραμμο τμήμα κάθετο στον άξονα p, δηλαδή παράλληλο στον άξονα V. Εφόσον η διεργασία είναι υπό σταθερή πίεση, ο υπολογισμός του έργου ογκομεταβολής γίνεται εύκολα, γιατί η πίεση βγαίνει εκτός του ολοκληρώματος και συνεπώς έχουμε:

$${}_1W_2 = \int_1^2 \delta W = \int_1^2 p dV = p \int_1^2 dV = p(V_2 - V_1)$$

ΣΧΗΜΑ 3.5

Ισόθλιπτη μεταβολή.



3.3.3 Διεργασία υπό σταθερή θερμοκρασία (ισοθερμοκρασιακή μεταβολή)

Κατά τη διάρκεια της παραπάνω διεργασίας η θερμοκρασία του συστήματος παραμένει σταθερή. Αν θεωρήσουμε ότι το σύστημα είναι τέλειο αέριο, τότε για σταθερή θερμοκρασία προφανώς θα ισχύει:

$$pV = C = \text{σταθερά}$$

Συνεπώς

$$p = C / V$$

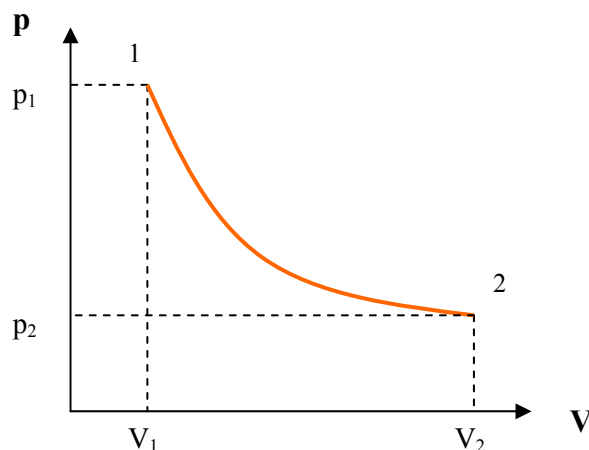
Η μορφή της παραπάνω καμπύλης σε διάγραμμα p-V είναι μία υπερβολή. Αν αντικαταστήσουμε την προηγούμενη εξίσωση στη σχέση υπολογισμού του έργου ογκομεταβολής, θα έχουμε:

$${}_1W_2 = \int_1^2 \delta W = \int_1^2 p dV = C \int_1^2 dV/V = C \ln(V_2 - V_1) = C \ln(r)$$

όπου r ο λόγος του τελικού προς τον αρχικό όγκο που ονομάζεται λόγος εκτόνωσης. Αφού η σταθερά C είναι ίση με το γινόμενο πίεσης και όγκου σε κάθε σημείο της μεταβολής, θα έχουμε από την καταστατική εξίσωση των τελείων αερίων:

$${}_1W_2 = p_1 V_1 \ln(r) = p_2 V_2 \ln(r) = nRT \ln(r) = mRT \ln(r)$$

ΣΧΗΜΑ 3.6
Ισοθερμοκρασιακή
μεταβολή.



3.3.4 Πολυτροπική μεταβολή

Κατά τη διάρκεια της πολυτροπικής μεταβολής ισχύει:

$$pV^n = C = \text{σταθερά}$$

όπου ο εκθέτης n ονομάζεται εκθέτης της πολυτροπικής μεταβολής και μπορεί να πάρει οποιαδήποτε τιμή από το μείον άπειρο έως το συν άπειρο, εξαρτώμενος

από την ίδια τη μεταβολή. Για την μεταβολή αυτή θα έχουμε:

$$pV^n = C = p_1 V_1^n = p_2 V_2^n$$

ή

$$p = C / V^n = p_1 V_1^n / V^n = p_2 V_2^n / V^n$$

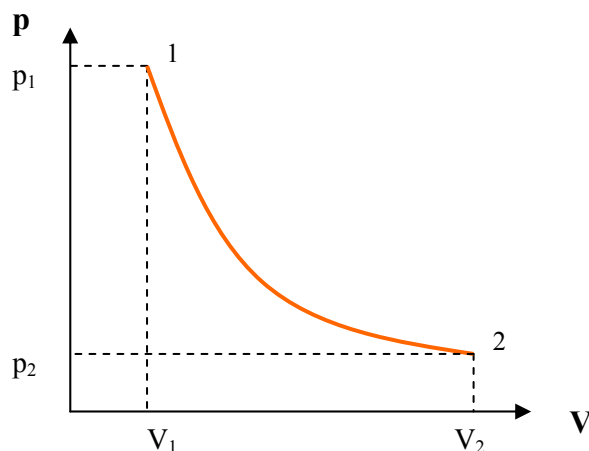
και

$$\begin{aligned} \int_1^2 p dV &= C \int_1^2 dV / V^n = C \left[\frac{V^{-n+1}}{-n+1} \right]_1^2 \\ &= [C/(1-n)](V_2^{1-n} - V_1^{1-n}) = [p_2 V_2^n V_2^{1-n} - p_1 V_1^n V_1^{1-n}] / (1-n) \\ &= [p_2 V_2 - p_1 V_1] / (1-n) \end{aligned}$$

Προφανώς η σχέση ισχύει για n διαφορετικό του 1. Για $n = 1$ έχουμε την ειδική περίπτωση της ισοθερμοκρασιακής μεταβολής.

Το παραπάνω ολοκλήρωμα ισούται με το έργο ογκομεταβολής για κλειστό σύστημα που εκτελεί πολυτροπική μεταβολή.

ΣΧΗΜΑ 3.7
Πολυτροπική μεταβολή.



3.3.5 Κυκλική μεταβολή

Ας θεωρήσουμε την κυκλική διεργασία του σχήματος 3.8, που παριστάται σε διάγραμμα p - V , όπου το κλειστό σύστημα ξεκινά από την κατάσταση 1 και μέσω της διαδρομής (α) καταλήγει στην κατάσταση 2, ενώ μέσω της διαδρομής (β) επιστρέφει στην αρχική του κατάσταση 1. Το έργο ογκομεταβολής κατά τη διαδρομή 1-2(α) είναι το ανοικτό και σκούρο γραμμοσκιασμένο τμήμα κάτω από την καμπύλη (α) και προφανώς είναι θετικό. Το έργο ογκομεταβολής κατά τη διαδρομή 2-1(β) είναι το σκούρο γραμμοσκιασμένο τμήμα κάτω από την

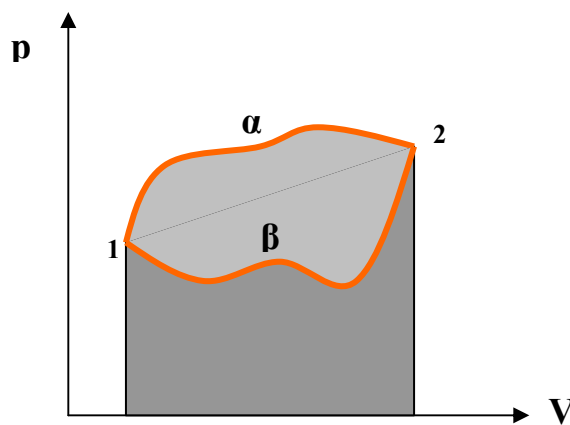
καμπύλη (β) και προφανώς είναι αρνητικό.

Το συνολικό έργο ογκομεταβολής της κυκλικής διεργασίας 1-2-1 ισούται με το άθροισμα των δύο επιμέρους έργων, το οποίο (επειδή το δεύτερο τμήμα είναι αρνητικό) ισούται με τη διαφορά των δύο εμβαδών κάτω από τις καμπύλες (α) και (β). Η διαφορά αυτή προφανώς ισούται με το εμβαδόν που περικλείεται από την κλειστή καμπύλη της κυκλικής μεταβολής (ανοικτό γραμμοσκιασμένο τμήμα).

Άρα το έργο ογκομεταβολής κλειστού συστήματος που εκτελεί κυκλική διεργασία ισούται με το εμβαδόν που περιέχεται εντός της καμπύλης που περιγράφει τη μεταβολή σε διάγραμμα p-V.

ΣΧΗΜΑ 3.8

Έργο ογκομεταβολής σε κυκλική μεταβολή κλειστού συστήματος.



3.4 ΟΡΙΣΜΟΣ ΤΗΣ ΘΕΡΜΟΤΗΤΑΣ

Στη συνέχεια θα ασχοληθούμε με τον ορισμό της θερμότητας, η ορθή κατανόηση της οποίας είναι ουσιώδης για τη θερμοδυναμική. Γνωρίζουμε από την καθημερινή πρακτική ότι εάν ένα κομμάτι θερμού μετάλλου τοποθετηθεί μέσα σε κρύο νερό, το κομμάτι του μετάλλου ψύχεται, ενώ το νερό θερμαίνεται έως ότου και τα δύο αποκτήσουν την ίδια θερμοκρασία. Η εξίσωση της θερμοκρασίας μεταξύ των δύο σωμάτων διαφορετικής θερμοκρασίας οφείλεται στην ροή θερμότητας από το θερμό σώμα στο ψυχρό.

Θερμότητα είναι η μορφή ενέργειας που μεταδίδεται μέσα από το όριο ενός θερμοδυναμικού συστήματος συγκεκριμένης θερμοκρασίας προς ένα άλλο σύστημα – ή στο περιβάλλον – που βρίσκεται σε χαμηλότερη θερμοκρασία, λόγω ακριβώς αυτής της διαφοράς θερμοκρασίας των δύο συστημάτων.

Η θερμότητα μεταδίδεται πάντα από σύστημα υψηλότερης προς σύστημα χαμηλότερης θερμοκρασίας. Η μοναδική αιτία αυτής της μεταφοράς ενέργειας είναι η διαφορά θερμοκρασίας. Πρέπει να σημειωθεί ότι το ίδιο το σύστημα δεν περιέχει θερμότητα. Η θερμότητα μπορεί να οριστεί μόνο στα όρια του συστήματος, κατά τη διαδικασία της μεταφοράς της από ένα σύστημα σε ένα άλλο και για όσο χρόνο διαρκεί η μεταφορά. Στο προηγούμενο παράδειγμα τα δύο συστήματα του μετάλλου και του νερού δεν περιέχουν τα ίδια θερμότητα.

Αυτό που περιέχουν φυσικά είναι ενέργεια (για την οποία θα μιλήσουμε παρακάτω). Η θερμότητα εμφανίζεται (στα όρια των συστημάτων) μέχρι να επέλθει θερμοκρασιακή ισορροπία στα δύο συστήματα. Το σύμβολο της θερμότητας είναι το Q .

Αφού η θερμότητα είναι μορφή ενέργειας, οι μονάδες μέτρησής της θα είναι αυτές της ενέργειας (και του έργου). Έτσι στο Διεθνές Σύστημα μονάδα θερμότητας είναι το joule. Υπάρχουν όμως και άλλες μονάδες μέτρησης της θερμότητας, αποτέλεσμα της διαφορετικής προϋπάρχουσας άποψης για τη φύση της θερμότητας.

Ο παραπάνω ορισμός της θερμότητας είναι ιδιαίτερα πρόσφατος. Η πρώτη υπόθεση όσον αφορά τη φύση της θερμότητας ήταν ότι οφείλεται στην ύπαρξη κάποιου ρευστού, το οποίο ονομάστηκε caloric. Προφανώς μία τέτοια υπόθεση έθετε ανυπέρβλητα εμπόδια στη διατύπωση της Αρχής Διατήρησης της Ενέργειας, διότι το τμήμα της θερμότητας που θα έκλεινε την εξίσωση δεν αναγνωριζόταν ως μορφή ενέργειας. Οι πρώτες αμφιβολίες ως προς την παραπάνω υπόθεση διατυπώθηκαν από τον B. Thompson το 1798, ενώ ταυτόχρονα ο Humphry Davy, επιτυγχάνοντας την τήξη δύο τεμαχίων πάγου με τριβή μεταξύ τους, ανασκεύασε τις μέχρι τότε απόψεις, αφού πέτυχε την τήξη όχι με θερμότητα αλλά με πρόσδοση έργου (τριβή). Ο Marc Seguin το 1839 διατυπώνει τη θεωρία ισοδυναμίας μεταξύ θερμότητας και έργου, ενώ ο Julius Robert Mayer διατυπώνει ταυτόχρονα το μηχανικό ισοδύναμο της θερμότητας (η πρώτη διατύπωση της Αρχής Διατήρησης της Ενέργειας).

Όμως, λόγω της προηγούμενης λανθασμένης άποψης για τη θερμότητα είχαν ορισθεί διάφορες (εμπειρικές) μονάδες μέτρησής της. Έτσι στο Αγγλικό σύστημα μονάδα μέτρησης της θερμότητας είναι το Btu, το οποίο οριζόταν ως το ποσό θερμότητας που απαιτείται για την αύξηση της θερμοκρασίας 1lbm νερού από θερμοκρασία 59.5 F σε 60.5 F. Όμοια είχε ορισθεί και η θερμίδα (calorie) ως η ποσότητα θερμότητας που απαιτείται για την ανύψωση της θερμοκρασίας ενός γραμμαρίου νερού από τους 14.5 στους 15.5 βαθμούς Κελσίου.

Μετά τη διατύπωση της ισοδυναμίας μεταξύ θερμότητας και ενέργειας, οι παραπάνω μονάδες παύουν να έχουν θεωρητική σημασία, συνεχίζουν όμως - δυστυχώς - να χρησιμοποιούνται αρκετά ευρέως. Ορίζονται πλέον μέσω της ισοδυναμίας της θερμότητας με την ενέργεια, ως εξής:

$$1 \text{ cal} = 4,183 \text{ J}$$

και

$$1 \text{ Btu} = 1055,056 \text{ J}$$

Εξ ορισμού, η θερμότητα που δίδεται σε ένα σύστημα θεωρείται θετική, ενώ η θερμότητα που αποβάλλεται από το σύστημα θεωρείται αρνητική.

Στην περίπτωση που η θερμότητα έχει τιμή μηδενική ($Q=0$), μιλάμε για αδιαβατική διεργασία.

Όπως και το έργο έτσι και η θερμότητα δεν είναι τέλειο διαφορικό. Η τιμή

της εξαρτάται από τη διαδρομή της θερμοδυναμικής διεργασίας και όχι μόνο από την αρχική και την τελική κατάσταση. Έτσι, για τους συμβολισμούς της θα ακολουθούμε τους αντίστοιχους για το έργο. Το διαφορικό της θερμότητας θα συμβολίζεται με δQ , ενώ η θερμότητα που δίδεται στο σύστημα κατά τη διαδρομή 1-2 θα είναι:

$${}_1Q_2 = \int_1^2 \delta Q$$

Ο ρυθμός μετάδοσης της θερμότητας προς ένα σύστημα συμβολίζεται με $\dot{Q}$ και ορίζεται (κατ' αναλογία με την ισχύ) ως η πρώτη παράγωγος της θερμότητας ως προς το χρόνο:

$$\dot{Q} = \frac{\delta Q}{dt}$$

Προφανώς, μονάδες μέτρησής της θα είναι αυτές της ισχύος. Το ειδικό μέγεθος που σχετίζεται με τη θερμότητα ονομάζεται **ειδική θερμότητα** και ορίζεται ως:

$$q = Q / m$$

όπου m η μάζα του συστήματος.

3.5 ΜΕΤΑΔΟΣΗ ΘΕΡΜΟΤΗΤΑΣ

Ονομάζουμε μετάδοση θερμότητας τη διαδικασία μεταφοράς ενέργειας λόγω διαφοράς θερμοκρασίας. Αυτή η μεταφορά ενέργειας μπορεί να γίνει με τρεις διαφορετικούς τρόπους:

- αγωγή (conduction)
- συναγωγή (convection)
- ακτινοβολία (radiation)

Η μετάδοση θερμότητας με αγωγή οφείλεται στη συναλλαγή ενέργειας μεταξύ των μορίων του σώματος. Όπως έχουμε ήδη αναφέρει, τα μόρια της ύλης διαθέτουν μεταφορική κινητική ενέργεια, περιστροφική κινητική ενέργεια και ενέργεια λόγω ταλάντωσης. Η παραπάνω ενέργεια μπορεί να μεταφερθεί σε γειτονικές περιοχές της ύλης είτε με συγκρούσεις μεταξύ γειτονικών μορίων είτε με μετακίνηση των μορίων υψηλής ενέργειας (υψηλής θερμοκρασίας) σε γειτονικές περιοχές με μόρια χαμηλότερης ενέργειας. Η παραπάνω διαδικασία μετάδοσης θερμότητας ονομάζεται αγωγή, ενώ ο ρυθμός μετάδοσης θερμότητας με αγωγή είναι ανάλογος της διαφοράς θερμοκρασίας και εξαρτάται από τη φύση του υλικού και την ικανότητά του να άγει τη θερμότητα. Η παραπάνω αρχή εκφράζεται με το νόμο Fourier για την αγωγή της θερμότητας:

$$\dot{Q} = -kA \frac{dT}{dx}$$

όπου k ο συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας του υλικού, A το εμβαδόν της επιφάνειας διαμέσου της οποίας μεταδίδεται η θερμότητα και (dT/dx) η κλίση (gradient) της θερμοκρασίας. Το αρνητικό πρόσημο δηλώνει ότι η μετάδοση θερμότητας γίνεται αντίθετα με την κλίση της θερμοκρασίας, δηλαδή από μεγαλύτερες προς μικρότερες θερμοκρασίες.

Ο δεύτερος τρόπος μετάδοσης θερμότητας – η συναγωγή – συνδέεται με τη ροή μάζας. Για παράδειγμα η ροή του αέρα μέσα από το ψυγείο του αυτοκινήτου απάγει τη θερμότητα του νερού που ψύχει τον κινητήρα. Όταν φυσάμε το ζεστό τσάι για να κρυώσει πιο γρήγορα, εφαρμόζουμε μετάδοση θερμότητας με συναγωγή. Ο ρυθμός μετάδοσης με συναγωγή είναι ανάλογος της διαφοράς θερμοκρασίας ΔT , της επιφάνειας συναλλαγής A και εξαρτάται από τη μορφή της ροής. Ο νόμος του Newton για την ψύξη περιγράφει γενικά το παραπάνω φαινόμενο:

$$\dot{Q} = hA(\Delta T)$$

όπου h γενικός συντελεστής που εξαρτάται από τις φυσικές ιδιότητες των σωμάτων, τη γεωμετρία τους και το είδος της ροής. Η διαδικασία υπολογισμού αυτής της μορφής μετάδοσης θερμότητας είναι ιδιαίτερα πολύπλοκη και εμπλέκει σε πολύ μεγάλο βαθμό τη μηχανική των ρευστών.

Ο τρίτος τρόπος μετάδοσης θερμότητας είναι με ακτινοβολία, δηλαδή υπό μορφή ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων. Ο τρόπος αυτός δεν απαιτεί την παρουσία ύλης γύρω από το σύστημα, όπως οι δύο προηγούμενοι. Έτσι με ακτινοβολία απάγεται η θερμότητα της Γης προς το διάστημα, ενώ με τον ίδιο τρόπο απάγεται και η θερμότητα των τεχνητών δορυφόρων (μέσα από μεγάλες επιφάνειες συναλλαγής). Ο ρυθμός μετάδοσης θερμότητας με ακτινοβολία είναι ανάλογος της επιφάνειας συναλλαγής A και της τέταρτης δύναμης της θερμοκρασίας του σώματος T_s :

$$\dot{Q} \sim AT_s^4$$

3.6 ΕΡΓΟ ΚΑΙ ΘΕΡΜΟΤΗΤΑ

Όπως φάνηκε από τα προηγούμενα, το έργο και η θερμότητα παρουσιάζουν πολλά κοινά χαρακτηριστικά:

- Και τα δύο είναι μεταβατικά φαινόμενα, υπάρχουν δηλαδή μόνο κατά τη διάρκεια μίας μεταβολής.
- Τα θερμοδυναμικά συστήματα δεν διαθέτουν τα ίδια ούτε θερμότητα ούτε έργο.
- Και τα δύο εμφανίζονται μόνο στα όρια του συστήματος και για όσο χρόνο διαρκεί η μεταβολή.

- Και τα δύο αντιπροσωπεύουν ενέργεια που περνά μέσα από τα όρια του συστήματος.
- Και τα δύο είναι μη τέλεια διαφορικά και η τιμή τους εξαρτάται από τη διαδρομή της θερμοδυναμικής διεργασίας.
- Αφού η τιμή τους εξαρτάται από τη διαδρομή, δεν μπορούν να είναι καταστατικά μεγέθη, δηλαδή να περιγράψουν μια κατάσταση.

Πρέπει να υπενθυμιστεί ότι θετική θερμότητα είναι αυτή που δίδεται στο σύστημα (ενέργεια που εισέρχεται), ενώ θετικό έργο είναι αυτό που δίδεται από το σύστημα (ενέργεια που εξέρχεται).

4 ΠΡΩΤΟΣ ΘΕΡΜΟΔΥΝΑΜΙΚΟΣ ΝΟΜΟΣ

4.1 Ο ΠΡΩΤΟΣ ΘΕΡΜΟΔΥΝΑΜΙΚΟΣ ΝΟΜΟΣ ΓΙΑ ΚΥΚΛΙΚΗ ΔΙΕΡΓΑΣΙΑ

Ο Πρώτος Θερμοδυναμικός Νόμος είναι γνωστός και ως Αρχή Διατήρησης της Ενέργειας. Για την αρχική του διατύπωση θα θεωρήσουμε ένα κλειστό σύστημα, το οποίο εκτελεί μία κυκλική διεργασία και ανταλλάσσει θερμότητα και έργο με το περιβάλλον του. Κατά την παρατήρηση τέτοιων διεργασιών στο παρελθόν, όταν δεν ήταν γνωστή η ενεργειακή φύση της θερμότητας, έγινε φανερό ότι το συνολικό ποσό του έργου, που αντάλλασσε με το περιβάλλον το σύστημα κατά την κυκλική διεργασία, ήταν πάντα ανάλογο με το συνολικό ποσό της θερμότητας (για μέτρηση θερμότητας και έργου σε διαφορετικές μονάδες). Το γεγονός αυτό μπορεί να εκφραστεί μαθηματικά στη μορφή:

$$C \oint \delta Q = \oint \delta W$$

όπου το κλειστό ολοκλήρωμα δηλώνει την κυκλική μεταβολή που εκτελεί το θερμοδυναμικό σύστημα. Η σταθερά C εξαρτάται από τις μονάδες στις οποίες μετράται η θερμότητα και το έργο. Έτσι, μετά τη διαπίστωση ότι η θερμότητα είναι μία μορφή ενέργειας και έχει τις ίδιες μονάδες με το έργο, ο Πρώτος Θερμοδυναμικός Νόμος για κυκλικές μεταβολές κλειστών συστημάτων διατυπώθηκε ως εξής:

Κατά την κυκλική διεργασία κλειστού συστήματος, το συνολικό έργο που προσδίδεται στο σύστημα ισούται με το συνολικό ποσό θερμότητας που αποδίδεται στο περιβάλλον.

Ο παραπάνω Νόμος διατυπώνεται και μαθηματικά ως:

$$\oint \delta Q = \oint \delta W$$

Πρέπει να σημειωθεί ότι ο Πρώτος Θερμοδυναμικός Νόμος είναι αποτέλεσμα φυσικής παρατήρησης (όπως και κάθε νόμος της φύσης). Δεν αποτελεί προϊόν κάποιας θεωρητικής απόδειξης. Σε κάθε πείραμα που έχει διεξαχθεί έχει αποδειχθεί η ισχύς του.

4.2 Ο ΠΡΩΤΟΣ ΘΕΡΜΟΔΥΝΑΜΙΚΟΣ ΝΟΜΟΣ ΓΙΑ ΚΛΕΙΣΤΟ ΣΥΣΤΗΜΑ ΠΟΥ ΕΚΤΕΛΕΙ ΤΥΧΑΙΑ ΔΙΕΡΓΑΣΙΑ

Για να διατυπωθεί ο Πρώτος Θερμοδυναμικός Νόμος για μία τυχαία (μη κυκλική) μεταβολή θα θεωρήσουμε την κυκλική μεταβολή κλειστού συστήματος σε διάγραμμα p - V του σχήματος 4.1, από την κατάσταση 1 στην κατάσταση 2 μέσω της διαδρομής A και την επιστροφή στην 1 μέσω της διαδρομής B .

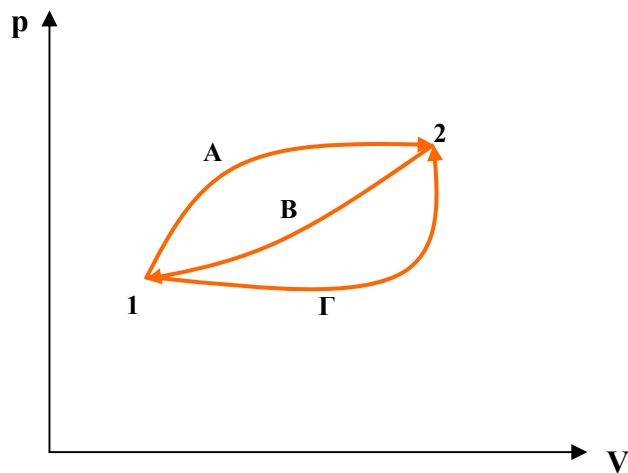
Από τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο για κλειστά συστήματα που εκτελούν κυκλική διεργασία θα έχουμε:

$$\oint \delta Q = \oint \delta W$$

Θεωρώντας τις δύο συνεχόμενες διεργασίες 1-2 και 2-1 η παραπάνω σχέση μπορεί να γραφεί:

$$\int_1^2 \delta Q_A + \int_2^1 \delta Q_B = \int_1^2 \delta W_A + \int_2^1 \delta W_B$$

ΣΧΗΜΑ 4.1
Ο Πρώτος
Θερμοδυναμικός Νόμος
για τυχαία διεργασία
κλειστού συστήματος.



Επιστρέφουμε στο σχήμα 4.1 και θεωρούμε την κυκλική διεργασία από την κατάσταση 1 στη 2 μέσω της διαδρομής Γ και επιστροφή στην 1 μέσω της Β. Εφαρμόζοντας ξανά τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο για κυκλικές διεργασίες κλειστών συστημάτων θα έχουμε:

$$\int_1^2 \delta Q_\Gamma + \int_2^1 \delta Q_B = \int_1^2 \delta W_\Gamma + \int_2^1 \delta W_B$$

Αφαιρώντας κατά μέλη τις δύο παραπάνω εξισώσεις θα έχουμε τελικά:

$$\int_1^2 \delta Q_A - \int_1^2 \delta Q_\Gamma = \int_1^2 \delta W_A - \int_1^2 \delta W_\Gamma$$

και εκτελώντας τις πράξεις έχουμε:

$$\int_1^2 [\delta Q - \delta W]_A = \int_1^2 [\delta Q - \delta W]_\Gamma$$

Επειδή όμως οι διεργασίες Α, Β, Γ είναι τυχαίες, η παραπάνω ισότητα θα ισχύει για οποιαδήποτε διεργασία ενώνει δύο σημεία 1 και 2, δηλαδή το ολοκλήρωμα στο κάθε μέλος της παραπάνω εξίσωσης δεν εξαρτάται από τη

διαδρομή αλλά μόνο από την αρχική και την τελική κατάσταση (1 και 2). Προφανώς το μέγεθος ($\delta Q - \delta W$) είναι συνάρτηση σημείου (point function) και συνεπώς είναι τέλειο διαφορικό (αν και προκύπτει ως διαφορά δύο μη τέλειων διαφορικών). Το μέγεθος αυτό είναι η **Ενέργεια** που περιέχει η μάζα του συστήματος και συμβολίζεται με το γράμμα E . Επομένως μπορούμε να γράψουμε:

$$dE = \delta Q - \delta W$$

ή

$$\delta Q = dE + \delta W$$

και για μία μεταβολή από το σημείο 1 στο σημείο 2 θα έχουμε:

$${}_1Q_2 = E_2 - E_1 + {}_1W_2$$

Στην παραπάνω σχέση χρησιμοποιήσαμε τα σύμβολα E_1 και E_2 για να δηλώσουμε την τιμή της Ενέργειας στις καταστάσεις 1 και 2. Αυτό μπορεί να γίνει γιατί η ενέργεια, ως τέλειο διαφορικό και συνάρτηση σημείου, είναι ένα καταστατικό μέγεθος που εξαρτάται μόνο από την κατάσταση (την οποία και περιγράφει). Για τα αντίστοιχα ειδικά μεγέθη (ανά μονάδα μάζας) θα έχουμε:

$${}_1q_2 = e_2 - e_1 + {}_1w_2$$

Οι προηγούμενες δύο εξισώσεις εκφράζουν ποσοτικά τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο για τυχαία μεταβολή κλειστού συστήματος:

Η θερμότητα που προσδίδεται σε κλειστό σύστημα κατά τη διάρκεια τυχαίας μεταβολής ισούται με το έργο που παράγει το σύστημα συν την αύξηση της ενέργειας του συστήματος.

Η ενέργεια του συστήματος διακρίνεται σε δύο κατηγορίες. Η πρώτη κατηγορία είναι αυτή που οφείλεται σε εξωτερικές επιδράσεις, όπως παρουσία εξωτερικών πεδίων δυνάμεων (βαρυτικό πεδίο, ηλεκτρομαγνητικά πεδία κ.τ.λ.) ή κίνηση της μάζας του συστήματος. Η δεύτερη κατηγορία αναφέρεται στην ενέργεια που το ίδιο το σύστημα έχει. Η ενέργεια λόγω εξωτερικών πεδίων ονομάζεται **Δυναμική Ενέργεια** και συμβολίζεται με E_Δ , η ενέργεια λόγω της κίνησης της μάζας του συστήματος ονομάζεται **Κινητική Ενέργεια** και συμβολίζεται με E_K , ενώ η ενέργεια που περικλείει η μάζα του συστήματος (το υπόλοιπο της ενέργειας αν αφαιρεθούν οι δύο προηγούμενες κατηγορίες) ονομάζεται **Εσωτερική Ενέργεια** και συμβολίζεται με U . Δηλαδή έχουμε:

$$E = U + E_\Delta + E_K$$

Η εσωτερική ενέργεια περιλαμβάνει όλες τις υπόλοιπες μορφές ενέργειας εκτός από τη δυναμική και την κινητική και ουσιαστικά συνδέεται με τη θερμοδυναμική κατάσταση του συστήματος. Είναι συνεπώς μία θερμοδυναμική ιδιότητα του συστήματος και μπορεί να εκφραστεί μέσω δύο οποιωνδήποτε καταστατικών μεγεθών. Και οι δύο άλλες κατηγορίες Ενέργειας είναι καταστατικά μεγέθη (αφού εξαρτώνται από την κατάσταση του συστήματος – υψομετρική θέση ή ταχύτητα, όταν απουσιάζουν άλλα πεδία εκτός από το

βαρυτικό). Έτσι μπορούμε να γράψουμε:

$$dE = dU + dE_K + dE_\Delta$$

ή για τα αντίστοιχα ειδικά μεγέθη στη μονάδα της μάζας:

$$de = du + de_K + de_\Delta$$

Έτσι ο Πρώτος Θερμοδυναμικός Νόμος μπορεί να γραφεί στη μορφή:

$$\delta Q = dU + dE_K + dE_\Delta + \delta W$$

ή ανά μονάδα μάζας

$$\delta q = du + de_K + de_\Delta + \delta w$$

Δηλαδή όταν ένα κλειστό σύστημα εκτελεί μία τυχαία μεταβολή και ενέργεια εισέρχεται ή εξέρχεται από τα όρια του συστήματος υπό μορφή έργου ή θερμότητας, η συνολική μεταβολή της ενέργειας του συστήματος (εσωτερικής συνδυαστικής συν κινητικής) ισούται με τη συνολική ενέργεια που περνά από τα όρια του συστήματος.

Η παραπάνω έκφραση του Πρώτου Θερμοδυναμικού Νόμου είναι ουσιαστικά η **Αρχή Διατήρησης της Ενέργειας**.

Αν θεωρήσουμε απειροστό χρόνο dt κατά τον οποίο συμβαίνει η προηγούμενη απειροστή μεταβολή και διαιρέσουμε με αυτόν την προηγούμενη έκφραση του Πρώτου Θερμοδυναμικού Νόμου, θα έχουμε:

$$\delta Q/dt = dU/dt + dE_K/dt + dE_\Delta/dt + \delta W/dt$$

Όμως από τον ορισμό της ισχύος και του ρυθμού μετάδοσης της θερμότητας θα έχουμε για την προηγούμενη σχέση (όταν το dt τείνει στο μηδέν):

$$\dot{Q} = \frac{dU}{dt} + \frac{dE_K}{dt} + \frac{dE_\Delta}{dt} + \dot{W}$$

ή

$$\dot{Q} = \frac{dE}{dt} + \dot{W}$$

Σε περίπτωση απουσίας οποιασδήποτε μεταβολής στην κινητική ενέργεια ή στη δυναμική ενέργεια του συστήματος, ο Πρώτος Θερμοδυναμικός Νόμος για απειροστές μεταβολές γίνεται:

$$\delta q = du + \delta w$$

ή για πεπερασμένη μεταβολή 1-2:

$${}_1q_2 = u_2 - u_1 + {}_1w_2$$

Αντικαθιστώντας το έργο του κλειστού συστήματος με το έργο ογκομεταβολής θα έχουμε:

$$\delta q = du + Pdv$$

Μία πολύ σοβαρή παρατήρηση, όσον αφορά τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο, είναι ότι δεν μπορεί να δώσει καμία πληροφορία για την απόλυτη τιμή της ενέργειας που περιέχει ένα σύστημα, αλλά μόνο για τη μεταβολή της ενέργειας αυτής (εσωτερική, δυναμική, κινητική). Αν θελήσουμε να δώσουμε συγκεκριμένες τιμές στα μεγέθη αυτά σε μία θερμοδυναμική κατάσταση, θα πρέπει να ορίσουμε κάποια κατάσταση αναφοράς, στην οποία θα δώσουμε συγκεκριμένη τιμή στην κάθε μορφή ενέργειας. Έτσι, για την δυναμική ενέργεια στο πεδίο βαρύτητας της Γης δίνουμε τιμή μηδέν σε κάποιο συγκεκριμένο ύψος (το οποίο μπορεί να είναι το επίπεδο της θάλασσας). Στην κινητική ενέργεια δίνουμε τιμή μηδέν, αν το σύστημα είναι ακίνητο ως προς ένα σύστημα αναφοράς που κινείται με τη Γη. Κάτι αντίστοιχο πρέπει να γίνει και με την εσωτερική ενέργεια του συστήματος. Η τιμή της εσωτερικής ενέργειας σε μία συγκεκριμένη κατάσταση δίνεται σε σχέση με κατάσταση αναφοράς όπου η εσωτερική ενέργεια λαμβάνεται ίση με μηδέν. Αυτή η κατάσταση μηδενικής εσωτερικής ενέργειας λαμβάνεται εντελώς αυθαίρετα.

Η εσωτερική ενέργεια διακρίνεται στην **αισθητή** ή **θερμική** εσωτερική ενέργεια, η οποία συνδέεται με την τυχαία κίνηση των ατόμων του σώματος (μεταφορική, περιστροφική ή ταλάντωση), στη **λανθάνουσα** εσωτερική ενέργεια, η οποία συνδέεται με τις αλλαγές των διαμοριακών δυνάμεων κατά τις αλλαγές φάσης, τη **χημική** εσωτερική ενέργεια, η οποία συνδέεται με τις δυνάμεις των χημικών δεσμών των μορίων και την **πυρηνική** εσωτερική ενέργεια, που συνδέεται με τις δυνάμεις στον πυρήνα των ατόμων του σώματος. Όταν απουσιάζουν αλλαγές στη χημική κατάσταση του σώματος, αλλαγές φάσης και πυρηνικές αντιδράσεις, οι αλλαγές της εσωτερικής ενέργειας αναφέρονται μόνο στο θερμικό τμήμα της, οι οποίες εκφράζονται με την αλλαγή της θερμοκρασίας του σώματος.

Για καλύτερη κατανόηση του Πρώτου Θερμοδυναμικού Νόμου ας θεωρήσουμε ένα παράδειγμα από την καθημερινή ζωή. Έστω ότι αντιστοιχούμε το έργο στις οφειλές που πληρώνουμε (λογαριασμοί τηλεφώνου, ηλεκτρισμού, ενοίκιο κ.τ.λ.) και τη θερμότητα στις εισπράξεις που έχουμε (μισθοί, εισοδήματα). Η ενέργεια του συστήματος αντιστοιχεί στο συνολικό χρηματικό απόθεμα. Το απόθεμα αυτό μεταβάλλεται με την εισροή ή εκροή χρημάτων. Η συνολική αύξησή του ισούται με το καθαρό ποσό των χρημάτων που εισέρχονται. Το απόθεμα αυτό μπορεί να βρίσκεται υπό διαφορετικές μορφές (καταθέσεις, μετοχές, ομόλογα κ.τ.λ.), όπως και η ενέργεια αποθηκεύεται σε διαφορετικές μορφές (εσωτερική, κινητική, δυναμική). Οι λογαριασμοί που πληρώνουμε και οι μισθοί που παίρνουμε δεν μπορούν να χαρακτηρίσουν την οικονομική μας κατάσταση, όπως το έργο και η ενέργεια δεν είναι καταστατικά μεγέθη. Το χρηματικό όμως απόθεμα μπορεί να περιγράψει την οικονομική μας κατάσταση, όπως γίνεται και με την ενέργεια, η οποία είναι καταστατικό μέγεθος.

4.3 ΟΡΙΣΜΟΣ ΤΗΣ ΕΝΘΑΛΠΙΑΣ

Ας θεωρήσουμε ένα κλειστό σύστημα αερίου εντός κυλίνδρου που κλείνεται από κινούμενο έμβολο, το οποίο εκτελεί μία οιονεί στατική ισόθλιπτη διεργασία. Ας υποθέσουμε επίσης ότι το σύστημα δεν υπόκειται σε αλλαγές της κινητικής του κατάστασης ή της θέσης του και δεν επηρεάζεται από κανενός είδους εξωτερικά πεδία (δηλαδή η δυναμική και η κινητική του ενέργεια δε μεταβάλλονται κατά τη διάρκεια της παραπάνω διεργασίας. Εφαρμόζοντας τότε τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο στο σύστημα του αερίου θα έχουμε, όπως είδαμε προηγουμένως:

$${}_1Q_2 = U_2 - U_1 + {}_1W_2$$

Το έργο το οποίο παράγει το σύστημα με τη μετακίνηση του εμβόλου είναι έργο ογκομεταβολής και δίδεται (αφού η πίεση είναι σταθερή) από τη σχέση:

$${}_1W_2 = \int_1^2 p dV = p \int_1^2 dV = p(V_2 - V_1)$$

Αντικαθιστώντας το έργο στην προηγούμενη σχέση θα έχουμε:

$${}_1Q_2 = U_2 - U_1 + p_2V_2 - p_1V_1 = (U_2 + p_2V_2) - (U_1 + p_1V_1)$$

Παρατηρούμε δηλαδή ότι στη συγκεκριμένη περίπτωση της ισόθλιπτης μεταβολής κλειστού συστήματος η πρόσδοση θερμότητας στο σύστημα ισούται με τη μεταβολή της ποσότητας $U+pV$ μεταξύ της αρχικής και της τελικής θέσης της διεργασίας. Το μέγεθος αυτό το ονομάζουμε Ενθαλπία και το συμβολίζουμε με H :

$$H \equiv U + pV$$

ενώ το αντίστοιχο ειδικό μέγεθος (ειδική ενθαλπία) ανά μονάδα μάζας δίνεται από τη σχέση:

$$h \equiv u + pv$$

Η ενθαλπία ως συνδυασμός καταστατικών μεγεθών θα είναι και αυτή ένα καταστατικό μέγεθος και συνεπώς συνάρτηση μόνο της κατάστασης του συστήματος και όχι της διαδρομής.

Το συμπέρασμα ότι το ποσό της συναλλασσόμενης θερμότητας ισούται με τη μεταβολή της ενθαλπίας ισχύει μόνο για τη συγκεκριμένη ισόθλιπτη μεταβολή. Αν η πίεση δεν παραμένει σταθερή, τότε η ισότητα αυτή δεν ισχύει. Όμως ο ορισμός της ενθαλπίας ως μεγέθους είναι ανεξάρτητος της μεταβολής και ισχύει όχι μόνο για την ισόθλιπτη μεταβολή αλλά για κάθε μεταβολή και για κάθε κατάσταση.

Από το ορισμό της ενθαλπίας θα έχουμε για μία οποιαδήποτε θερμοδυναμική μεταβολή:

$$H_2 - H_1 = (U_2 + p_2V_2) - (U_1 + p_1V_1) = (U_2 - U_1) + (p_2V_2 - p_1V_1)$$

ή

$$\Delta H = \Delta U + \Delta(pV)$$

και αντίστοιχα για τα ειδικά μεγέθη ανά μονάδα μάζας θα έχουμε:

$$\Delta h = \Delta u + \Delta(pv)$$

Οι παραπάνω σχέσεις εφαρμόζονται για οποιαδήποτε περίπτωση που συμβαίνει μία πεπερασμένη αλλαγή συνθηκών σε ένα σύστημα και μας επιτρέπουν τον υπολογισμό της εσωτερικής ενέργειας ή της ενθαλπίας από τα υπόλοιπα μεγέθη.

4.4 ΕΙΔΙΚΗ ΘΕΡΜΟΧΩΡΗΤΙΚΟΤΗΤΑ

Ας θεωρήσουμε ένα σώμα, το οποίο αποτελείται από μία ομογενή φάση. Κατά τη διάρκεια οποιασδήποτε μεταβολής που θα μελετήσουμε, θεωρούμε ότι δε συμβαίνει αλλαγή φάσης.

Ορίζουμε ως ειδική θερμοχωρητικότητα την ποσότητα θερμότητας ανά μονάδα μάζας που απαιτείται για την αύξηση της θερμοκρασίας του σώματος κατά ένα βαθμό.

Πληρέστερος ορισμός της ειδικής θερμοχωρητικότητας προκύπτει θεωρώντας απειροστή μεταβολή της θερμοκρασίας, οπότε έχουμε για την ειδική θερμοχωρητικότητα c:

$$c = \lim_{\Delta T \rightarrow 0} \frac{1}{m} \left(\frac{\Delta Q}{\Delta T} \right) = \frac{1}{m} \left(\frac{\delta Q}{dT} \right)$$

Όπως όμως έχουμε ήδη διαπιστώσει, η θερμότητα που δέχεται ένα σύστημα κατά τη διάρκεια μιας μεταβολής μεταξύ δύο σημείων, εξαρτάται από τη διαδρομή της μεταβολής. Έτσι, για τον ορισμό της ειδικής θερμοχωρητικότητας απαιτείται να προδιαγράψουμε και τη θερμοδυναμική διεργασία που εκτελείται από το σύστημα κατά την μεταβολή της θερμοκρασίας. Θα εξετάσουμε στη συνέχεια δύο ειδικές περιπτώσεις μεταβολών, όπου ορίζεται η ειδική θερμοχωρητικότητα.

Όπως είδαμε προηγουμένως, για την περίπτωση που δεν υπάρχει μεταβολή στη δυναμική και στην κινητική ενέργεια του συστήματος, η θερμότητα που εισέρχεται στο κλειστό σύστημα που εκτελεί απειροστή οιονεί στατική διεργασία ισούται με:

$$\delta Q = dU + \delta W = dU + p dV$$

Ας θεωρήσουμε τις ακόλουθες δύο περιπτώσεις:

A) Το σύστημα εκτελεί **ισόογκη μεταβολή**, στην οποία το διαφορικό dV γίνεται μηδέν, οπότε η παραπάνω σχέση διαμορφώνεται:

$$\delta Q = dU$$

Για την περίπτωση αυτή η **ειδική θερμοχωρητικότητα υπό σταθερό όγκο** c_v ορίζεται ως:

$$c_v = \frac{1}{m} \left(\frac{\delta Q}{dT} \right)_v$$

η οποία λόγω της προηγούμενης σχέσης γίνεται:

$$c_v = \frac{1}{m} \left(\frac{\delta Q}{dT} \right)_v = \frac{1}{m} \left(\frac{\theta U}{\theta T} \right)_v = \left(\frac{\theta u}{\theta T} \right)_v$$

Β) Το σύστημα εκτελεί **ισόθλιπτη μεταβολή**. Στην περίπτωση αυτή, όπως είδαμε προηγουμένως, η θερμότητα που ανταλλάσσει το σύστημα ισούται με τη μεταβολή στην ενθαλπία του συστήματος, δηλαδή:

$$\delta Q = dH$$

Για την περίπτωση αυτή η **ειδική θερμοχωρητικότητα υπό σταθερή πίεση** c_p ορίζεται ως:

$$c_p = \frac{1}{m} \left(\frac{\delta Q}{dT} \right)_p$$

η οποία λόγω της προηγούμενης σχέσης γίνεται:

$$c_p = \frac{1}{m} \left(\frac{\delta Q}{dT} \right)_p = \frac{1}{m} \left(\frac{\theta H}{\theta T} \right)_p = \left(\frac{\theta h}{\theta T} \right)_p$$

Από τη σχέση ορισμού της ειδικής θερμοχωρητικότητας θα έχουμε:

$$c = \frac{1}{m} \left(\frac{\delta Q}{dT} \right) = \frac{\delta q}{dT}$$

και ολοκληρώνοντας θα έχουμε για δεδομένη μεταβολή:

$$q = \int_{T_1}^{T_2} c dT$$

όπου η ειδική θερμοχωρητικότητα c ορίζεται για τη συγκεκριμένη διεργασία που εκτελεί το σύστημα. Για τις δύο ειδικές περιπτώσεις που εξετάσαμε, προφανώς θα ισχύει:

$$q_v = \int_{T_1}^{T_2} c_v dT$$

και

$$q_p = \int_{T_1}^{T_2} c_p dT$$

Από τον ορισμό της ειδικής θερμοχωρητικότητας βλέπουμε ότι εξαρτάται από θερμοδυναμικές μεταβλητές, οι οποίες παίρνουν διαφορετική τιμή ανάλογα με την κατάσταση. Επομένως και η ειδική θερμοχωρητικότητα (στην όποια μορφή της) θα μεταβάλλεται με τη θερμοδυναμική κατάσταση. Επειδή είναι συναρτήσεις μόνο καταστατικών μεγεθών, τόσο το c_p όσο και το c_v πρέπει να είναι επίσης καταστατικά μεγέθη, εξαρτώμενα μόνο από το σημείο (την κατάσταση). Αν και ξεκινήσαμε από ένα μέγεθος μη καταστατικό – τη θερμότητα – καταλήξαμε σε δύο μεγέθη τα οποία είναι καταστατικά, αφού προκύπτουν ως συνάρτηση καταστατικών μεγεθών.

4.5 Η ΠΕΡΙΠΤΩΣΗ ΤΟΥ ΤΕΛΕΙΟΥ ΑΕΡΙΟΥ

Όπως έχουμε ήδη δει, το τέλειο αέριο έχει καταστατική εξίσωση:

$$pv = RT$$

Στο τέλειο αέριο οι διαμοριακές δυνάμεις είναι μηδενικές, συνεπώς και η ενέργεια λόγω των δυνάμεων αυτών είναι μηδενική. Μπορεί να αποδειχθεί ότι η εσωτερική ενέργεια του τελείου αερίου είναι συνάρτηση μόνο της θερμοκρασίας. Δηλαδή ισχύει:

$$u = f(T)$$

Το παραπάνω συμπέρασμα σημαίνει ότι για δεδομένη θερμοκρασία ένα τέλειο αέριο έχει δεδομένη εσωτερική ενέργεια, ανεξαρτήτως της πίεσης που επικρατεί.

Ο Joule το 1843 κατέληξε στο παραπάνω συμπέρασμα με το περίφημο πείραμά του, για το οποίο όμως χρησιμοποίησε πραγματικό αέριο (αέρα). Δύο δοχεία ενωμένα με αγωγό που διέθετε βαλβίδα τοποθετήθηκαν μέσα σε λουτρό νερού. Το ένα περιείχε αέρα πίεσης 22 atm, ενώ το άλλο ήταν σε υψηλό βαθμό κενού. Αφού επήλθε θερμοκρασιακή ισορροπία μεταξύ των δοχείων και του νερού, μετρήθηκε η θερμοκρασία, ανοίχθηκε η βαλβίδα και εξισώθηκε η πίεση μεταξύ των δύο δοχείων. Μετά τη διεργασία δεν διαπιστώθηκε καμία μεταβολή στη θερμοκρασία του λουτρού και έτσι αποδείχθηκε ότι δεν υπήρχε καμία μεταφορά θερμότητας από ή προς τα δοχεία. Αφού το έργο ήταν μηδενικό, λόγω του πρώτου θερμοδυναμικού αξιώματος εξήχθη το συμπέρασμα ότι δε συνέβη καμία μεταβολή στην εσωτερική ενέργεια του αερίου. Αφού τόσο ο όγκος όσο και η πίεση μεταβλήθηκαν χωρίς μεταβολή της εσωτερικής ενέργειας, προέκυψε το συμπέρασμα ότι αυτή δεν είναι συνάρτηση του όγκου και της πίεσης. Βέβαια ο αέρας δεν είναι τέλειο αέριο και για το λόγο αυτό ακριβείς μετρήσεις θα έδειχναν μία μικρή μεταβολή της θερμοκρασίας.

Η προηγούμενη ιδιότητα του τελείου αερίου μας δίνει τη δυνατότητα να

εκφράσουμε την ειδική θερμοχωρητικότητα υπό σταθερό όγκο με τον ακόλουθο τρόπο. Γνωρίζουμε ότι ορίζεται ως:

$$c_v = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v$$

Επειδή όμως η εσωτερική ενέργεια δεν είναι συνάρτηση του όγκου για τέλεια αέρια, θα έχουμε:

$$c_{v0} = \frac{du}{dT}$$

όπου ο δείκτης 0 στην ειδική θερμοχωρητικότητα αναφέρεται σε τέλειο αέριο. Η παραπάνω σχέση γίνεται:

$$du = c_{v0} dT$$

και για δεδομένη μάζα m:

$$dU = m c_{v0} dT$$

Από τον ορισμό της ενθαλπίας και από την καταστατική εξίσωση των τελείων αερίων προκύπτει ότι, αφού η εσωτερική ενέργεια είναι συνάρτηση μόνο της θερμοκρασίας, τότε και η ενθαλπία είναι συνάρτηση μόνο της θερμοκρασίας, δηλαδή:

$$h = f(T)$$

Έτσι, η ειδική θερμοχωρητικότητα τελείου αερίου υπό σταθερή πίεση γίνεται ομοίως:

$$c_{p0} = \frac{dh}{dT}$$

και συνεπώς

$$dh = c_{p0} dT$$

ενώ για συγκεκριμένη μάζα m έχουμε:

$$dH = m c_{p0} dT$$

Έτσι ο Πρώτος Θερμοδυναμικός Νόμος για κλειστό σύστημα που εκτελεί έργο μετατόπισης, απόντων άλλων μορφών ενέργειας εκτός της εσωτερικής, γίνεται:

$$\delta q = du + Pdv = c_{v0} dT + pdv$$

Αφού οι ειδικές θερμοχωρητικότητες του τελείου αερίου είναι συναρτήσεις της θερμοκρασίας και των u, h, τα οποία είναι συναρτήσεις μόνο της θερμοκρασίας, συνεπάγεται ότι οι ειδικές θερμοχωρητικότητες του τελείου

αερίου είναι και αυτές συναρτήσεις μόνο της θερμοκρασίας, δηλαδή:

$$c_{v0} = f(T)$$

και

$$c_{p0} = f(T)$$

Αφού λοιπόν τα μεγέθη u , h , c_{p0} , c_{v0} για το τέλειο αέριο είναι συναρτήσεις μόνο της θερμοκρασίας, τότε οι ισοθερμοκρασιακές καμπύλες είναι ταυτόχρονα και καμπύλες σταθερών u , h , c_{p0} , c_{v0} . Έτσι, για ένα τέλειο αέριο, όταν κινούμαστε μεταξύ δύο ισοθερμοκρασιακών καμπυλών, ανεξαρτήτως των αρχικών και τελικών σημείων η διαφορά στα παραπάνω μεγέθη θα είναι η ίδια.

Ας θεωρήσουμε τη σχέση ορισμού της ενθαλπίας, η οποία, με την καταστατική εξίσωση των τελείων αερίων, γίνεται:

$$h = u + pv = u + RT$$

Παίρνοντας το διαφορικό των δύο μελών και χρησιμοποιώντας τις προηγούμενες σχέσεις για τις ειδικές θερμοχωρητικότητες των τελείων αερίων θα έχουμε:

$$dh = du + d(RT) = du + RdT$$

ή

$$c_{p0} dT = c_{v0} dT + R dT$$

Συνεπώς

$$c_{p0} = c_{v0} + R$$

ή

$$c_{p0} - c_{v0} = R$$

Η οποία γράφεται για ένα γραμμομόριο:

$$\underline{c_{p0}} - \underline{c_{v0}} = \underline{R}$$

Δηλαδή για τέλειο αέριο η διαφορά των δύο ειδικών θερμοχωρητικοτήτων είναι σταθερή, ανεξαρτήτως της θερμοκρασίας.

Συμβολίζουμε με γ το λόγο των δύο ειδικών θερμοχωρητικοτήτων:

$$\gamma = c_p / c_v$$

Έτσι, για τα τέλεια αέρια θα ισχύει:

$$c_{p0} = R\gamma / (\gamma - 1)$$

και

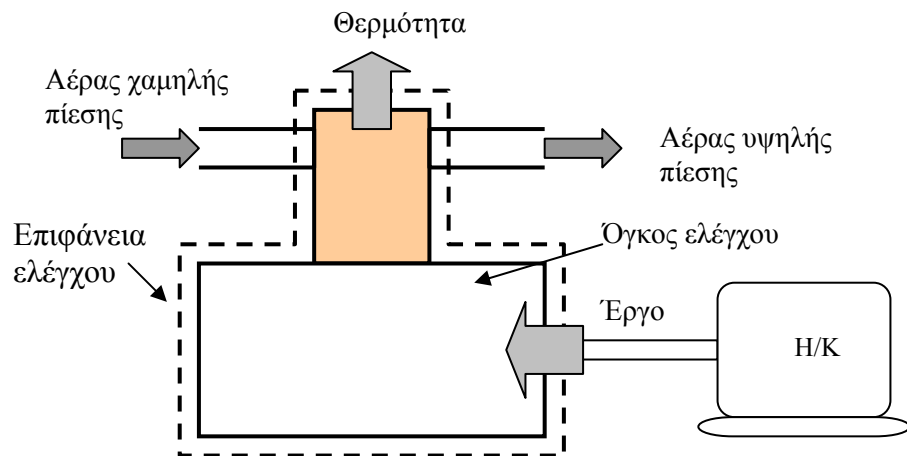
$$c_{v0} = R / (\gamma - 1)$$

4.6 Ο ΠΡΩΤΟΣ ΘΕΡΜΟΔΥΝΑΜΙΚΟΣ ΝΟΜΟΣ ΓΙΑ ΑΝΟΙΚΤΑ ΣΥΣΤΗΜΑΤΑ

Στις προηγούμενες παραγράφους παρατέθηκε η διατύπωση του Πρώτου Θερμοδυναμικού Νόμου για κλειστό σύστημα (δηλαδή για μια μάζα ελέγχου). Στη συνέχεια θα αναπτυχθεί ο Πρώτος Θερμοδυναμικός Νόμος για ανοικτό σύστημα οριζόμενο από όγκο ελέγχου. Ο όγκος ελέγχου ορίζεται από μία κλειστή επιφάνεια, η οποία μπορεί να είναι σταθερή ή να μεταβάλλεται με το χρόνο. Τόσο η μάζα όσο και το έργο και η θερμότητα μπορούν να περνούν από την επιφάνεια ελέγχου και να εισέρχονται ή να εξέρχονται από τον όγκο ελέγχου, όπως φαίνεται στο σχήμα 5.2.

ΣΧΗΜΑ 4.2

Όγκος ελέγχου και επιφάνεια ελέγχου για ανοικτό σύστημα αεροσυμπιεστή.



Η ροή της μάζας μέσα από την επιφάνεια ελέγχου καθορίζεται από την Αρχή Διατήρησης της Μάζας ή Εξίσωση Συνέχειας, όπως είναι γνωστή στη Μηχανική των Ρευστών. Η διατύπωση της παραπάνω Αρχής είναι η ακόλουθη:

Ο ρυθμός μεταβολής της μάζας εντός του όγκου αναφοράς ισούται με το καθαρό ποσό της μάζας που περνάει από την επιφάνεια ελέγχου στη μονάδα του χρόνου (παροχή μάζας).

Αν συμβολίσουμε με m_{OA} τη μάζα εντός του όγκου αναφοράς, με $\dot{m}_{in}$ τη συνολική παροχή μάζας που εισέρχεται και με $\dot{m}_{out}$ την συνολική παροχή μάζας που εξέρχεται από τον όγκο αναφοράς, τότε η Εξίσωση της Συνέχειας γίνεται:

$$\frac{dm_{OA}}{dt} = \dot{m}_{in} - \dot{m}_{out}$$

Σε περίπτωση που έχουμε ένα μόνιμο πεδίο ροής (το οποίο δε μεταβάλλεται με το χρόνο) και σταθερή επιφάνεια ελέγχου, το διαφορικό στο πρώτο μέλος της προηγούμενης σχέσης μηδενίζεται και η εξίσωση συνέχειας γίνεται:

$$\dot{m}_{in} = \dot{m}_{out}$$

ή

$$\dot{m} = 0$$

όπου $\dot{m}$ η συνολική παροχή από την επιφάνεια ελέγχου. Η παραπάνω μορφή είναι αρκετά οικεία και μας δείχνει καθαρά τη διατήρηση της μάζας.

Η παροχή μάζας μέσα από την επιφάνεια ελέγχου E δίδεται από τη σχέση:

$$\dot{m} = \oint_E \rho c_n dE$$

όπου c_n η κάθετη σε κάθε σημείο της επιφάνειας ελέγχου συνιστώσα της ταχύτητας της ροής. Για ροή εισερχόμενη είναι θετική, ενώ για ροή εξερχόμενη αρνητική (στη μορφή που έχουμε γράψει την εξίσωση της συνέχειας). Έτσι η εξίσωση της συνέχειας γράφεται αναλυτικά:

$$\frac{dm_{OA}}{dt} = \oint_E \rho c_n dE$$

Υπενθυμίζεται εδώ ότι η πυκνότητα ρ είναι το αντίστροφο του ειδικού όγκου, άρα:

$$\rho = 1/v$$

Σε προηγούμενη παράγραφο ο Πρώτος Θερμοδυναμικός Νόμος διατυπώθηκε σε μορφή ρυθμού μεταβολής. Θεωρώντας τη μεταβολή της ενέργειας εντός του όγκου αναφοράς θα έχουμε για τη διατύπωση αυτή:

$$\frac{dE_{OA}}{dt} = \dot{Q} - \dot{W}$$

Στην περίπτωσή μας όμως, εκτός των παραπάνω όρων στον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο, πρέπει να προστεθούν επιπλέον όροι που σχετίζονται με τη ροή ενέργειας μαζί με τη μάζα που εισέρχεται και εξέρχεται από τον όγκο αναφοράς.

Στην εξωτερική επιφάνεια ελέγχου επικρατεί κάποια πίεση (κάθετη στην επιφάνεια). Η πίεση αυτή επί τη στοιχειώδη επιφάνεια μας δίνει δύναμη. Η δύναμη αυτή επί το στοιχειώδες διάστημα που μετακινείται στη μονάδα του χρόνου, παράγει κάποιο έργο, το οποίο εισέρχεται ή εξέρχεται από τον όγκο Ελέγχου ανάλογα με τη φορά της ταχύτητας που το μεταφέρει. Το έργο αυτό ισούται με:

$$\dot{W}_{\text{Ροής}} = \oint_E p c_n dE = \oint_E p v \rho c_n dE = \oint_E p v d\dot{m}$$

Αν το ρευστό μας δεν υπόκειται σε άλλο εξωτερικό πεδίο εκτός από το βαρυτικό, η ενέργεια που περικλείεται ανά μονάδα μάζας του ρευστού που εισέρχεται ή εξέρχεται από την επιφάνεια ελέγχου θα είναι (Εσωτερική + Κινητική + Δυναμική):

$$e = u + c^2/2 + gZ$$

όπου Z η υψομετρική διαφορά από σημείο αναφοράς, g η επιτάχυνση της βαρύτητας και c το μέτρο της ταχύτητας του στοιχείου ρευστού. Έτσι ολοκληρώνοντας στην επιφάνεια ελέγχου, η ενέργεια που εισέρχεται στον όγκο αναφοράς ανά μονάδα χρόνου θα δίδεται:

$$\oint_E e d\dot{m} = \oint_E (u + \frac{1}{2}c^2 + gZ) d\dot{m}$$

Αθροίζοντας τους δύο παραπάνω όρους βλέπουμε ότι η ανά μονάδα εισερχόμενης μάζας εισερχόμενη ενέργεια στον όγκο αναφοράς δίδεται:

$$u + c^2/2 + gZ + p v = (u + p v) + c^2/2 + gZ = h + c^2/2 + gZ$$

Αν ορίσουμε την ολική ενθαλπία h_t ως:

$$h_t = h + c^2/2 + gZ$$

και προσθέσουμε τον όρο αυτό στην αρχική έκφραση του Πρώτου Θερμοδυναμικού Νόμου (ολοκληρώνοντας σε όλη την εξωτερική επιφάνεια) θα έχουμε:

$$\frac{dE_{\text{OA}}}{dt} = \dot{Q} - \dot{W} + \oint_E h_t d\dot{m} = \dot{Q} - \dot{W} + \oint_E (h + \frac{1}{2}c^2 + gZ) d\dot{m}$$

Το παραπάνω κλειστό επιφανειακό ολοκλήρωμα μπορεί να γραφεί και υπό μορφή αθροίσματος, αν έχουμε διακριτές περιοχές απ' όπου εισέρχεται ή εξέρχεται μάζα. Στις περιοχές αυτές μπορούμε να θεωρήσουμε ομοιόμορφη ροή ή να πάρουμε τις μέσες τιμές των μεγεθών της ροής. Αυτές οι περιοχές εισόδου και εξόδου είναι συνήθως αγωγοί εισόδου και εξόδου του ρευστού. Για την περίπτωση αυτή η προηγούμενη σχέση γίνεται:

$$\frac{dE_{\text{OA}}}{dt} = \dot{Q} - \dot{W} + \sum h_{t,\text{in}} \dot{m}_{\text{in}} - \sum h_{t,\text{out}} \dot{m}_{\text{out}}$$

Στην προηγούμενη σχέση έχουν ομαδοποιηθεί οι περιοχές εισόδου και οι περιοχές εξόδου του ρευστού, εντός των δύο αθροισμάτων.

Οι δύο προηγούμενες εξισώσεις αποτελούν τη γενική μορφή του Πρώτου Νόμου της Θερμοδυναμικής (Εξίσωση Διατήρησης της Ενέργειας) για ροή σε ανοικτά συστήματα.

4.7 Η ΕΙΔΙΚΗ ΠΕΡΙΠΤΩΣΗ ΚΑΤΑΣΤΑΣΗ ΜΟΝΙΜΗΣ ΛΕΙΤΟΥΡΓΙΑΣ - ΜΟΝΙΜΗΣ ΡΟΗΣ

Θα εξετάσουμε τη μορφή που παίρνει ο Πρώτος Θερμοδυναμικός Νόμος για ανοικτά συστήματα, στην περίπτωση που το σύστημά μας βρίσκεται σε κατάσταση μόνιμης λειτουργίας και η ροή μέσα από τη συσκευή που απαρτίζει το σύστημα είναι μόνιμη (δεν υπάρχει μεταβολή της κατάστασης με το χρόνο). Οι υποθέσεις που συνθέτουν την ειδική αυτή περίπτωση παρουσιάζονται στη συνέχεια:

- Δεν υπάρχει σχετική κίνηση του όγκου ελέγχου ως προς το σύστημα αναφοράς.
- Δεν υπάρχει χρονική μεταβολή της κατάστασης του πεδίου ροής.
- Δε μεταβάλλεται η θερμοδυναμική κατάσταση σε κάθε σημείο του όγκου ελέγχου με το χρόνο.

Η πρώτη υπόθεση επιβάλλει οι ταχύτητες ως προς το σύστημα αναφοράς να είναι οι ίδιες και ως προς τον όγκο ελέγχου (και να μην εμφανίζονται όροι παραγωγής έργου λόγω της επιτάχυνσης του όγκου αναφοράς).

Η τρίτη υπόθεση επιβάλλει το διαφορικό ως προς το χρόνο στο πρώτο σκέλος της εξίσωσης να γίνεται μηδέν. Η δεύτερη υπόθεση επιβάλλει όλες οι συναρτήσεις που περιγράφουν το πεδίο ροής να είναι ανεξάρτητες του χρόνου.

Λαμβάνοντας υπ' όψιν και την εξίσωση της συνέχειας για μόνιμο πεδίο ροής:

$$\dot{m}_{in} = \dot{m}_{out}$$

η εξίσωση της Ενέργειας (Πρώτος Θερμοδυναμικός Νόμος) γίνεται:

$$\dot{Q} + \sum h_{t,in} \dot{m}_{in} = \sum h_{t,out} \dot{m}_{in} + \dot{W}$$

ενώ για τη συνήθη περίπτωση που η μάζα εισέρχεται από μία θέση και εξέρχεται από άλλη θέση (περιπτώσεις συμπίεστών στροβιλομηχανών, ατμοστροβίλων) γίνεται:

$$\dot{Q} + h_{t,in} \dot{m}_{in} = h_{t,out} \dot{m}_{in} + \dot{W}$$

Στην προηγούμενη εξίσωση θεωρήσαμε μία μέση τιμή για την ολική ενθαλπία ανά μονάδα μάζας τόσο στην είσοδο όσο και στην έξοδο του συστήματος. Διαιρώντας με τη ροή μάζας που εισέρχεται (ή που εξέρχεται – αφού είναι ίσες) έχουμε:

$$\frac{\dot{Q}}{\dot{m}_{in}} + h_{t,in} = h_{t,out} + \frac{\dot{W}}{\dot{m}_{out}}$$

Όμως εξ ορισμού ισχύει:

$$q = \frac{\dot{Q}}{\dot{m}_{in}}$$

και

$$w = \frac{\dot{W}}{\dot{m}_{out}}$$

και η σχέση γίνεται:

$$q + h_{t,in} = h_{t,out} + w$$

ή

$$q + h_{in} + c_{in}^2/2 + gZ_{in} = h_{out} + c_{out}^2/2 + gZ_{out} + w$$

Στην ειδική περίπτωση που δεν έχουμε σημαντική υψομετρική διαφορά μεταξύ εισόδου και εξόδου, ή οι δυνάμεις βαρύτητας είναι πολύ μικρές σε σχέση με τις υπόλοιπες (όπως συμβαίνει στα αέρια που έχουν πολύ μικρή πυκνότητα δηλαδή πολύ μεγάλο ειδικό όγκο), η προηγούμενη σχέση γίνεται:

$$q + h_{in} + c_{in}^2/2 = h_{out} + c_{out}^2/2 + w$$

Στην ειδική περίπτωση που η ταχύτητα της ροής στην είσοδο είναι ίδια με αυτή στην έξοδο, η προηγούμενη σχέση απλοποιείται ακόμη περισσότερο και γίνεται:

$$q + h_{in} = h_{out} + w$$

Οι προηγούμενες εξισώσεις που αναπτύχθηκαν στην παράγραφο αυτή βρίσκουν εφαρμογή σε πολλές συσκευές που χρησιμοποιούνται για ανταλλαγή ενέργειας και έχουν μόνιμη ροή στην κατάσταση μόνιμης λειτουργίας τους. Τέτοιες συσκευές είναι οι εναλλάκτες θερμότητας, τα ακροφύσια και οι διαχύτες, οι αεροσυμπιεστές και οι αεριοστρόβιλοι, οι ατμοστρόβιλοι, οι αντλίες και οι υδροστρόβιλοι, οι ψυκτικές εγκαταστάσεις, οι θερμοηλεκτρικοί σταθμοί παραγωγής ισχύος (το θερμικό τμήμα) κ.ά.

4.8 Η ΕΙΔΙΚΗ ΠΕΡΙΠΤΩΣΗ ΟΜΟΙΟΜΟΡΦΗΣ ΚΑΤΑΣΤΑΣΗΣ - ΟΜΟΙΟΜΟΡΦΗΣ ΡΟΗΣ

Υπάρχουν περιπτώσεις θερμοδυναμικών διεργασιών που δεν μπορούν να μοντελοποιηθούν ως μόνιμης κατάστασης και μόνιμης ροής. Χαρακτηριστική είναι η περίπτωση που έχουμε γέμισμα ή άδειασμα ενός δοχείου πίεσεως (π.χ. φιάλης με αέριο). Αυτές οι περιπτώσεις όπως η προηγούμενη μοντελοποιούνται θεωρώντας ομοιόμορφη ροή και ομοιόμορφη κατάσταση. Οι βασικές υποθέσεις που περιγράφουν την παραπάνω διεργασία παρατίθενται στη συνέχεια:

- Ο όγκος ελέγχου παραμένει σταθερός ως προς το σύστημα αναφοράς.
- Η θερμοδυναμική κατάσταση εντός του όγκου αναφοράς μεταβάλλεται με το χρόνο, αλλά σε κάθε χρονική στιγμή είναι η ίδια σε όλο τον όγκο ελέγχου.
- Αν και η ροή μάζας που περνάει την επιφάνεια ελέγχου μπορεί να μεταβάλλεται με το χρόνο, η θερμοδυναμική κατάσταση της μάζας (σε κάθε διακριτή περιοχή απ' όπου εισέρχεται ή εξέρχεται μάζα) παραμένει σταθερή με το χρόνο.

Η πρώτη υπόθεση επιβάλλει οι ταχύτητες ως προς το σύστημα αναφοράς να είναι οι ίδιες και ως προς τον όγκο ελέγχου (και να μην εμφανίζονται όροι παραγωγής έργου λόγω της επιτάχυνσης του όγκου αναφοράς). Οι υπόλοιπες δύο υποθέσεις οδηγούν σε συγκεκριμένες απλοποιήσεις του Πρώτου Θερμοδυναμικού Νόμου, οι οποίες θα αναλυθούν στη συνέχεια.

Η εξίσωση της συνέχειας, όπως ήδη έχουμε δει, για μη μόνιμη ροή γίνεται:

$$\frac{dm_{OA}}{dt} = \dot{m}_{in} - \dot{m}_{out}$$

και ολοκληρώνοντας ως προς τον χρόνο t το πρώτο μέλος της παραπάνω εξίσωσης από την αρχή της διεργασίας θα έχουμε:

$$\int_0^t \frac{dm_{OA}}{dt} = (m_2 - m_1)_{OA}$$

όπου m_2 και m_1 οι μάζες εντός του όγκου ελέγχου στο τέλος και στην αρχή της διεργασίας αντίστοιχα. Αν m_{in} και m_{out} είναι αντίστοιχα τα ολοκληρώματα στο χρόνο t της παροχής που εισέρχεται και εξέρχεται από την επιφάνεια αναφοράς, προφανώς θα ισχύει:

$$(m_2 - m_1)_{OA} = m_{in} - m_{out}$$

Γράφουμε τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο στη μορφή που περιέχει και τον όρο της χρονικής μεταβολής της ενέργειας στον όγκο αναφοράς και έχουμε:

$$\frac{dE_{OA}}{dt} = \dot{Q} - \dot{W} + \sum h_{t,in} \dot{m}_{in} - \sum h_{t,out} \dot{m}_{out}$$

Επειδή η θερμοδυναμική κατάσταση είναι ομοιόμορφη σε όλα τα σημεία του όγκου ελέγχου, η παραπάνω σχέση γίνεται:

$$\frac{d}{dt} [mh_t]_{OA} = \dot{Q} - \dot{W} + \sum h_{t,in} \dot{m}_{in} - \sum h_{t,out} \dot{m}_{out}$$

Ολοκληρώνοντας την παραπάνω σχέση ως προς τον χρόνο t θα έχουμε σε αναλογία με την εξίσωση της συνέχειας (επειδή η θερμοδυναμική κατάσταση της

μάζας που εισέρχεται ή που εξέρχεται είναι σταθερή με το χρόνο):

$$[m_2 h_{t2} - m_1 h_{t1}]_{OA} = Q - W + \sum h_{tin} m_{in} - \sum h_{tout} m_{out}$$

Η παραπάνω έκφραση του Πρώτου Θερμοδυναμικού Νόμου μαζί με την εξίσωση της συνέχειας, όπως διατυπώθηκε πιο πάνω, χρησιμεύουν για την αντιμετώπιση διαφόρων περιπτώσεων θερμοδυναμικών διεργασιών που εμπίπτουν στην κατηγορία της ομοιόμορφης κατάστασης και ομοιόμορφης ροής. Τέτοια διεργασία είναι το γέμισμα ή άδειασμα ενός δοχείου πίεσης (όπως ήδη αναφέρθηκε στην αρχή).

5 ΔΕΥΤΕΡΟΣ ΘΕΡΜΟΔΥΝΑΜΙΚΟΣ ΝΟΜΟΣ

5.1 ΓΕΝΙΚΑ

Όπως είδαμε στο προηγούμενο κεφάλαιο, ο Πρώτος Θερμοδυναμικός Νόμος ουσιαστικά αποτελεί την Αρχή Διατήρησης της Ενέργειας και μας δίνει ένα ισχυρό εργαλείο για να πραγματοποιούμε ισολογισμούς ενέργειας κατά τις διάφορες φάσεις μετατροπής μιας μορφής σε κάποια άλλη. Αυτό όμως που δε δίνει ο Πρώτος Θερμοδυναμικός Νόμος είναι η δυνατότητα να προβλέψουμε τη φορά προς την οποία θα πραγματοποιηθεί μία ενεργειακή συναλλαγή. Έτσι, στην περίπτωση μιας κυκλικής διεργασίας, θα μπορούσαμε να έχουμε πρόσδοση έργου στο σύστημα και ισόποση αφαίρεση θερμότητας (και τα δύο αρνητικά) ή αφαίρεση έργου από το σύστημα με ταυτόχρονη πρόσδοση ίσου ποσού θερμότητας (και τα δύο θετικά, σύμφωνα με τη σύμβαση). Και οι δύο παραπάνω περιπτώσεις είναι δυνατό να υπάρξουν σύμφωνα με τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο. Όμως από την καθημερινή παρατήρηση γνωρίζουμε ότι η ικανοποίηση της διατήρησης της ενέργειας δε σημαίνει ότι κάποια διεργασία μπορεί και να πραγματοποιηθεί. Δηλαδή δεν είναι όλες οι κατευθύνσεις μετατροπής ενέργειας πραγματοποιήσιμες στη φύση.

Ο Δεύτερος Θερμοδυναμικός Νόμος στηρίζεται ακριβώς σε αυτή την παρατήρηση και αναφέρεται στις συνθήκες κάτω από τις οποίες μπορεί να πραγματοποιηθεί μία διεργασία προς συγκεκριμένη κατεύθυνση και όχι προς την αντίθετη. Σε συνδυασμό με τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο καθορίζει αν μία διεργασία είναι πραγματοποιήσιμη ή όχι. Και οι δύο Νόμοι (όπως όλοι οι Φυσικοί Νόμοι) στηρίζονται στην παρατήρηση και στο πείραμα και μέχρι τώρα δεν έχει υπάρξει περίπτωση κατάρριψής τους.

Ας δούμε μερικά παραδείγματα διεργασιών, που από την πείρα μας γνωρίζουμε ότι πραγματοποιούνται προς μία μόνο κατεύθυνση. Ένα ζεστό σώμα, αν τοποθετηθεί σε ψυχρότερο περιβάλλον, θα κρυώσει λόγω της μεταφοράς θερμότητας από το ζεστότερο σώμα στο ψυχρότερο περιβάλλον. Σε καμιά περίπτωση δε θα μεταφερθεί θερμότητα αφ' εαυτής από το ψυχρότερο περιβάλλον στο ζεστότερο σώμα, θερμαίνοντάς το περισσότερο. Ένα όχημα, που από την κορυφή ενός λόφου κατεβαίνει στις παρυφές του, δεν μπορεί να μετατρέψει πλήρως την κινητική του ενέργεια σε δυναμική και να επιστρέψει στην κορυφή. (Φανταστείτε την ύπαρξη οχημάτων με ικανότητα πλήρους μετασχηματισμού δυναμικής και κινητικής ενέργειας από τη μία μορφή στην άλλη, που θα επέτρεπε την επ' άπειρο κίνησή τους).

Ας θεωρήσουμε τώρα ως κλειστό σύστημα ένα δοχείο που περιέχει αέριο. Μέσα στο δοχείο είναι τοποθετημένη πτερωτή, η οποία μέσω άξονα, συνδέεται με τροχαλία, στην οποία αναρτάται ένα βάρος. Με την κάθοδο του βάρους παράγεται έργο, το οποίο εισέρχεται μέσω του άξονα στο κλειστό σύστημα, περιστρέφοντας την πτερωτή. Το έργο αυτό θα αυξήσει τη θερμοκρασία του αερίου. Για να επανέλθει το σύστημα στην αρχική του κατάσταση (εκτελώντας μία κυκλική διεργασία) πρέπει να αποβληθεί ισόποση θερμότητα στο περιβάλλον. Στην περίπτωση αυτή τόσο το έργο όσο και η θερμότητα είναι αρνητικά. Ας φανταστούμε τώρα τον αντίστροφο κύκλο, όπου δίνουμε θερμότητα στο σύστημα (θετική) και περιμένουμε να πάρουμε ισόποσο (θετικό)

έργο. Από την πείρα μας γνωρίζουμε ότι κάτι τέτοιο είναι αδύνατο να συμβεί.

Στη συνέχεια θα ασχοληθούμε πρώτα με τις εκφράσεις του Δεύτερου Θερμοδυναμικού Νόμου στην περίπτωση κυκλικής διεργασίας.

5.2 ΘΕΡΜΟΔΟΧΕΙΑ, ΘΕΡΜΙΚΕΣ ΚΑΙ ΨΥΚΤΙΚΕΣ ΜΗΧΑΝΕΣ

Στα προηγούμενα κεφάλαια τα θερμοδυναμικά συστήματα στα οποία αναφερθήκαμε αποτελούνταν από κάποιο υλικό σώμα, συνήθως αέριο, το οποίο εκτελούσε κάποια θερμοδυναμική μεταβολή. Στη συνέχεια θα διευρύνουμε την έννοια του συστήματος, ώστε να περιλαμβάνονται και τις διάφορες συσκευές που απαιτούνται για την ανταλλαγή του έργου μεταξύ του **εργαζόμενου μέσου** (δηλαδή του σώματος που εκτελεί τη θερμοδυναμική διεργασία) και του περιβάλλοντος. Κάτι τέτοιο κάναμε στο προηγούμενο παράδειγμα, όπου θεωρήσαμε το σύστημα του αερίου μαζί με την πτερωτή και τον άξονά της.

Ας θεωρήσουμε την περίπτωση μίας ηλεκτρικής αντίστασης βυθισμένης στη θάλασσα. Με την εφαρμογή κάποιας ηλεκτρικής τάσης η αντίσταση θα διαρρέεται από ηλεκτρικό ρεύμα (πρόσδοση έργου), το οποίο θα μετατραπεί σε θερμότητα εκλυόμενη στο περιβάλλον (στη θάλασσα). Επειδή η θάλασσα έχει τεράστιο μέγεθος δε θα προκληθεί αύξηση της θερμοκρασίας της, άρα δε θα μεταβληθούν και οι ιδιότητες της ηλεκτρικής αντίστασης. Προφανώς, λόγω του Πρώτου Θερμοδυναμικού Νόμου το ποσό της θερμότητας που αποβάλλεται στη μονάδα του χρόνου ισούται με το έργο που αποδίδεται στη μονάδα του χρόνου. Στο προηγούμενο παράδειγμα μπορούμε για άπειρο χρονικό διάστημα να μετατρέπουμε το έργο σε θερμότητα χωρίς καμία μεταβολή στην κατάσταση του συστήματος (ηλεκτρική αντίσταση), αρκεί να μη μεταβάλλεται η θερμοκρασία της θάλασσας (κάτι το οποίο συμβαίνει προσεγγιστικά λόγω του μεγέθους της). Στην περίπτωση αυτή η θάλασσα λειτουργεί σαν δεξαμενή ενέργειας.

Ας θεωρήσουμε τώρα την αντίστροφη πορεία, δηλαδή τη μετατροπή της θερμότητας σε έργο. Έστω ότι έχουμε έναν κύλινδρο που κλείνει ερμητικά με έμβολο και περιέχει στο εσωτερικό του τέλειο αέριο. Θεωρούμε ότι με την πρόσδοση θερμότητας στο σύστημα το αέριο εκτονώνεται ισοθερμοκρασιακά (οπότε δεν υπάρχει μεταβολή στην εσωτερική του ενέργεια, αφού είναι τέλειο αέριο και δε μεταβάλλεται η θερμοκρασία). Άρα το σύνολο της ενέργειας που προσλαμβάνεται μετατρέπεται σε έργο ογκομεταβολής, με τη μετακίνηση του εμβόλου (Πρώτος Θερμοδυναμικός Νόμος). Η μετακίνηση όμως του εμβόλου συνοδεύεται από μείωση της πίεσης του αερίου στο εσωτερικό του. Έτσι το έμβολο μπορεί να μετακινείται μέχρις ότου εξισωθεί η εσωτερική πίεση του αερίου με την εξωτερική πίεση του περιβάλλοντος, οπότε και τερματίζεται η διεργασία. Έτσι το φαινόμενο αυτό δεν μπορεί να συνεχιστεί για μεγάλα χρονικά διαστήματα, όπως το προηγούμενο.

Για να πετύχουμε μία συνεχή μετατροπή θερμότητας σε έργο, απαιτείται η χρησιμοποίηση κατάλληλου θερμοδυναμικού συστήματος (με τη γενικότερη έννοια που περιγράψαμε πιο πάνω), το οποίο να εκτελεί κυκλική διεργασία, στην οποία, σύμφωνα με τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο, η καθαρή θερμότητα που δίνεται ανά κύκλο θα ισούται με το παραγόμενο έργο ανά κύκλο.

Ξαναγυρίζουμε τώρα στο πρώτο παράδειγμα της αντίστασης και της θάλασσας.

*Ονομάζουμε **θερμοδοχείο** ένα σώμα το οποίο έχει ικανότητα να προσλαμβάνει ή να αποβάλλει επ'άπειρον ποσά θερμότητας χωρίς να μεταβάλλεται η θερμοκρασία του.*

Συνήθως, επειδή απαιτούνται δύο θερμοδοχεία, ένα υψηλής και ένα χαμηλής θερμοκρασίας, ονομάζουμε θερμοδοχείο αυτό με την υψηλότερη θερμοκρασία και **ψυχροδοχείο** αυτό με τη χαμηλότερη θερμοκρασία. Η θάλασσα και η ατμόσφαιρα της Γης λόγω του μεγάλου όγκου τους μπορούν να παίξουν το ρόλο ενός θερμοδοχείου (ψυχροδοχείου για την ακρίβεια), αφού μπορούν να απορροφήσουν τεράστια ποσά θερμότητας χωρίς να μεταβληθεί αισθητά η θερμοκρασία τους.

Ας επιστρέψουμε τώρα στη διευρυμένη έννοια του συστήματος, το οποίο περιλαμβάνει και τις συσκευές εκείνες που απαιτούνται για την ανταλλαγή θερμότητας και έργου με το περιβάλλον.

*Ονομάζουμε **θερμοκινητήρα** ή **θερμική μηχανή** οποιοδήποτε σύστημα το οποίο, κατά τη διάρκεια μιας κυκλικής διεργασίας, απορροφά θερμότητα παράγοντας έργο (θετικό έργο, θετική θερμότητα).*

*Ονομάζουμε **ψυκτήρα** ή **ψυκτική μηχανή** ή **αντλία θερμότητας** οποιοδήποτε σύστημα το οποίο, κατά τη διάρκεια μιας κυκλικής διεργασίας, απορροφά έργο αντλώντας θερμότητα από ψυχροδοχείο και αποβάλλοντας θερμότητα σε θερμοδοχείο (αρνητικό έργο, αρνητική καθαρή θερμότητα).*

5.3 ΠΑΡΑΔΕΙΓΜΑΤΑ ΘΕΡΜΙΚΩΝ ΚΑΙ ΨΥΚΤΙΚΩΝ ΜΗΧΑΝΩΝ – ΒΑΘΜΟΙ ΑΠΟΔΟΣΗΣ

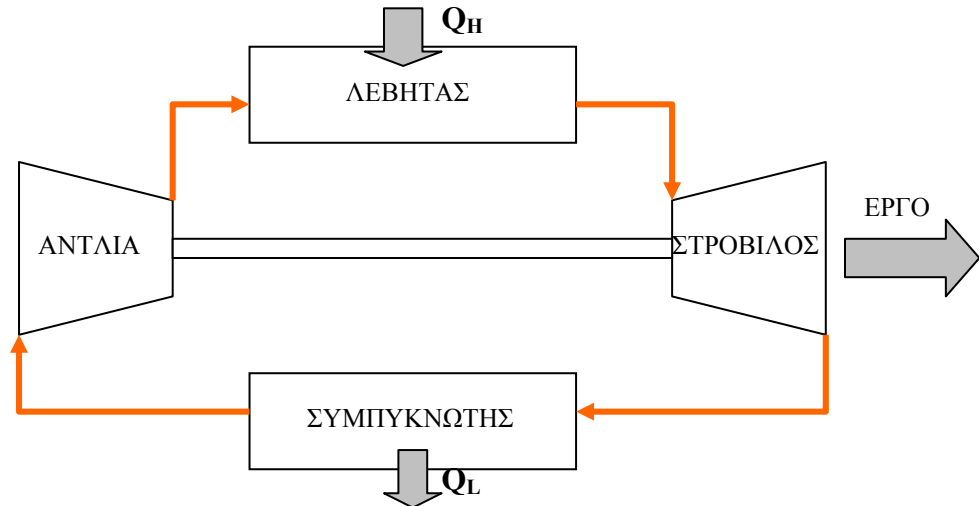
Στη συνέχεια θα δούμε μερικά παραδείγματα θερμικών και ψυκτικών μηχανών.

Α. Συγκρότημα παραγωγής έργου με ατμό

Στο σχήμα 5.1 φαίνεται ένα τέτοιο σύστημα παραγωγής έργου με εργαζόμενο μέσο νερό. Το νερό βρίσκεται σε διαφορετικά σημεία της εγκατάστασης και στις δύο φάσεις (υγρή και αέρια), οι οποίες μπορεί να συνυπάρχουν ή να υπάρχει αμιγώς η μία φάση. Στο λέβητα προσδίδεται θερμότητα στο εργαζόμενο μέσο, μετατρέποντάς το σε ατμό. Ο λέβητας έτσι λειτουργεί ως θερμοδοχείο. Ο ατμός στη συνέχεια οδηγείται στον ατμοστρόβιλο, όπου παράγει ωφέλιμο έργο, με ταυτόχρονη πτώση της πίεσής του. Μέσα στον ατμοστρόβιλο ο ατμός χάνει προφανώς ενέργεια και ψύχεται μερικώς. Στη συνέχεια ο ατμός (ο οποίος μπορεί να περιέχει και ποσότητα νερού – δύο φάσεις παρούσες) μεταφέρεται στο συμπυκνωτή, όπου αποβάλλεται θερμότητα στο περιβάλλον, μειώνεται η θερμοκρασία του και μετατρέπεται σε υγρό. Η θερμότητα αποβάλλεται συνήθως σε κάποιο ποτάμι, στη θάλασσα ή στην ατμόσφαιρα, που λειτουργεί ως ψυχροδοχείο. Το νερό στη συνέχεια οδηγείται σε αντλία, η οποία αυξάνει την πίεσή του καταθλίβοντάς το στο λέβητα για να

ολοκληρωθεί ο κύκλος. Τμήμα του έργου που παράγεται στο στρόβιλο χρησιμοποιείται στην αντλία που προσφέρει έργο στο εργαζόμενο μέσο.

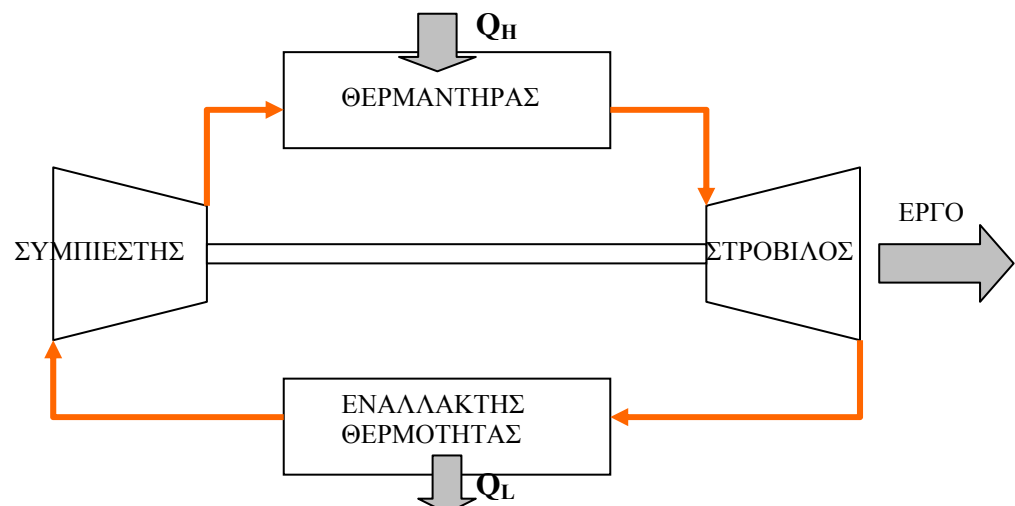
ΣΧΗΜΑ 5.1
Συγκρότημα παραγωγής
έργου με ατμό.



Β. Κλειστό κύκλωμα παραγωγής έργου με αέρα

Στην περίπτωση αυτή το εργαζόμενο μέσο είναι ο αέρας. Το κύκλωμα αυτό φαίνεται στο σχήμα 5.2. Στο θερμαντήρα προσδίδεται θερμότητα στο εργαζόμενο μέσο. Ο αέρας στη συνέχεια οδηγείται στον αεριοστρόβιλο, όπου μειώνονται η πίεση και η ενέργεια του εργαζόμενου μέσου παράγοντας ωφέλιμο έργο. Στη συνέχεια εντός του εναλλάκτη θερμότητας αποβάλλεται θερμότητα στο περιβάλλον, ενώ ένας συμπίεστές αυξάνει την πίεση του ψυχρού αέρα, οδηγώντας τον στο θερμαντήρα για να κλείσει ο κύκλος. Τμήμα του έργου που παράγεται στο στρόβιλο χρησιμοποιείται για την κίνηση του συμπίεστή, ο οποίος προσφέρει έργο στο εργαζόμενο μέσο.

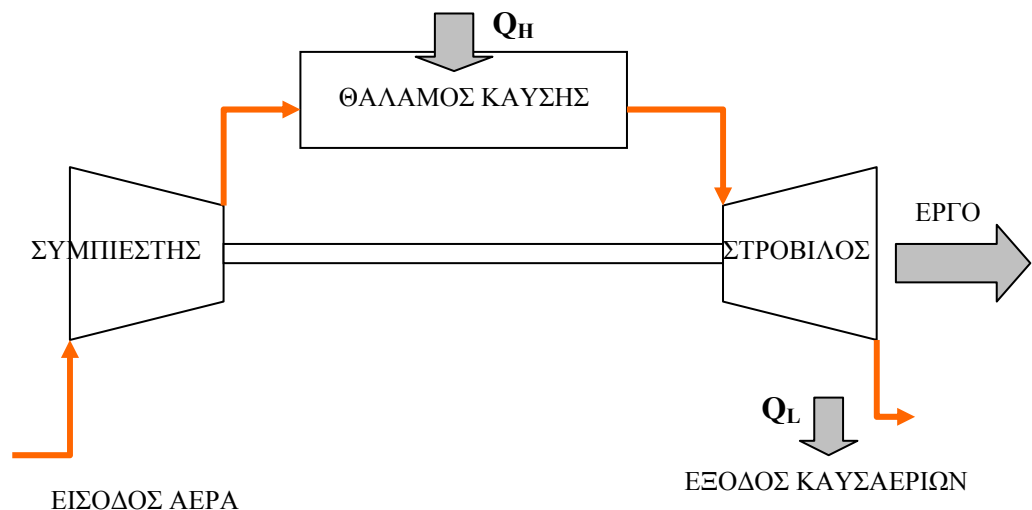
ΣΧΗΜΑ 5.2
Κλειστό κύκλωμα
παραγωγής έργου με
αέρα.



Γ. Ανοικτό κύκλωμα παραγωγής έργου με αέρα

Το «κύκλωμα» αυτό φαίνεται στο σχήμα 5.3 και λειτουργεί με παρόμοιο τρόπο με το προηγούμενο. Στην περίπτωση όμως αυτή υπάρχει συνεχής ανανέωση του εργαζόμενου μέσου (αέρα). Ο αέρας αναρροφάται από την ατμόσφαιρα στο συμπιεστή, όπου αυξάνεται και η πίεσή του. Στη συνέχεια η θερμότητα προσδίδεται στο θάλαμο καύσης, ενώ το εργαζόμενο μέσο οδηγείται στο στρόβιλο όπου παράγεται έργο, μειώνοντας ταυτόχρονα την πίεση. Μετά τον στρόβιλο τα καυσαέρια αποβάλλονται στην ατμόσφαιρα, μεταφέροντας και ένα ποσό θερμότητας, αφού έχουν υψηλότερη θερμοκρασία από αυτή του εισερχόμενου στο συμπιεστή αέρα. Τμήμα του έργου που παράγεται στο στρόβιλο απορροφάται από το συμπιεστή και αποδίδεται στο εργαζόμενο μέσο. Όπως φαίνεται καθαρά, το παραπάνω σύστημα καταχρηστικά ονομάζεται θερμοδυναμικός κύκλος, αφού το εργαζόμενο μέσο μεταβάλλεται κατά τη διάρκεια της διεργασίας από αέρα στο συμπιεστή σε καυσαέρια μετά το θάλαμο καύσης. Το παραπάνω κύκλωμα χρησιμοποιείται σε επίγειες και ιπτάμενες στροβιλομηχανές.

ΣΧΗΜΑ 5.3
Ανοικτό κύκλωμα
παραγωγής έργου με
αέρα.



Συχνά, όπως φάνηκε προηγουμένως, ο όρος θερμική μηχανή χρησιμοποιείται και για διατάξεις οι οποίες δεν εκτελούν θερμοδυναμικό κύκλο, αλλά παράγουν έργο με απορρόφηση θερμότητας. Τέτοιες διατάξεις είναι και οι Μηχανές Εσωτερικής Καύσης (Μ.Ε.Κ.), όπως το προηγούμενο κύκλωμα στροβιλομηχανής καθώς και οι εμβολοφόρες Μ.Ε.Κ. Στις διατάξεις αυτές η πρόσδοση θερμότητας γίνεται στο θάλαμο καύσης και όχι σε κάποιο εναλλάκτη θερμότητας, ενώ η αποβολή θερμότητας στο περιβάλλον γίνεται μέσω της ροής των καυσαερίων και της ενέργειας που μεταφέρουν, λόγω της υψηλής τους θερμοκρασίας.

Ούτως ή άλλως, όπως φάνηκε προηγουμένως, οι θερμικές μηχανές περιλαμβάνουν ένα θερμοδοχείο, απ' όπου αντλούν θερμότητα Q_H , και ένα ψυχοδοχείο, στο οποίο αποβάλλουν θερμότητα Q_L . Το καθαρό όμως ποσό

θερμότητας που προσλαμβάνει το σύστημα είναι θετικό και προφανώς ίσο με το παραγόμενο καθαρό έργο. Έχουμε δηλαδή θετικό έργο και θετική θερμότητα σε κύκλο πραγματοποιήσιμο, σε αντίθεση με τον υποθετικό μη πραγματοποιήσιμο κύκλο της αρχής του κεφαλαίου. Η ειδοποιός διαφορά είναι η παρουσία του ψυχοδοχείου, όπως θα φανεί και στη συνέχεια.

Αν θεωρήσουμε ότι τα ποσά θερμότητας Q_H και Q_L δίδονται σε απόλυτες τιμές, τότε η καθαρή θερμότητα που παίρνει το σύστημα είναι προφανώς ίση με $Q_H - Q_L$, η οποία, σύμφωνα με τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο, ισούται με το έργο W που παράγει το σύστημα. Στο σημείο αυτό θα ορίσουμε το **θερμικό βαθμό απόδοσης $\eta_{\text{θερμ.}}$** του συστήματος. Γενικά ως βαθμό απόδοσης ορίζουμε το λόγο της ωφέλιμης ενέργειας προς την ενέργεια που καταναλώνουμε. Όμως και οι δύο αυτές ενέργειες θέλουν προσοχή στον ορισμό τους.

Στην περίπτωση της θερμικής μηχανής ορίζουμε το θερμικό βαθμό απόδοσης $\eta_{\text{θερμ.}}$ ως το λόγο του έργου W που παράγει το σύστημα προς τη θερμότητα που δίδεται στο θερμοδοχείο Q_H .

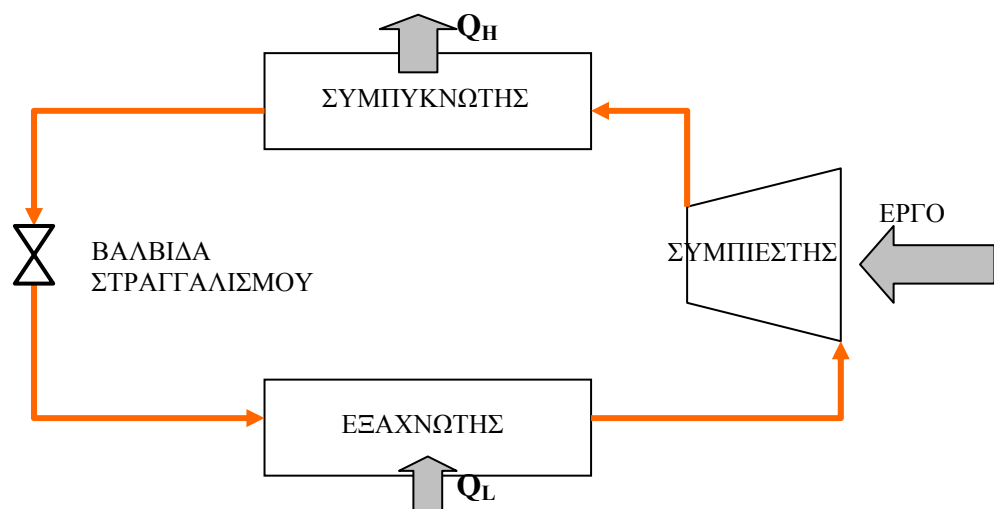
Δηλαδή:

$$\eta_{\text{θερμ.}} = W / Q_H = (Q_H - Q_L) / Q_H = 1 - (Q_L / Q_H)$$

Όπως φαίνεται καθαρά, ο θερμικός βαθμός απόδοσης είναι πάντα μικρότερος της μονάδας.

Επιστρέφουμε τώρα στη δεύτερη κατηγορία συστημάτων, τις ψυκτικές μηχανές ή αντλίες θερμότητας. Όπως είδαμε στην αρχή του κεφαλαίου, από την καθημερινή εμπειρία μας γνωρίζουμε ότι η θερμότητα μεταφέρεται αφ' εαυτής από σώματα υψηλότερης θερμοκρασίας σε σώματα χαμηλότερης θερμοκρασίας. Οι ψυκτικές μηχανές μεταφέρουν θερμότητα από σώματα χαμηλότερης θερμοκρασίας σε σώματα υψηλότερης θερμοκρασίας, με κατανάλωση όμως έργου. Μία τέτοια μηχανή είναι το κύκλωμα του ψυγείου, το οποίο φαίνεται στο σχήμα 5.4.

ΣΧΗΜΑ 5.4
Απλός ψυκτικός κύκλος.



Εργαζόμενο μέσο είναι το ψυκτικό υγρό (π.χ. R-134a ή αμμωνία), το οποίο είναι σε υγρή φάση σε θερμοκρασία αρκετά χαμηλότερη της θερμοκρασίας του περιβάλλοντος. Θερμότητα Q_L μεταφέρεται στο ψυκτικό υγρό στον εξαχνωτή (στο εσωτερικό του ψυγείου) υπό χαμηλή πίεση και θερμοκρασία, μετατρέποντας το εργαζόμενο μέσο σε αέριο. Το αέριο συμπιέζεται στη συνέχεια στο συμπιεστή, όπου απορροφά έργο και αυξάνεται η πίεση και η θερμοκρασία του. Στο συμπυκνωτή, στο εξωτερικό του ψυγείου, αποβάλλεται θερμότητα Q_H στο περιβάλλον υπό υψηλή θερμοκρασία και πίεση. Η πίεση μειώνεται στη βαλβίδα στραγγαλισμού, ενώ το εργαζόμενο μέσο επιστρέφει στην αρχική κατάσταση για να κλείσει ο κύκλος. Το έργο που προφανώς απαιτείται για τη λειτουργία του κύκλου ισούται με τη διαφορά των δύο ποσοτήτων θερμότητας, άρα η ποσότητα θερμότητας Q_H που αποβάλλεται είναι πάντα μεγαλύτερη της Q_L που απορροφάται κατά το έργο W που προσδίδεται στο σύστημα. Επειδή το έργο W είναι αυτό που πληρώνουμε, ενώ η θερμότητα Q_L είναι η ωφέλιμη ενέργεια, ορίζεται ο ψυκτικός βαθμός απόδοσης ως εξής:

Ο ψυκτικός βαθμός απόδοσης $\eta_{\text{ψυκτ.}}$ ορίζεται, κατ' αναλογία με το θερμικό βαθμό απόδοσης, ως ο λόγος της θερμότητας που αφαιρείται υπό χαμηλή θερμοκρασία προς το έργο που δίδεται στο σύστημα.

Δηλαδή:

$$\eta_{\text{ψυκτ.}} = Q_L / W = Q_L / (Q_H - Q_L) = 1 / [(Q_H / Q_L) - 1]$$

Στην περίπτωση που έχουμε μία αντλία θερμότητας, που αφαιρεί θερμότητα από το ψυχρό περιβάλλον για να θερμάνει το εσωτερικό του σπιτιού που βρίσκεται σε υψηλότερη θερμοκρασία, τότε το ωφέλιμο ποσό ενέργειας είναι το Q_H και ο βαθμός απόδοσης δίδεται από τη σχέση:

$$\eta'_{\text{ψυκτ.}} = Q_H / W = Q_H / (Q_H - Q_L) = 1 / [1 - (Q_L / Q_H)]$$

Προφανώς ισχύει:

$$\eta'_{\text{ψυκτ.}} - \eta_{\text{ψυκτ.}} = 1$$

5.4 Ο ΔΕΥΤΕΡΟΣ ΘΕΡΜΟΔΥΝΑΜΙΚΟΣ ΝΟΜΟΣ

Υπάρχουν δύο διαφορετικές κλασικές διατυπώσεις του Δεύτερου Θερμοδυναμικού Νόμου, η διατύπωση Kelvin – Planck και η διατύπωση του Clausius. Και οι δύο διατυπώσεις, όπως θα δείξουμε στη συνέχεια, είναι ισοδύναμες μεταξύ τους και από τη μία προκύπτει η άλλη.

Διατύπωση Kelvin – Planck:

Είναι αδύνατο να κατασκευαστεί θερμική μηχανή η οποία, κατά τη διάρκεια πλήρους κυκλικής διεργασίας, να έχει ως μοναδικό αποτέλεσμα την άντληση θερμότητας από μοναδικό θερμοδοχείο και την παραγωγή ισόποσου μηχανικού έργου, χωρίς δηλαδή την απόρριψη μέρους της θερμότητας σε ψυχροδοχείο.

Διατύπωση Clausius:

Είναι αδύνατο να κατασκευαστεί ψυκτική μηχανή η οποία, κατά τη διάρκεια πλήρους κυκλικής διεργασίας, να έχει ως μοναδικό αποτέλεσμα την αφαίρεση θερμότητας από ψυχροδοχείο και την αποβολή ισόποσης θερμότητας σε θερμοδοχείο, χωρίς δηλαδή την πρόσδοση στο σύστημα έργου.

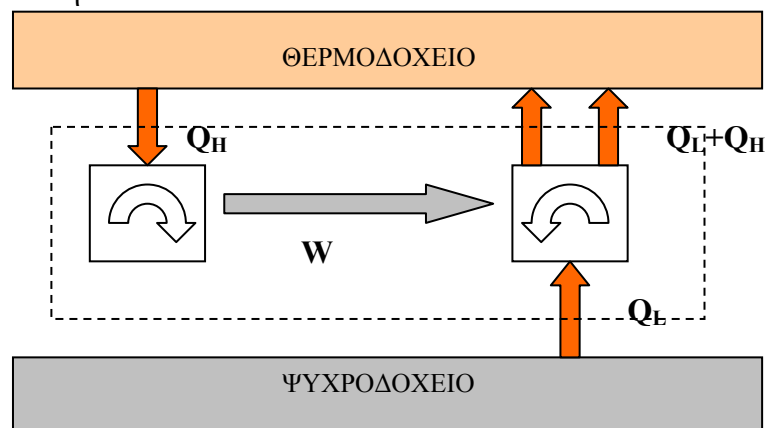
Η πρώτη διατύπωση αναφέρεται στο γεγονός ότι τμήμα της θερμότητας που προσλαμβάνει μια θερμική μηχανή πρέπει να αποβληθεί σε ψυχροδοχείο, δηλαδή η θερμική μηχανή πρέπει αναγκαστικά να λειτουργεί μεταξύ δύο διαφορετικών επιπέδων θερμοκρασίας. Έτσι, αφού τμήμα της θερμότητας που προσλαμβάνεται πρέπει να αποβληθεί, ο βαθμός απόδοσης της θερμικής μηχανής είναι πάντα μικρότερος της μονάδας.

Η δεύτερη διατύπωση, η οποία αναφέρεται σε ψυκτικές μηχανές, δείχνει ότι είναι αδύνατο να μεταφερθεί θερμότητα από σώμα χαμηλότερης θερμοκρασίας σε σώμα υψηλότερης θερμοκρασίας, χωρίς την κατανάλωση έργου.

Ο Δεύτερος Θερμοδυναμικός Νόμος, όπως και κάθε Φυσικός Νόμος, είναι αποτέλεσμα παρατήρησης και πειράματος. Καμία περίπτωση δεν έχει βρεθεί μέχρι τώρα, στην οποία δεν ισχύει ο νόμος αυτός. Όπως αναφέρθηκε και προηγουμένως οι δύο διατυπώσεις είναι μεταξύ τους ισοδύναμες, δηλαδή καταστρατήγηση της πρώτης διατύπωσης οδηγεί σε καταστρατήγηση της δεύτερης και το αντίστροφο.

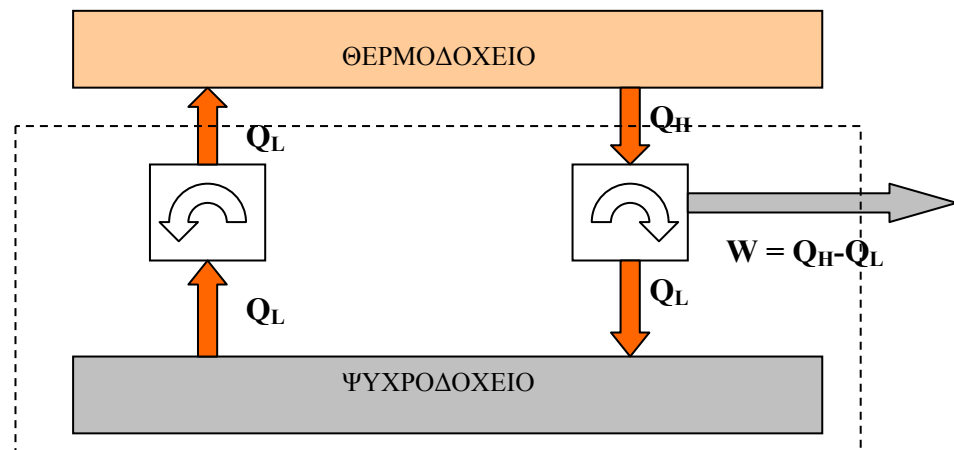
Ας θεωρήσουμε μία θερμική μηχανή, η οποία παράγει έργο παίρνοντας θερμότητα από μοναδικό θερμοδοχείο, όπως στο σχήμα 5.5. Έστω Q_H η θερμότητα που προσλαμβάνει και W το έργο που αποδίδει, τα οποία, λόγω του Πρώτου Θερμοδυναμικού Νόμου, πρέπει να είναι μεταξύ τους ίσα. Το έργο αυτό θα μπορούσε να χρησιμοποιηθεί για τη λειτουργία ψυκτικής μηχανής, η οποία αντλώντας θερμότητα Q_L από ψυχροδοχείο αποδίδει θερμότητα $Q_L + W$ στο θερμοδοχείο της θερμικής μηχανής, η οποία είναι προφανώς ίση με $Q_L + Q_H$. Το τμήμα Q_H της θερμότητας αυτής επιστρέφει και ανακυκλώνεται μέσω της θερμικής μηχανής. Έτσι, θεωρώντας τις δύο μηχανές ως σύστημα, έχουμε αφαίρεση θερμότητας Q_L από το ψυχροδοχείο και πρόσδοση ίσου ποσού θερμότητας στο θερμοδοχείο, χωρίς καμία συναλλαγή έργου, κάτι που αντιβαίνει στη διατύπωση του Clausius.

ΣΧΗΜΑ 5.5
Απόδειξη της
ισοδυναμίας των δύο
διατυπώσεων του
Δεύτερου
Θερμοδυναμικού
Νόμου.



Έστω ότι έχουμε μία ψυκτική μηχανή, η οποία αντιβαίνει στη διατύπωση του Clausius, δηλαδή αντλεί θερμότητα Q_L από ψυχοδοχείο και το διοχετεύει σε θερμοδοχείο, χωρίς τη συναλλαγή έργου με το περιβάλλον (σχήμα 5.6). Ας θεωρήσουμε μεταξύ των δύο θερμοδοχείων θερμική μηχανή, η οποία αντλεί θερμότητα Q_H από το θερμοδοχείο και απορρίπτει θερμότητα Q_L στο ψυχοδοχείο, παράγοντας έργο $W = Q_H - Q_L$ σύμφωνα με τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο. Επειδή στο ψυχοδοχείο εισέρχεται και εξέρχεται ίσο ποσό θερμότητας Q_L , θεωρούμε ως σύστημα τις δύο μηχανές και το ψυχοδοχείο, οπότε προκύπτει μηχανή που αντλεί θερμότητα $Q_H - Q_L$ από θερμοδοχείο παράγοντας ισόποσο έργο W , χωρίς την ανάγκη αποβολής θερμότητας σε ψυχοδοχείο. Το συμπέρασμα αυτό έρχεται σε αντίθεση με την πρώτη διατύπωση του Δεύτερου Θερμοδυναμικού Νόμου, των Kelvin – Planck.

ΣΧΗΜΑ 5.6
Απόδειξη της
ισοδυναμίας των δύο
διατυπώσεων του
Δεύτερου
Θερμοδυναμικού
Νόμου.



Ο Δεύτερος Θερμοδυναμικός Νόμος συνδέεται με τη δημιουργία αεικίνητου δεύτερου είδους. Αεικίνητο πρώτου είδους είναι μηχανή η οποία παράγει έργο από το μηδέν, ή παράγει μάζα ή ενέργεια από το μηδέν, καταστρατηγώντας τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο. Το αεικίνητο δεύτερου είδους αναφέρεται σε μηχανή που απορροφά θερμότητα από θερμοδοχείο και την μετατρέπει πλήρως σε άλλες μορφές ενέργειας, καταστρατηγώντας το Δεύτερο Θερμοδυναμικό Νόμο. Το αεικίνητο τρίτου είδους είναι μηχανή, η οποία δε διαθέτει τριβές και μπορεί να κινείται ες αεί, χωρίς όμως να παράγει έργο.

Παραβίαση του Δεύτερου Θερμοδυναμικού Νόμου θα μας επέτρεπε να εκμεταλλευτούμε τα τεράστια αποθέματα ενέργειας των θαλασσών για την παραγωγή έργου, χωρίς την απαίτηση ύπαρξης ψυχρότερης δεξαμενής για την αποβολή μέρους αυτής της θερμότητας.

5.5 ΑΝΤΙΣΤΡΕΠΤΕΣ ΚΑΙ ΜΗ ΑΝΤΙΣΤΡΕΠΤΕΣ ΔΙΕΡΓΑΣΙΕΣ

Θα ορίσουμε στη συνέχεια έναν ειδικό τύπο θερμοδυναμικών διεργασιών, τις **αντιστρεπτές** διεργασίες, οι οποίες παίζουν σημαντικό ρόλο στη θεμελίωση της Θερμοδυναμικής.

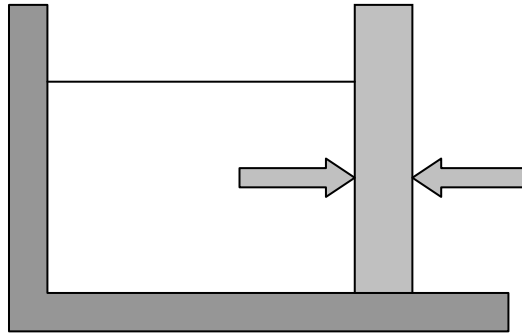
Αντιστρεπτές είναι οι διεργασίες στις οποίες η πορεία μπορεί να αντιστραφεί, ώστε τόσο το σύστημα όσο και το περιβάλλον να επιστρέψουν στην αρχική τους κατάσταση, χωρίς δηλαδή να απομείνει κανένα ενεργειακό υπόλοιπο μεταξύ τους.

Οποιαδήποτε άλλη διεργασία, που δε δίνει τη δυνατότητα επιστροφής τόσο του συστήματος όσο και του περιβάλλοντος στην αρχική τους κατάσταση, ονομάζεται **μη αντιστρεπτή** διεργασία. Μία αντιστρεπτή διεργασία είναι μία αλληλουχία καταστάσεων ισορροπίας. Έτσι, μια αντιστρεπτή διεργασία μπορεί να παρασταθεί σε οποιοδήποτε διάγραμμα θερμοδυναμικών συντεταγμένων ως συνεχής γραμμή, δηλαδή ως μία αλληλουχία καταστάσεων ισορροπίας (οιονεί στατική διεργασία). Η αντιστρεπτή διεργασία πρέπει να πραγματοποιείται αρκετά αργά, ώστε το σύστημα να βρίσκει το χρόνο για να φτάνει στην κατάσταση ισορροπίας και να μη διαφέρουν οι ιδιότητες του συστήματος από ένα σημείο σε κάποιο άλλο. Μία διεργασία που γίνεται γρήγορα δεν είναι δυνατόν να είναι αντιστρεπτή. Επίσης, επειδή τόσο το σύστημα όσο και το περιβάλλον πρέπει να επιστρέψουν στην αρχική τους κατάσταση, δε θα πρέπει να συμβαίνουν οποιουδήποτε τύπου απώλειες ενέργειας. Έτσι, για να είναι μία διεργασία αντιστρεπτή, θα πρέπει να είναι οιονεί στατική και χωρίς απώλειες ενέργειας.

Ας θεωρήσουμε μία δεξαμενή νερού, η οποία από το ένα άκρο της κλείνει με κινούμενο τοίχωμα πολύ μικρής μάζας. Έστω ότι το κινούμενο τοίχωμα δεν εμφανίζει καθόλου τριβές με τα τοιχώματα της δεξαμενής, ενώ θεωρούμε ότι το νερό που περιέχει η δεξαμενή είναι ιδανικό ρευστό χωρίς τριβές. Όταν το τοίχωμα ηρεμεί, η υδροστατική πίεση εξισορροπείται από τη δύναμη που εμείς εξασκούμε. Έστω ότι μετακινούμε με πάρα πολύ μικρή (σταθερή) ταχύτητα το τοίχωμα, ώστε να ανέβει η στάθμη του νερού και κάθε στιγμή να επικρατεί οριζόντια στάθμη στη δεξαμενή. Τότε η δύναμη που εμείς εξασκούμε κάθε στιγμή ισούται με την υδροστατική δύναμη στην άλλη πλευρά του κινούμενου τοιχώματος. Το έργο αυτής της υδροστατικής δύναμης είναι αρνητικό όταν ανεβαίνει η στάθμη και δίνεται από το περιβάλλον στο σύστημα, όπου αποθηκεύεται ως δυναμική ενέργεια λόγω της αύξησης της στάθμης του νερού. Αν αντιστραφεί η διαδικασία και αρχίσει να κατεβαίνει η στάθμη του νερού μετακινώντας το κινούμενο τοίχωμα, θα μπορούσαμε να επιστρέψουμε στην αρχική κατάσταση, αρκεί η διαδικασία να γίνεται το ίδιο αργά και να υπάρχει ισορροπία μεταξύ της εξωτερικής δύναμης που εμείς ασκούμε και της υδροστατικής δύναμης στο εσωτερικό του τοιχώματος. Με τον τρόπο αυτό η ενέργεια που αποθηκεύτηκε στο σύστημα μπορεί να ξαναγυρίσει στο περιβάλλον υπό μορφή έργου, ενώ το σύστημα ξαναγυρίζει στην αρχική του κατάσταση.

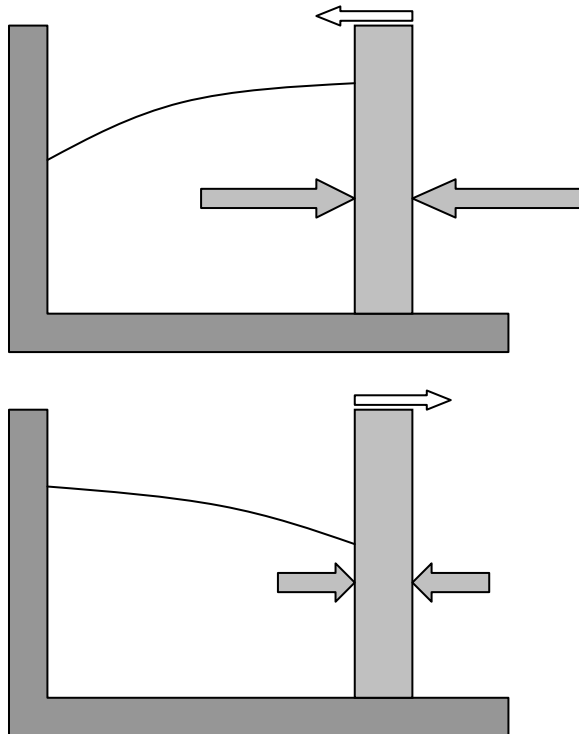
ΣΧΗΜΑ 5.7

Μετακίνηση του
τοιχώματος της
δεξαμενής κατά
αντιστρεπτό τρόπο.



ΣΧΗΜΑ 5.8

Μετακίνηση του
τοιχώματος της
δεξαμενής κατά μη
αντιστρεπτό τρόπο.



Ας δούμε τώρα την περίπτωση που η προηγούμενη μετακίνηση του τοιχώματος γίνεται μη αντιστρεπτά. Αν κινηθεί το τοίχωμα με πεπερασμένη ταχύτητα, η στάθμη του νερού κάθε στιγμή θα ανέρχεται ανομοιόμορφα, δηλαδή με μεγαλύτερο ύψος από την πλευρά του τοιχώματος και με δημιουργία κυματισμού (σχήμα 5.8). Τότε η αναγκαία δύναμη θα πρέπει να είναι μεγαλύτερη λόγω της μεγαλύτερης εσωτερικής υδροστατικής πίεσης (μεγαλύτερη στάθμη), άρα δίνεται περισσότερο έργο στο σύστημα σε σχέση με την προηγούμενη περίπτωση της αντιστρεπτής διεργασίας. Η περίσσεια αυτή παρουσιάζεται στη δεξαμενή υπό μορφή κυματισμού. Ας εκτελέσουμε στη

συνέχεια την αντίστροφη πορεία, πάλι με πεπερασμένη ταχύτητα. Για τον ίδιο λόγο, η στάθμη κοντά στο κινούμενο τοίχωμα θα είναι χαμηλότερη σε σχέση με τα υπόλοιπα σημεία, με αποτέλεσμα η υδροστατική δύναμη να είναι μικρότερη από αυτή της αντιστρεπτής διαδικασίας. Έτσι το έργο που αποδίδεται στο περιβάλλον είναι μικρότερο από το αντίστοιχο αντιστρεπτό. Συνεπώς εμφανίζεται ένα έλλειμμα ενέργειας στο περιβάλλον, λόγω του μικρότερου θετικού από το αρνητικό έργο που δόθηκε στο σύστημα κατά την άνοδο της στάθμης.

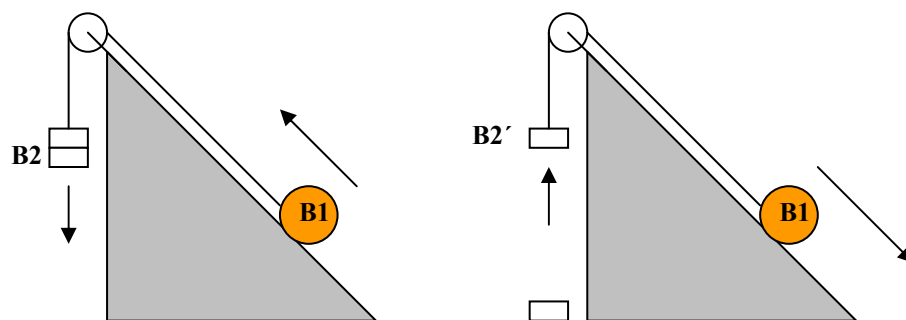
Στο προηγούμενο παράδειγμα, αν υπήρχαν και τριβές, τότε το αρνητικό έργο που θα έπρεπε να δοθεί στο σύστημα θα ήταν ακόμη μεγαλύτερο, ενώ το θετικό έργο που θα αποδιδόταν στο περιβάλλον θα ήταν ακόμη μικρότερο λόγω της δράσης των τριβών αντίθετα στην κίνηση του τοιχώματος.

Στην πραγματικότητα κανένα θερμοδυναμικό σύστημα δεν μπορεί να υφίσταται αντιστρεπτές μεταβολές. Αυτό οφείλεται σε δύο λόγους: πρώτον, στο ότι δεν μπορούμε να έχουμε διαδοχικές καταστάσεις ισορροπίας και ταυτόχρονα μεταβολή (βλέπε για παράδειγμα την αναγκαστική ύπαρξη των αδρανειακών δυνάμεων) και δεύτερον στην παρουσία διαφόρων τύπων τριβής που καταναλώνουν ενέργεια εμποδίζοντας το σύστημα και το περιβάλλον να επανέλθουν στην αρχική τους κατάσταση. Ας δούμε στη συνέχεια μερικές αιτίες που δημιουργούν μη αντιστρεπτές μεταβολές.

Τριβή

Βλέπουμε στο σχήμα 5.9 ένα σώμα (B1), το οποίο ανέρχεται σε κεκλιμένο επίπεδο λόγω της δράσης του βάρους (B2) στην άλλη πλευρά της τροχαλίας. Το βάρος αυτό εξισορροπεί τόσο τη συνιστώσα του βάρους B1 κατά τη διεύθυνση του κεκλιμένου επιπέδου όσο και τη δύναμη της τριβής. Για να κατεβεί το σώμα B1 στην αρχική του θέση θα πρέπει να μειωθεί το βάρος B2 κατά B2', ώστε να εξισορροπεί την ίδια συνιστώσα του B1 αλλά και την τριβή που τώρα έχει αντίθετη κατεύθυνση (αντίθετα πάντα στην κίνηση). Με τον τρόπο αυτό το B2' μένει στο βασικό επίπεδο, προκαλώντας έτσι μεταβολή στο περιβάλλον. Άρα η διεργασία της ανύψωσης του B1 δεν μπορεί να είναι αντιστρεπτή. Με παρόμοιο τρόπο λειτουργεί η τριβή και στην περίπτωση των ρευστών (συνεκτικότητα) καταναλώνοντας έργο και μετατρέποντάς το σε θερμότητα.

ΣΧΗΜΑ 5.9
Η επίδραση της τριβής
στην μη
αντιστρεψιμότητα των
διεργασιών.



Μετάδοση θερμότητας σε σώματα με πεπερασμένη διαφορά

Θερμοκρασίας

Ας φανταστούμε δύο σώματα με πεπερασμένη διαφορά θερμοκρασίας, οπότε ερχόμενα σε επαφή, ρέει θερμότητα από το θερμότερο στο ψυχρότερο. Η συγκεκριμένη διεργασία είναι μη αντιστρεπτή, διότι για να επιστρέψει η θερμότητα στο θερμό σώμα απαιτείται, σύμφωνα με το Δεύτερο Θερμοδυναμικό Νόμο, ψυκτική μηχανή η οποία απορροφά έργο από το περιβάλλον. Προκαλείται δηλαδή παραμένονσα επίδραση στο περιβάλλον.

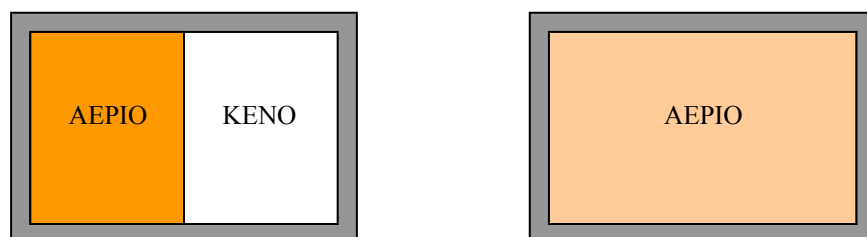
Η μετάδοση θερμότητας μπορεί να θεωρηθεί ως αντιστρεπτή διεργασία μόνο στην περίπτωση που έχουμε απειροστές διαφορές θερμοκρασίας, που τείνουν στο μηδέν. Προφανώς στην περίπτωση αυτή απαιτείται άπειρος χρόνος για την πραγματοποίηση της μετάδοσης θερμότητας. Προφανώς κάθε μετάδοση θερμότητας στη φύση, η οποία γίνεται υπό πεπερασμένη θερμοκρασιακή διαφορά, είναι μία μη αντιστρεπτή διεργασία. Όμως ο προηγούμενος συλλογισμός της απειροστής διαφοράς θερμοκρασίας είναι ιδιαίτερα χρήσιμος στον ορισμό ιδεατών μεταβολών, όπως θα δούμε στη συνέχεια.

Ελεύθερη εκτόνωση αερίου

Ας θεωρήσουμε το κλειστό δοχείο του σχήματος 5.10, το οποίο χωρίζεται σε δύο μέρη με λεπτή μεμβράνη. Στο ένα τμήμα του δοχείου υπάρχει αέριο υπό κάποια πίεση, ενώ στο άλλο τμήμα επικρατεί απόλυτο κενό. Με το σπάσιμο της μεμβράνης το αέριο γεμίζει όλο το δοχείο. Θα δείξουμε ότι η διεργασία αυτή είναι μη αντιστρεπτή. Αφού δεν υπάρχουν αλληλεπιδράσεις με το περιβάλλον, η ενέργεια του συστήματος παραμένει σταθερή κατά την εκτόνωση.

Ας θεωρήσουμε ότι υπάρχει αντιστρεπτή διεργασία, κατά την οποία το σύστημα επανέρχεται στην αρχική του κατάσταση. Θα μπορούσαμε να εκτονώσουμε το αέριο μέχρι να εξισωθεί η πίεση μεταξύ των δύο τμημάτων, μέσω ενός στρόβιλου, παράγοντας έργο, ενώ στη συνέχεια (για να έρθουμε στην κατάσταση πριν την αντιστρεπτή διεργασία) πρέπει να δώσουμε θερμότητα ίση με το έργο που παρήγαγε ο στρόβιλος, πραγματοποιώντας έτσι μία κυκλική μεταβολή. Η κυκλική αυτή μεταβολή αποτελείται από την αντίστροφη της ελεύθερης εκτόνωσης, την εκτόνωση μέσω στρόβιλου και την πρόσδοση ίσου ποσού θερμότητας. Έχουμε δηλαδή παραγωγή έργου με χρήση ενός μόνο θερμοδοχείου, το οποίο αντιβαίνει στο Δεύτερο Θερμοδυναμικό Νόμο. Άρα η ελεύθερη εκτόνωση αερίου δεν μπορεί να είναι αντιστρεπτή διεργασία.

ΣΧΗΜΑ 5.10
Ελεύθερη εκτόνωση
αερίου.



Ανάμιξη δύο διαφορετικών ουσιών

Έστω δύο διαφορετικά αέρια, τα οποία καταλαμβάνουν δύο ανεξάρτητους χώρους ενός δοχείου, που χωρίζονται με μεμβράνη. Με το σπάσιμο της μεμβράνης τα δύο αέρια αναμιγνύονται. Η διεργασία αυτή είναι μη αντιστρεπτή, ως ειδική περίπτωση της ελεύθερης εκτόνωσης αερίου. Στη συγκεκριμένη περίπτωση κάθε αέριο, μετά το σπάσιμο της μεμβράνης, καταλαμβάνει το σύνολο του όγκου του δοχείου. Για το διαχωρισμό των αερίων απαιτείται συγκεκριμένο έργο, το οποίο αποτελεί επέμβαση στο περιβάλλον, και έτσι η διεργασία αποδεικνύεται ότι είναι μη αντιστρεπτή.

Όπως φάνηκε παραπάνω, η αντιστρεψιμότητα μιας μεταβολής συνδέεται με απουσία τριβών, διαδοχικές θέσεις ισορροπίας (απείρως αργές μεταβολές), απειροστές διαφορές θερμοκρασίας και απειροστές διαφορές πίεσης. Όσο περισσότερο πλησιάζει μία διεργασία τα παραπάνω χαρακτηριστικά τόσο περισσότερο ομοιάζει προς αντιστρεπτή διεργασία.

5.6 Ο ΚΥΚΛΟΣ CARNOT

Αφού είδαμε από το Δεύτερο Θερμοδυναμικό Νόμο ότι ο βαθμός απόδοσης θερμικής μηχανής είναι πάντα μικρότερος της μονάδας, μένει να εξετάσουμε ποιος είναι ο μέγιστος βαθμός απόδοσης που μπορεί να επιτευχθεί υπό συγκεκριμένες συνθήκες. Ας θεωρήσουμε θερμική μηχανή που παίρνει θερμότητα από θερμοδοχείο και απορρίπτει θερμότητα σε ψυχοδοχείο, τα οποία εξ ορισμού διατηρούν σταθερές θερμοκρασίες. Έστω ότι η συγκεκριμένη θερμική μηχανή, η οποία λειτουργεί μεταξύ των δύο θερμοκρασιών, εκτελεί όλες τις διεργασίες του κύκλου της με αντιστρεπτό τρόπο. Επομένως ολόκληρος ο κύκλος θα είναι αντιστρεπτός και συνεπώς μπορεί να λειτουργήσει και ως ψυκτικός κύκλος (αντίστροφη διεργασία). Ο κύκλος αυτό ονομάζεται **κύκλος Carnot**, προς τιμήν του Γάλλου Μηχανικού **Nicolas Leonard Sadi Carnot** (1796-1832), ο οποίος έθεσε τις βάσεις για τη διατύπωση του Δεύτερου Θερμοδυναμικού Νόμου το 1824.

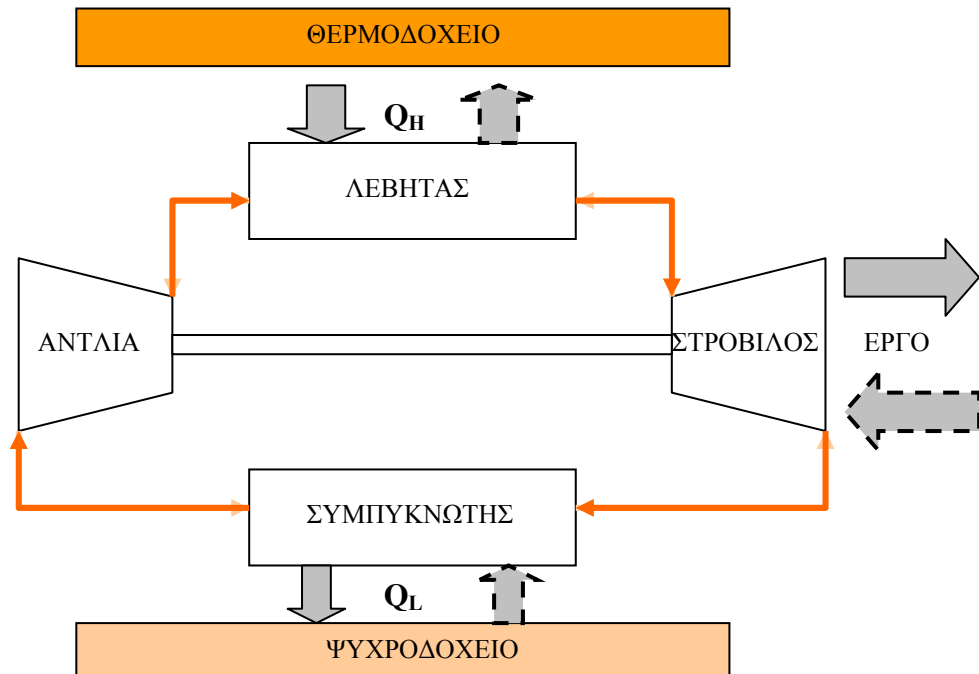
Ο αντιστρεπτός κύκλος Carnot είναι ο κύκλος με το μεγαλύτερο βαθμό απόδοσης που μπορεί να λειτουργήσει μεταξύ των δύο θερμοδοχείων σταθερών θερμοκρασιών.

Για την απόδειξη της παραπάνω πρότασης ας θεωρήσουμε ένα συγκρότημα παραγωγής έργου με εργαζόμενο μέσο ατμό (όπως το έχουμε περιγράψει σε προηγούμενη παράγραφο), το οποίο λειτουργεί με αντιστρεπτές διεργασίες, δηλαδή με κύκλο Carnot. Ο κύκλος Carnot θα μπορούσε να εφαρμοστεί σε οποιοδήποτε σώμα και οποιοδήποτε σύστημα, ανεξάρτητα της φυσικής αρχής στην οποία στηρίζεται, αρκεί να υπόκειται σε αντιστρεπτές διεργασίες. Για το συγκεκριμένο σύστημα (σχήμα 5.11) η θερμότητα θα πρέπει να μεταφέρεται από το θερμοδοχείο στο εργαζόμενο μέσο και από αυτό στο ψυχοδοχείο υπό απειροστή θερμοκρασιακή διαφορά, ώστε η διεργασία να είναι αντιστρεπτή. Επειδή τα δύο θερμοδοχεία διατηρούν σταθερή θερμοκρασία, αυτή η μετάδοση θερμότητας πρέπει να είναι ισοθερμοκρασιακή, με θερμοκρασία κάθε φορά αυτή του θερμοδοχείου και του ψυχοδοχείου αντίστοιχα. Έτσι ο

κύκλος θα λειτουργεί μεταξύ δύο ισοθερμοκρασιακών καμπυλών, που ορίζονται από τα δύο θερμοδοχεία.

ΣΧΗΜΑ 5.11

Παράδειγμα κύκλου Carnot, με εργαζόμενο μέσο ατμό.



Η παραγωγή έργου στο στρόβιλο γίνεται χωρίς συναλλαγή θερμότητας, είναι επομένως αδιαβατική και πρέπει να γίνεται αντιστρεπτά, δηλαδή ο στρόβιλος θα πρέπει να λειτουργεί και ως αντλία στον αντίστροφο κύκλο. Κατά τη διάρκεια της διεργασίας αυτής η θερμοκρασία μειώνεται σταδιακά από την τιμή του θερμοδοχείου στην τιμή του ψυχοδοχείου.

Αντίστοιχη είναι και η διεργασία που ακολουθεί την ισοθερμοκρασιακή στο ψυχοδοχείο. Έχουμε μία αδιαβατική συμπίεση στην αντλία, υπό αντιστρεπτό τρόπο, με σταδιακή αύξηση της θερμοκρασίας από αυτήν του ψυχοδοχείου σε αυτήν του θερμοδοχείου. Για τη λειτουργία της απαιτείται η πρόσδοση έργου από το περιβάλλον, με τη μορφή μηχανικού έργου, ως τμήμα του έργου που παράγει ο στρόβιλος.

Αφού κάθε επιμέρους διεργασία του κύκλου είναι αναστρέψιμη, ολόκληρος ο κύκλος είναι αναστρέψιμος και μπορεί να λειτουργήσει ως ψυκτική μηχανή. Η ψυκτική μηχανή αντιστοιχεί σε αντίθετα πρόσημα στο έργο και στα ποσά θερμότητας του θερμικού κύκλου, καθώς και σε αντίθετη φορά μετακίνησης του εργαζόμενου μέσου εντός της εγκατάστασης.

Θα δείξουμε στη συνέχεια την ακόλουθη πρόταση:

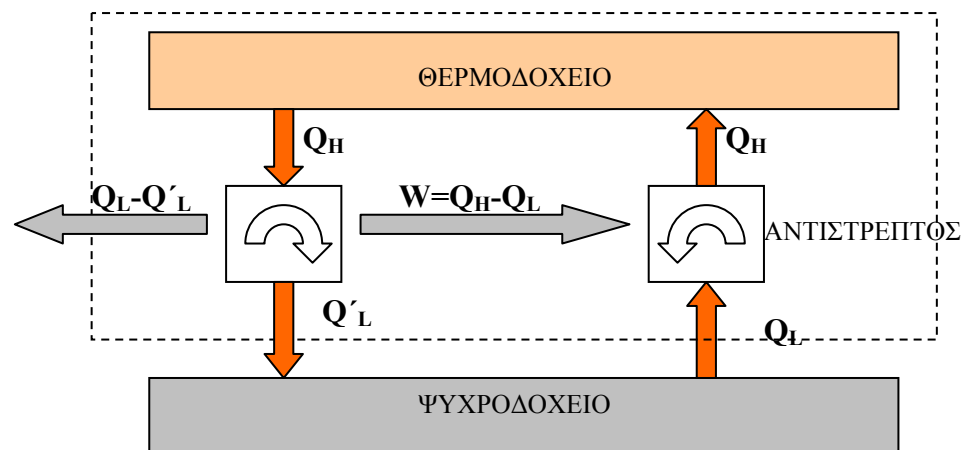
Είναι αδύνατο να κατασκευαστεί μία μη αντιστρεπτή μηχανή, η οποία να λειτουργεί μεταξύ δύο δεδομένων θερμοδοχείων και να έχει μεγαλύτερο βαθμό

απόδοσης από τη μηχανή που λειτουργεί με αντιστρεπτό κύκλο μεταξύ των ίδιων θερμοδοχείων.

Ας θεωρήσουμε ότι υπάρχει μία τέτοια (θερμική) μηχανή (σχήμα 5.12), η οποία αντλεί θερμότητα Q_H από το θερμοδοχείο και απορρίπτει θερμότητα Q'_L στο ψυχοδοχείο, παράγοντας έργο $W' = Q_H - Q'_L$. Έστω θερμική μηχανή, η οποία λειτουργεί με αντιστρεπτό κύκλο μεταξύ των δύο ίδιων θερμοδοχείων. Καθώς είναι αντιστρεπτή μπορεί να λειτουργήσει ως ψυκτική μηχανή, αντλώντας θερμότητα Q_L από το ψυχοδοχείο και απορρίπτοντας θερμότητα Q_H στο θερμοδοχείο, με κατανάλωση έργου $W = Q_H - Q_L$. Αφού ο μη αντιστρεπτός κύκλος υποθέσαμε ότι είναι πιο αποδοτικός και η θερμότητα που δίδεται ή απορροφάται στο θερμοδοχείο είναι η ίδια, θα ισχύει ότι $W' > W$ και $Q'_L < Q_L$. Έτσι, η μη αντιστρεπτή μηχανή μπορεί να δίνει μέρος του έργου που παράγει στην αντιστρεπτή και να υπάρχει περίσσεια έργου προς το περιβάλλον ίσο με $W' - W = Q_L - Q'_L$. Αν θεωρήσουμε τις δύο μηχανές μαζί με το θερμοδοχείο ως μία μηχανή (αφού στο θερμοδοχείο η καθαρή θερμότητα που εισέρχεται είναι μηδενική), τότε προκύπτει μηχανή που παίρνει θερμότητα από ένα μοναδικό θερμοδοχείο (ψυχοδοχείο) και παράγει έργο, κάτι που αντιβαίνει στο Δεύτερο Θερμοδυναμικό Νόμο.

ΣΧΗΜΑ 5.12

Απόδειξη του γεγονότος ότι δεν μπορεί να κατασκευαστεί μη αντιστρεπτός κύκλος με μεγαλύτερη απόδοση από κύκλο Carnot.



Με το ίδιο σκεπτικό μπορούμε να αποδείξουμε και την ακόλουθη πρόταση:

Όλες οι μηχανές (με οποιοδήποτε εργαζόμενο μέσο) που λειτουργούν με κύκλο Carnot μεταξύ των ίδιων θερμοδοχείων (σταθερής θερμοκρασίας) έχουν τον ίδιο βαθμό απόδοσης.

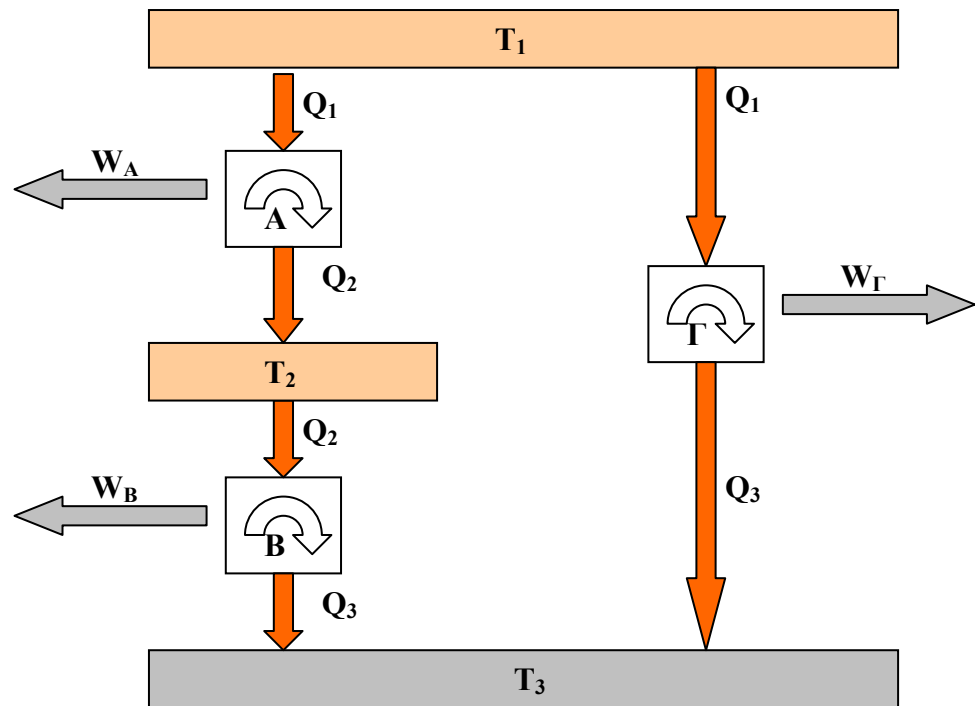
5.7 Η ΘΕΡΜΟΔΥΝΑΜΙΚΗ ΚΛΙΜΑΚΑ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΩΝ

Όταν διατυπώθηκε ο Μηδενικός Θερμοδυναμικός Νόμος, φάνηκε ότι για τη μέτρηση της θερμοκρασίας ενός σώματος απαιτείται ο καθορισμός θερμοκρασιακής κλίμακας. Προφανώς είναι επιθυμητό να ορισθεί μια κλίμακα

θερμοκρασιών ανεξάρτητη από σώματα και φυσικές ιδιότητες συγκεκριμένων σωμάτων. Μία τέτοια κλίμακα θα καλούνταν απόλυτη κλίμακα θερμοκρασιών. Όπως είδαμε στην προηγούμενη παράγραφο, ο βαθμός απόδοσης του κύκλου Carnot είναι ανεξάρτητος του εργαζόμενου μέσου και εξαρτάται μόνο από τις θερμοκρασίες των δύο θερμοδοχείων, μεταξύ των οποίων λειτουργεί. Το συμπέρασμα αυτό μας δίνει μία βάση για τον ορισμό της απόλυτης κλίμακας θερμοκρασιών, η οποία ονομάζεται **Θερμοδυναμική Κλίμακα Θερμοκρασιών**.

Ας θεωρήσουμε (σχήμα 5.13) τρεις μηχανές που λειτουργούν με κύκλο Carnot, μεταξύ των θερμοκρασιών T_1 , T_2 , T_3 , όπου η T_1 είναι η μεγαλύτερη και T_3 η μικρότερη, ενώ η T_2 βρίσκεται ενδιάμεσα των άλλων δύο.

ΣΧΗΜΑ 5.13
Ορισμός της
Θερμοδυναμικής
Κλίμακας
Θερμοκρασιών.



Οι μηχανές Α και Γ απορροφούν την ίδια θερμότητα Q_1 από το θερμοδοχείο T_1 , ενώ οι μηχανές Β και Γ απορρίπτουν την ίδια θερμότητα Q_3 στο θερμοδοχείο T_3 (αφού έχουμε αντιστρεπτούς κύκλους). Αφού ο βαθμός απόδοσης του κύκλου Carnot εξαρτάται μόνο από τη θερμοκρασία, θα έχουμε:

$$\eta_{\text{θερμ.}} = 1 - (Q_L / Q_H) = 1 - f(T_L, T_H)$$

όπου το σύμβολο f αναφέρεται σε συνάρτηση.

Εφαρμόζοντας το παραπάνω για τους τρεις διακριτούς κύκλους θα έχουμε:

$$Q_1 / Q_2 = f(T_1, T_2)$$

$$Q_2 / Q_3 = f(T_2, T_3)$$

$$Q_1 / Q_3 = f(T_1, T_3)$$

Όμως ισχύει:

$$Q_1 / Q_3 = (Q_1 Q_2) / (Q_2 Q_3)$$

Αρα θα έχουμε:

$$f(T_1, T_3) = f(T_1, T_2) \times f(T_2, T_3)$$

Βλέπουμε όμως ότι στο πρώτο μέλος έχουμε μία συνάρτηση μόνο δύο θερμοκρασιών, ενώ στο δεύτερο τριών, κάτι που όπως είδαμε δεν μπορεί να ισχύει. Πρέπει δηλαδή και το δεύτερο μέλος να είναι συνάρτηση μόνο των T_1 και T_3 . Συνεπώς η συνάρτηση f πρέπει να έχει τη μορφή:

$$f(T_1, T_2) = g(T_1) / g(T_2)$$

και

$$f(T_2, T_3) = g(T_2) / g(T_3)$$

$$f(T_1, T_3) = g(T_1) / g(T_3)$$

ώστε να γίνεται και το δεύτερο σκέλος της εξίσωσης συνάρτηση μόνο των δύο θερμοκρασιών. Έτσι τελικά θα έχουμε:

$$Q_1 / Q_3 = g(T_1) / g(T_3)$$

και γενικά:

$$Q_H / Q_L = g(T_H) / g(T_L)$$

Υπάρχουν διάφορες συναρτήσεις που ικανοποιούν την παραπάνω σχέση. Ο Λόρδος Kelvin πρότεινε για τη Θερμοδυναμική Κλίμακα Θερμοκρασιών τη σχέση:

$$Q_H / Q_L = (T_H) / (T_L)$$

Με την παραπάνω σχέση ορίζεται η Θερμοδυναμική Κλίμακα Θερμοκρασιών, οπότε ο Βαθμός απόδοσης του κύκλου Carnot προκύπτει ως:

$$\eta_{\text{θερμ.}} = 1 - (Q_L / Q_H) = 1 - (T_L / T_H)$$

Από την προηγούμενη σχέση φαίνεται ότι αν γνωρίζουμε τις θερμοκρασίες των δύο θερμοδοχείων μεταξύ των οποίων λειτουργεί μία θερμική μηχανή, γνωρίζουμε επακριβώς και το μέγιστο δυνατό βαθμό απόδοσης που μπορεί να έχει η μηχανή αυτή.

Η παραπάνω διαδικασία ορισμού της Θερμοδυναμικής Κλίμακας Θερμοκρασιών, ενώ μας δίνει τους λόγους των θερμοκρασιών δε μας δίνει καμία πληροφορία όσον αφορά το μέγεθος του Βαθμού (δηλαδή τη θερμοκρασιακή απόσταση μεταξύ δύο διαδοχικών τιμών της κλίμακας). Έστω ότι έχουμε έναν κύκλο Carnot, ο οποίος λειτουργεί μεταξύ του σημείου ατμού και του σημείου πάγου του νερού (κάτι τέτοιο είναι βέβαια αδύνατο να συμβεί λόγω της

πεπερασμένης θερμοκρασιακής διαφοράς). Έστω ότι μετράμε το βαθμό απόδοσής του και τον βρίσκουμε 0.268. Τότε θα έχουμε:

$$0.268 = 1 - (T_{\text{πάγου}} / T_{\text{ατμού}})$$

ή

$$(T_{\text{πάγου}} / T_{\text{ατμού}}) = 0.732$$

Μία δεύτερη εξίσωση για τον προσδιορισμό των δύο αυτών θερμοκρασιών προκύπτει από τον αυθαίρετο ορισμό του μεγέθους του βαθμού. Αν επιθυμούμε το ίδιο μέγεθος βαθμού με την Κλίμακα Celsius, τότε θα έχουμε:

$$T_{\text{ατμού}} - T_{\text{πάγου}} = 100$$

Οπότε από τις δύο σχέσεις προκύπτει:

$$T_{\text{ατμού}} = 373.15 \text{ K}$$

$$T_{\text{πάγου}} = 273.15 \text{ K}$$

Και προφανώς ισχύει:

$$T(^{\circ}\text{C}) + 273.15 = T(\text{K})$$

Έτσι, η κλίμακα Kelvin είναι η απόλυτη Θερμοδυναμική Κλίμακα που αντιστοιχεί στην κλίμακα Celsius.

Με τον ίδιο τρόπο συνδέεται η κλίμακα Fahrenheit με την απόλυτη κλίμακα Rankine (R). Χρησιμοποιούμε ως ορισμό του θερμοκρασικού βαθμού τη σχέση:

$$T_{\text{ατμού}} - T_{\text{πάγου}} = 180$$

η οποία αντιστοιχεί στην κλίμακα Fahrenheit και έχουμε:

$$T_{\text{ατμού}} = 671.67 \text{ R}$$

$$T_{\text{πάγου}} = 491.67 \text{ R}$$

Προφανώς ισχύει:

$$T(^{\circ}\text{F}) + 459.67 = T(\text{R})$$

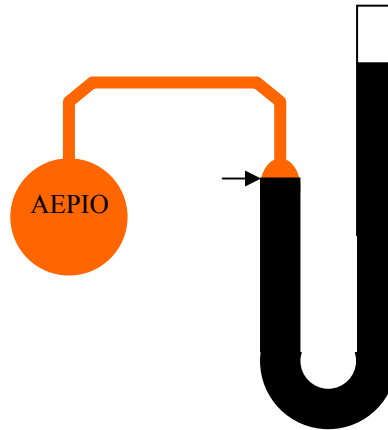
Όπως γίνεται αντιληπτό, είναι αδύνατο να χρησιμοποιηθεί ο κύκλος Carnot και ο βαθμός απόδοσής του για τη μέτρηση θερμοκρασιών. Η πρακτική μέτρηση των θερμοκρασιών στηρίζεται στο Θερμόμετρο Τελείου Αερίου, το οποίο θα περιγραφεί στη συνέχεια.

5.8 ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑΚΗ ΚΛΙΜΑΚΑ ΤΕΛΕΙΟΥ ΑΕΡΙΟΥ

Η θερμοκρασιακή κλίμακα του τελείου αερίου βασίζεται στο γεγονός ότι

κάθε αέριο προσεγγίζει τη συμπεριφορά τελείου αερίου καθώς η πίεση τείνει στο απόλυτο κενό.

ΣΧΗΜΑ 5.14
Σχηματικό διάγραμμα
θερμομέτρου αερίου
σταθερού όγκου.



Ας θεωρήσουμε το Θερμόμετρο αερίου του σχήματος 5.14. Ο βολβός με το αέριο τοποθετείται στο χώρο όπου θέλουμε να μετρήσουμε τη θερμοκρασία. Ο όγκος του αερίου διατηρείται σταθερός, μετακινώντας τη στάθμη του υδραργύρου, ώστε η στάθμη στην πλευρά του αερίου να είναι σταθερή και να μετακινείται μόνο από την άλλη πλευρά. Τότε η στάθμη του υδραργύρου που δείχνει την πίεση του αερίου αποτελεί ένα μέτρο της θερμοκρασίας του αερίου, άρα και του χώρου που μετράμε (αν έχει επιτευχθεί θερμοκρασιακή ισορροπία).

Ας θεωρήσουμε ότι το αέριο έχει τη θερμοκρασία T_0 του τριπλού σημείου του νερού, στην οποία έχει δοθεί η τιμή 273,16 K. Η πίεση τότε του αερίου έστω ότι είναι p_0 . Για διαφορετική θερμοκρασία T πρέπει να εξασκηθεί από τον υδράργυρο διαφορετική πίεση p , ώστε να διατηρηθεί ο όγκος του αερίου σταθερός (προσθέτοντας υδράργυρο στο σωλήνα).

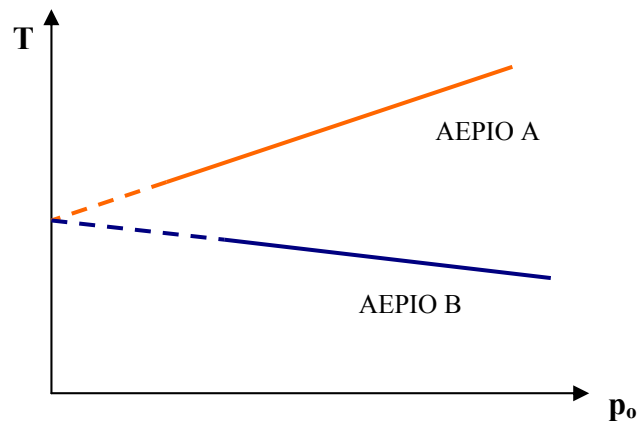
Αν το αέριο ήταν τέλειο, τότε η θερμοκρασία T προκύπτει προφανώς:

$$T = 273.16 (p / p_0)$$

Επειδή όμως δεν είναι τέλειο αέριο, για διαφορετικές τιμές της p_0 έχουμε διαφορετικές τιμές της T . Αν σχεδιάσουμε τις τιμές αυτές σε συνάρτηση με την p_0 , βλέπουμε ότι για κάθε αέριο τείνουν σε μοναδική τιμή, για $p_0 \rightarrow 0$ (σχήμα 5.15), η οποία τιμή αντιστοιχεί στο τέλειο αέριο και είναι η πραγματική θερμοκρασία του βολβού. Δηλαδή για πραγματικό αέριο η θερμοκρασία προκύπτει:

$$T = 273.16 \lim_{p_0 \rightarrow 0} \left(\frac{p}{p_0} \right)$$

ΣΧΗΜΑ 5.15
Μεταβολή της
μετρούμενης
θερμοκρασίας με
μεταβαλλόμενη p_o , για
διαφορετικά αέρια.



Όσο πιο κοντά στο τέλειο αέριο είναι η συμπεριφορά του πραγματικού αερίου, τόσο μικρότερη η κλίση της καμπύλης της θερμοκρασίας. Η παραπάνω διαδικασία απαιτεί εξαιρετική ακρίβεια και λίγα εργαστήρια παγκοσμίως μπορούν να τη διενεργήσουν.

Μπορεί να αποδειχθεί ότι η απόλυτη θερμοδυναμική κλίμακα θερμοκρασιών και η κλίμακα του τελείου αερίου ταυτίζονται.

6 ΕΝΤΡΟΠΙΑ

6.1 Η ΑΝΙΣΟΤΗΤΑ ΤΟΥ CLAUSIUS

Στο προηγούμενο κεφάλαιο ασχοληθήκαμε με την εφαρμογή του Δεύτερου Θερμοδυναμικού Νόμου στην περίπτωση κυκλικών διεργασιών. Στο κεφάλαιο αυτό θα μας απασχολήσουν περισσότερο οι μη κυκλικές διεργασίες. Θα γίνει επίσης η εισαγωγή του επόμενου εκ των δύο πιο σημαντικών μεγεθών της Θερμοδυναμικής, της Εντροπίας (το άλλο είναι η Ενέργεια). Όπως η Ενέργεια εισήχθη με τη βοήθεια του Πρώτου Θερμοδυναμικού Νόμου, έτσι εισάγεται και η Εντροπία με τη χρήση του Δεύτερου Θερμοδυναμικού Νόμου. Το καθένα από τα δύο μεγέθη είναι αποτέλεσμα της ισχύος του αντίστοιχου Νόμου της Θερμοδυναμικής.

Θα εξετάσουμε στη συνέχεια μία πολύ σημαντική σχέση για τη Θερμοδυναμική, την ανισότητα του Clausius (ή θεώρημα του Clausius), η οποία είναι αποτέλεσμα της ισχύος του Δεύτερου Θερμοδυναμικού Νόμου. Η σχέση αυτή ισχύει για οποιονδήποτε θερμοδυναμικό κύκλο και διατυπώνεται ως:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} \leq 0$$

Θα δείξουμε την ισχύ της παραπάνω σχέσης για οποιονδήποτε αντιστρεπτό ή μη αντιστρεπτό κύκλο, τόσο θερμικό όσο και ψυκτικό. Όσον αφορά τους αντιστρεπτούς κύκλους, αρκεί να αποδειχθεί για έναν κύκλο Carnot, αφού κάθε αντιστρεπτός κύκλος μπορεί να περιγραφεί ως μία αλληλουχία κύκλων Carnot (σχήμα 6.1).

Αντιστρεπτός θερμικός κύκλος

Ας ξεκινήσουμε από την περίπτωση του θερμικού κύκλου Carnot. Έστω ότι T_H και T_L οι θερμοκρασίες των δύο θερμοδοχείων, μεταξύ των οποίων λειτουργεί. Η ανάλυση θα γίνει χρησιμοποιώντας απόλυτες τιμές των αντίστοιχων ποσών θερμότητας. Γι' αυτόν το θερμικό αυτό κύκλο ισχύει:

$$Q_H > Q_L$$

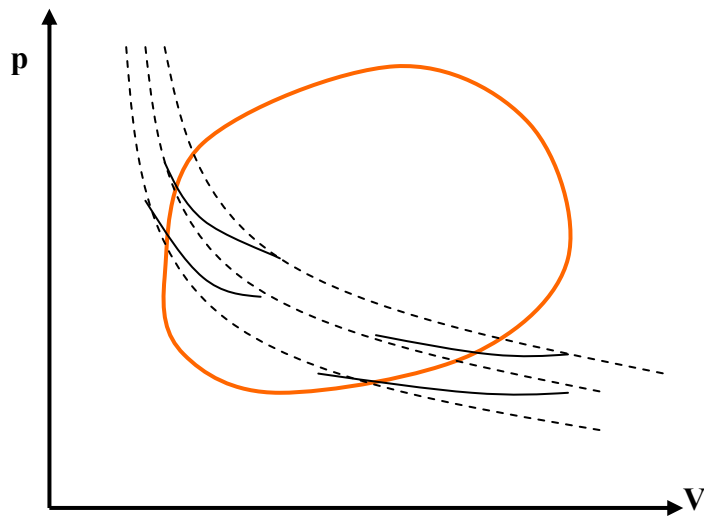
Συνεπώς:

$$\oint \delta Q = Q_H - Q_L > 0$$

Αφού οι θερμοκρασίες των δύο θερμοδοχείων στον κύκλο Carnot είναι σταθερές και οι δύο αντίστοιχες διεργασίες μετάδοσης θερμότητας είναι ισοθερμοκρασιακές, από το ορισμό της θερμοδυναμικής κλίμακας θερμοκρασιών και από το γεγονός ότι πρόκειται για αντιστρεπτό κύκλο θα ισχύει:

ΣΧΗΜΑ 6.1

Ανάλυση αντιστρεπτού
κύκλου σε απειροστούς
κύκλους Carnot.



$$\oint \frac{\delta Q}{T} = \frac{Q_H}{T_H} - \frac{Q_L}{T_L} = 0$$

Αν η διαφορά θερμοκρασίας μεταξύ των δύο θερμοδοχείων μειώνεται συνεχώς, τότε και το κλειστό ολοκλήρωμα της θερμότητας τείνει στο μηδέν, με το ολοκλήρωμα όμως της προηγούμενης σχέσης να παραμένει πάντα μηδενικό. Ξαναγυρίζοντας έτσι στο σχήμα 6.1, της ανάλυσης οποιουδήποτε αντιστρεπτού κύκλου σε αλληλουχία απειροστών κύκλων Carnot, εξάγεται το συμπέρασμα ότι για κάθε θερμικό αντιστρεπτό κύκλο θα ισχύει:

$$\oint \delta Q \geq 0$$

και

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = 0$$

Μη αντιστρεπτός θερμικός κύκλος

Ας θεωρήσουμε έναν μη αντιστρεπτό θερμικό κύκλο, ο οποίος λειτουργεί μεταξύ των ίδιων θερμοδοχείων που λειτουργούσε ο κύκλος Carnot της προηγούμενης περίπτωσης. Αφού ο αντιστρεπτός κύκλος έχει πάντα μεγαλύτερο βαθμό απόδοσης από τον αντίστοιχο μη αντιστρεπτό, προφανώς το έργο που δίνει ο αντιστρεπτός θα είναι μεγαλύτερο του μη αντιστρεπτού. Όμως, σύμφωνα με τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο αυτό το έργο ισούται με την καθαρή θερμότητα που παίρνει το σύστημα, άρα θα ισχύει:

$$Q_H - Q_{L \text{ M.A.}} < Q_H - Q_{L \text{ AN}}$$

Στη διατύπωση της προηγούμενης σχέσης υποθέσαμε ότι η θερμότητα Q_H που απορροφάται από το θερμοδοχείο είναι η ίδια και για τους δύο κύκλους,

οπότε θα ισχύει ότι:

$$Q_{L\ M.A.} > Q_{L\ AN}$$

Άρα και

$$Q_{L\ M.A.}/T_L > Q_{L\ AN}/T_L$$

ή

$$-Q_{L\ M.A.}/T_L < -Q_{L\ AN}/T_L$$

Συνεπώς, προσθέτοντας την ίδια ποσότητα στα δύο μέλη:

$$Q_H/T_H - Q_{L\ M.A.}/T_L < Q_H/T_H - Q_{L\ AN}/T_L$$

ή

$$\oint \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{MA} = \frac{Q_H}{T_H} - \frac{Q_{L\ MA}}{T_L} < \frac{Q_H}{T_H} - \frac{Q_{L\ AN}}{T_L} = \oint \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{AN} = 0$$

ενώ αντίστοιχα

$$\oint \delta Q = Q_H - Q_{L\ MA} > 0$$

Αν η μηχανή γίνεται όλο και περισσότερο μη αντιστρεπτή, τότε το ολοκλήρωμα της θερμότητας τείνει στο μηδέν (καθώς το παραγόμενο έργο συνεχώς μειώνεται, τείνοντας στο μηδέν), ενώ το ολοκλήρωμα του λόγου θερμότητας προς θερμοκρασία παίρνει συνεχώς πιο αρνητικές τιμές, καθώς μεγαλώνει η απορριπτόμενη θερμότητα $Q_{L\ MA}$. Άρα σε κάθε περίπτωση μη αντιστρεπτού θερμικού κύκλου θα ισχύει:

$$\oint \delta Q \geq 0$$

και

$$\oint \frac{\delta Q}{T} < 0$$

Αντιστρεπτός ψυκτικός κύκλος

Θεωρώντας τον κύκλο Carnot, στον οποίο χωρίζουμε έναν οποιονδήποτε αντιστρεπτό κύκλο, θα έχουμε (αφού το έργο είναι πάντα αρνητικό και διάφορο του μηδενός):

$$\oint \delta Q = -Q_H + Q_L < 0$$

και λόγω του αντιστρεπτού κύκλου και του ορισμού της θερμοδυναμικής κλίμακας θερμοκρασιών:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = -\frac{Q_H}{T_H} + \frac{Q_L}{T_L} = 0$$

Καθώς ο κύκλος γίνεται απειροστός και οι δύο θερμοκρασίες πλησιάζουν η μία την άλλη, το ολοκλήρωμα της θερμότητας προφανώς τείνει στο μηδέν, ενώ το δεύτερο ολοκλήρωμα παραμένει πάντα μηδενικό. Άρα, όταν συνθέτουμε έναν αντιστρεπτό ψυκτικό κύκλο με απειροστούς κύκλους Carnot, θα ισχύει πάντα:

$$\oint \delta Q \leq 0$$

και

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = 0$$

Μη αντιστρεπτός ψυκτικός κύκλος

Ας θεωρήσουμε τώρα ένα μη αντιστρεπτό ψυκτικό κύκλο, ο οποίος λειτουργεί μεταξύ των ίδιων θερμοκρασιών που λειτουργεί και ο κύκλος Carnot της προηγούμενης περίπτωσης. Διατηρώντας την ίδια θερμότητα Q_L με τον αντιστρεπτό κύκλο Carnot, προφανώς θα απαιτείται περισσότερο έργο για τη λειτουργία του κύκλου. Το έργο όμως ισούται με το καθαρό ποσό θερμότητας που εξέρχεται (Πρώτος Θεμοδυναμικός Νόμος), άρα:

$$Q_{HMA} - Q_L > Q_{HAN} - Q_L$$

Και συνεπώς

$$Q_{HMA} > Q_{HAN}$$

ή

$$-Q_{HMA} < -Q_{HAN}$$

Διαιρώντας με τη θερμοκρασία T_H και προσθέτοντας το ίδιο ποσό στα δύο μέλη της ανισότητας έχουμε τελικά:

$$\oint \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{MA} = -\frac{Q_{HMA}}{T_H} + \frac{Q_L}{T_L} < -\frac{Q_{HAN}}{T_H} + \frac{Q_{LAN}}{T_L} = \oint \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{AN} = 0$$

ενώ αντίστοιχα θα έχουμε πάντα:

$$\oint \delta Q = -Q_{HMA} + Q_L < 0$$

Αν αυξηθεί η μη αντιστρεψιμότητα της μηχανής, τότε τα προηγούμενα ολοκληρώματα γίνονται όλο και περισσότερο αρνητικά.

Όπως είδαμε, μετά την εξέταση όλων των πιθανών περιπτώσεων, για όλους τους αντιστρεπτούς κύκλους ισχύει η ισότητα:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = 0$$

ενώ για τους μη αντιστρεπτούς κύκλους ισχύει η ανισότητα:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} < 0$$

Έτσι αποδείχθηκε, για κάθε κύκλο, η ανισότητα του Clausius:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} \leq 0$$

Το ότι ένας κύκλος ικανοποιεί την παραπάνω σχέση είναι ισοδύναμο με το γεγονός ότι δεν αντιβαίνει στον Δεύτερο Θερμοδυναμικό Νόμο. Δηλαδή η ανισότητα αυτή είναι ένα κριτήριο της δυνατότητας ύπαρξης ενός θερμοδυναμικού κύκλου.

6.2 ΕΝΤΡΟΠΙΑ

Σε αναλογία με τον τρόπο που ορίσαμε την ενέργεια και δείξαμε ότι είναι καταστατικό μέγεθος χρησιμοποιώντας τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο, θα χρησιμοποιήσουμε το Δεύτερο Θερμοδυναμικό Νόμο για να ορίσουμε την **εντροπία** και να δείξουμε ότι και αυτή είναι ένα καταστατικό θερμοδυναμικό μέγεθος.

Ας θεωρήσουμε κλειστό σύστημα, το οποίο εκτελεί δύο αντιστρεπτές διεργασίες Α και Β μεταξύ των σημείων 1 και 2, οι οποίες συνθέτουν κυκλική μεταβολή (σχήμα 6.2).

Αφού ο κύκλος αποτελείται από αντιστρεπτές μεταβολές, θα είναι αντιστρεπτός και συνεπώς θα ισχύει η ισότητα του Clausius:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = \int_1^2 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_A + \int_2^1 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_B = 0$$

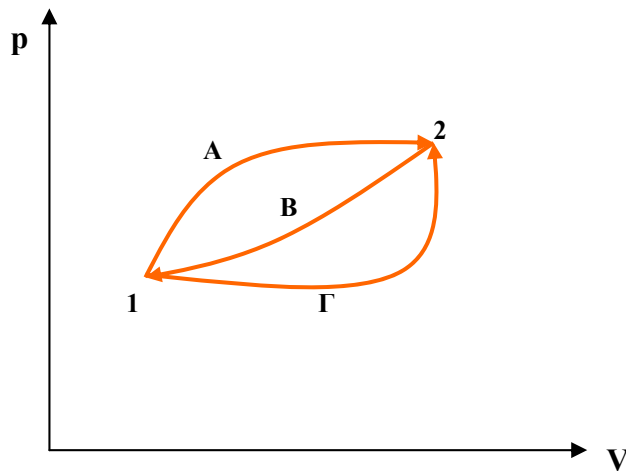
Ας θεωρήσουμε τρίτη αντιστρεπτή διεργασία Γ μεταξύ των σημείων 1 και 2. Για τον κύκλο ΒΓ θα ισχύει η ίδια σχέση, δηλαδή:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = \int_1^2 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_\Gamma + \int_2^1 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_B = 0$$

Αφαιρώντας τις δύο προηγούμενες εξισώσεις κατά μέλη θα έχουμε:

$$\int_1^2 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_A = \int_1^2 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_\Gamma$$

ΣΧΗΜΑ 6.2
Ορισμός της Εντροπίας.



Αφού οι διαδρομές A και Γ είναι τυχαίες, η παραπάνω σχέση θα ισχύει για οποιαδήποτε αντιστρεπτή διαδρομή συνδέει τα σημεία 1 και 2, άρα δεν πρόκειται για συνάρτηση της διαδρομής αλλά για καταστατικό μέγεθος. Το μέγεθος αυτό το ονομάζουμε **εντροπία** και το συμβολίζουμε με S. Συνεπώς:

$$dS \equiv \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{\text{ANT}}$$

Το αντίστοιχο ειδικό μέγεθος (ανά μονάδα μάζας) συμβολίζεται με s, ενώ ανά γραμμομόριο με $\underline{s}$. Μονάδα μέτρησης της εντροπίας είναι προφανώς το J/K, ενώ της ειδικής εντροπίας ανά μονάδα μάζας είναι το J/Kg K.

Αφού πρόκειται για καταστατικό μέγεθος, το ολοκλήρωμα κατά μήκος μιας διαδρομής μεταξύ δύο καταστάσεων θα ισούται με τη διαφορά της εντροπίας των δύο καταστάσεων, δηλαδή:

$$\int_1^2 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{\text{ANT}} = S_2 - S_1$$

Πρέπει να δοθεί ιδιαίτερη προσοχή στο ακόλουθο γεγονός. Η εντροπία είναι καταστατικό μέγεθος και ως εκ τούτου εξαρτάται μόνο από την κατάσταση και όχι από την διαδρομή, επομένως είτε φτάσουμε σε ένα σημείο με αντιστρεπτή διεργασία είτε με μη αντιστρεπτή, η εντροπία του σημείου θα είναι η ίδια. Η παραπάνω σχέση μας επιτρέπει να υπολογίσουμε τη διαφορά εντροπίας μεταξύ δύο σημείων, με τη χρήση αντιστρεπτής διεργασίας. Η διαφορά εντροπίας είναι η ίδια για κάθε διεργασία που ενώνει τα δύο σημεία, είτε αντιστρεπτή είτε μη αντιστρεπτή. Ισούται όμως με το παραπάνω ολοκλήρωμα μόνο για αντιστρεπτές μεταβολές.

Όπως και στην περίπτωση της ενέργειας, η παραπάνω σχέση, ενώ μας βοηθά να υπολογίσουμε διαφορές εντροπίας, δε μας πληροφορεί για την τιμή της

εντροπίας σε συγκεκριμένη θερμοδυναμική κατάσταση. Από τον Τρίτο Θερμοδυναμικό Νόμο, που θα εξετάσουμε στη συνέχεια, προκύπτει ότι η εντροπία όλων των καθαρών ουσιών στη θερμοκρασία του απόλυτου μηδενός είναι μηδενική. Βέβαια στην πράξη δεν αλλάζει τίποτα, αν δώσουμε αυθαίρετη τιμή στην εντροπία συγκεκριμένης κατάστασης και πάρουμε την κατάσταση αυτή σαν αναφορά για τον υπολογισμό των υπόλοιπων σημείων. Έτσι λαμβάνουμε εντροπία ίση με το μηδέν για το κεκορεσμένο νερό θερμοκρασίας $0.01\text{ }^{\circ}\text{C}$, ενώ για διάφορα ψυκτικά υγρά η αντίστοιχη θερμοκρασία μηδενισμού της εντροπίας είναι οι $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Η εντροπία, ως καταστατικό μέγεθος, δίδεται στους πίνακες ιδιοτήτων των διαφόρων ουσιών (και του νερού - ατμού). Επίσης μπορεί να αποτελέσει συντεταγμένη διαγραμματών περιγραφής θερμοδυναμικών καταστάσεων ή διεργασιών, όπως και τα υπόλοιπα καταστατικά μεγέθη. Δύο τέτοια διαγράμματα που χρησιμοποιούνται συχνά είναι τα διαγράμματα Θερμοκρασίας-Εντροπίας (T-s) και Ενθαλπίας-Εντροπίας (h-s) ή **διάγραμμα Mollier**, όπως είναι ευρύτατα γνωστό. Στη συνέχεια θα ασχοληθούμε με τα παραπάνω διαγράμματα, για την παράσταση των διαφόρων θερμοδυναμικών διεργασιών, και ειδικότερα με τα διαγράμματα του νερού.

6.3 Η ΜΕΤΑΒΟΛΗ ΤΗΣ ΕΝΤΡΟΠΙΑΣ ΣΤΟΝ ΚΥΚΛΟ CARNOT ΚΑΙ ΣΕ ΑΝΤΙΣΤΡΕΠΤΕΣ ΔΙΕΡΓΑΣΙΕΣ

Ας εξετάσουμε στη συνέχεια τον κύκλο Carnot από τη σκοπιά της μεταβολής της εντροπίας του συστήματος. Όπως ήδη δείξαμε, η πρώτη διεργασία του κύκλου Carnot είναι ισοθερμοκρασιακή πρόσδοση θερμότητας στο σύστημα από το θερμοδοχείο, το οποίο βρίσκεται σε θερμοκρασία T_H . Υπολογίζοντας τη μεταβολή της εντροπίας μεταξύ των δύο σημείων 1 και 2 του κύκλου που απαρτίζουν την παραπάνω διεργασία, θα έχουμε (αφού η θερμοκρασία παραμένει σταθερή σε όλη τη διεργασία):

$$S_2 - S_1 = \int_1^2 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{\text{ANT}} = \frac{1}{T_H} \int_1^2 \delta Q = \frac{Q_2}{T_H}$$

Αφού η διεργασία είναι ισοθερμοκρασιακή, σε διάγραμμα T-s θα παριστάνεται με ευθύγραμμο τμήμα παράλληλο του άξονα της εντροπίας, όπως φαίνεται στο σχήμα 6.3.

Η δεύτερη διεργασία στον κύκλο Carnot είναι μία αδιαβατική εκτόνωση, οπότε η θερμότητα στη διεργασία αυτή θα είναι ίση με μηδέν και συνεπώς θα έχουμε:

$$S_3 - S_2 = \int_2^3 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{\text{ANT}} = 0 \Rightarrow S_3 = S_2$$

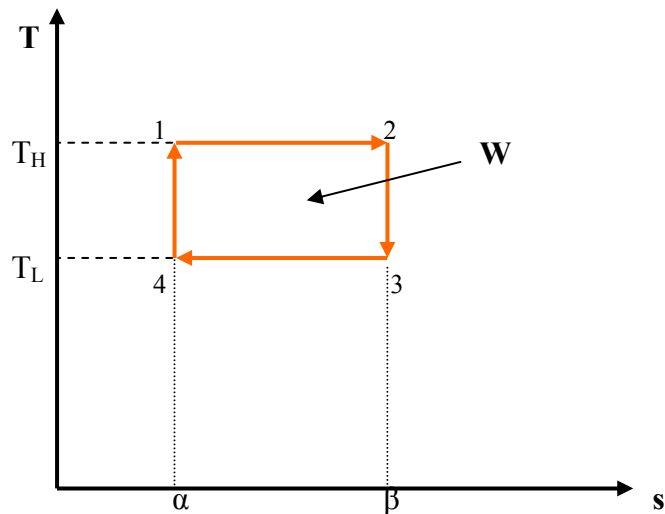
Άρα η εντροπία στη διάρκεια της μεταβολής αυτής παραμένει σταθερή, κάτι που φαίνεται και από τον ορισμό της εντροπίας:

$$dS = \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{\text{ANT}}$$

Η μεταβολή αυτή στο διάγραμμα T-s θα απεικονίζεται με ευθύγραμμο τμήμα παράλληλο με τον άξονα T (σχήμα 6.3).

Οι υπόλοιπες δύο διεργασίες 3-4 και 4-1 είναι αντίστοιχες των δύο προηγούμενων και έτσι ο συνολικός κύκλος Carnot θα περιγράφεται στο διάγραμμα T-s με το ορθογώνιο του σχήματος 6.3.

ΣΧΗΜΑ 6.3
Διάγραμμα T-s θερμικού
κύκλου Carnot.



Από τη σχέση ορισμού της εντροπίας έχουμε:

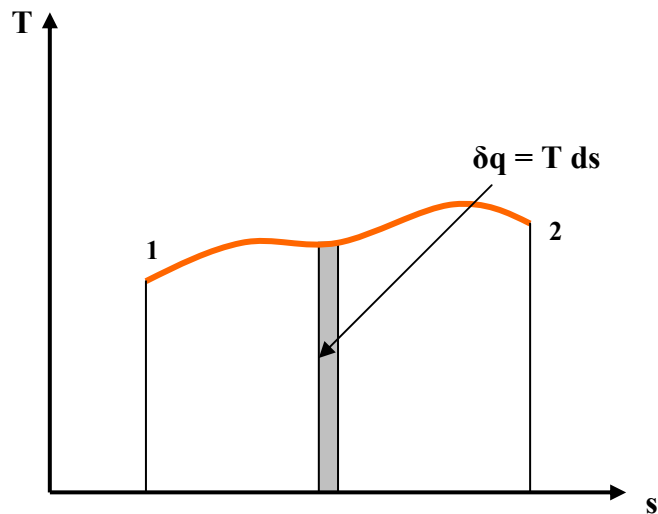
$$dS = \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{\text{ANT}} \Rightarrow \delta Q_{\text{ANT}} = dS \cdot T$$

δηλαδή η θερμότητα που προσδίδεται στο σύστημα θα δίνεται σε ένα διάγραμμα T-s ως το εμβαδόν κάτω από την καμπύλη που περιγράφει την αντιστρεπτή μεταβολή (σχήμα 6.4).

Γυρίζοντας στην περίπτωση του κύκλου Carnot στο σχήμα 6.3, τα εμβαδά των παραλληλογράμμων κάτω από τις δύο ισοθερμοκρασιακές θα αντιπροσωπεύουν τα ποσά θερμότητας που προσδίδονται και αποβάλλονται από το σύστημα στις δύο ισοθερμοκρασιακές. Άρα το εμβαδόν του κύκλου Carnot (το εμβαδόν του παραλληλογράμμου 12341) θα δίνει το καθαρό ποσό θερμότητας που πήρε το σύστημα σε ένα κύκλο, δηλαδή (με βάση τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο) το έργο που παρήγαγε το σύστημα. Προσοχή στο γεγονός ότι όταν ολοκληρώνουμε κάτω από την καμπύλη προχωρώντας προς τα δεξιά έχουμε θετικό ποσό θερμότητας, ενώ αντίθετα ολοκληρώνοντας προς τα αριστερά προκύπτει αρνητικό ποσό θερμότητας (γι' αυτό τα δύο εμβαδά

αφαιρούνται, για να μας δώσουν το έργο της κυκλικής διεργασίας).

ΣΧΗΜΑ 6.4
Γραφική παράσταση της
θερμότητας σε
διάγραμμα T-s.



Με την αντιστοίχιση του έργου και των ποσών θερμότητας σε εμβαδά στο διάγραμμα T-s μπορούμε να δούμε πολύ παραστατικά τη συμπεριφορά του θερμικού και του ψυκτικού βαθμού απόδοσης του κύκλου Carnot. Ο θερμικός βαθμός απόδοσης αντιστοιχεί, όπως είδαμε, στο λόγο του ωφέλιμου έργου W προς το προσδιδόμενο ποσό θερμότητας Q_H , δηλαδή:

$$\eta_{\text{θερμ.}} = W / Q_H$$

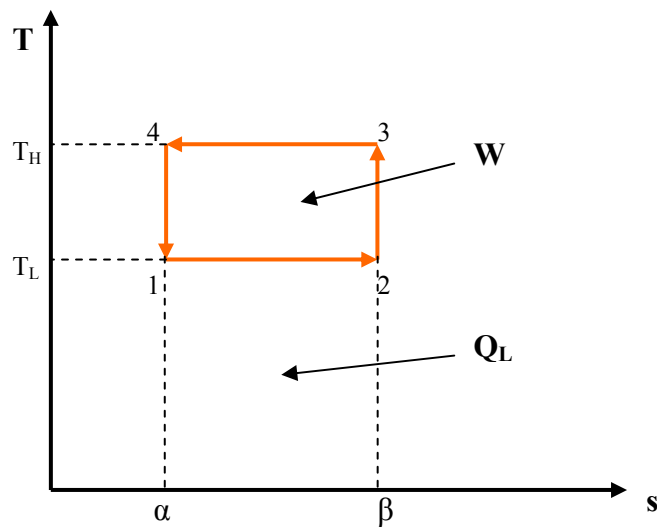
Από την αντιστοίχιση των εμβαδών στο σχήμα 6.3 έχουμε τελικά:

$$\eta_{\text{θερμ.}} = W / Q_H = [12341] / [12\beta\alpha1]$$

δηλαδή ο θερμικός βαθμός απόδοσης εκφράστηκε ως λόγος εμβαδών. Όσο μειώνεται η θερμοκρασία T_L του ψυχοδοχείου (κρατώντας την T_H σταθερή), τόσο αυξάνεται το εμβαδόν του αριθμητή και άρα αυξάνεται ο θερμικός βαθμός απόδοσης. Το όριο της αύξησης αυτής είναι όταν τα δύο εμβαδά γίνουν ίσα μεταξύ τους για θερμοκρασία ψυχοδοχείου ίση με το απόλυτο μηδέν. Τότε ο θερμικός βαθμός απόδοσης παίρνει τη μέγιστη τιμή του, ίση με 1. Αν κρατήσουμε την T_L σταθερή, τότε αύξηση της T_H οδηγεί σε αύξηση του εμβαδού του κύκλου, δηλαδή του έργου, σε μεγαλύτερη αναλογία από την αύξηση του εμβαδού της θερμότητας, άρα σε αύξηση του θερμικού βαθμού απόδοσης.

Με αντιστροφή του κύκλου έχουμε τον ψυκτικό κύκλο Carnot, ο οποίος σε αντιστοιχία με τον θερμικό περιγράφεται σε διάγραμμα T-s στο σχήμα 6.5.

ΣΧΗΜΑ 6.5
Ψυκτικός κύκλος Carnot
σε διάγραμμα T-s.



Με ανάλογο τρόπο βλέπουμε ότι το έργο που προσδίδεται στο σύστημα ανά κύκλο ισούται με το εμβαδόν του παραλληλογράμμου [12341], ενώ η θερμότητα που αφαιρείται από το ψυχοδοχείο ισούται με το εμβαδόν κάτω από την αντίστοιχη ισοθερμοκρασιακή διεργασία 12, δηλαδή το [12β_α1]. Ο λόγος των δύο εμβαδών (Q_L / W) δίνει τον ψυκτικό βαθμό απόδοσης κατά τα γνωστά. Και εδώ ο ψυκτικός βαθμός απόδοσης μεταβάλλεται ανάλογα με τη μεταβολή των εμβαδών, και εξαρτάται από τις τιμές των θερμοκρασιών των δύο θερμοδοχείων.

6.4 ΟΙ ΣΧΕΣΕΙΣ ΤΟΥ GIBBS

Ας θεωρήσουμε κλειστό σύστημα στο οποίο δεν υπάρχουν βαρυτικές ή άλλες πεδιακές επιδράσεις, ενώ η κινητική του ενέργεια είναι αμελητέα. Τότε ο Πρώτος Θερμοδυναμικός Νόμος γράφεται κατά τα γνωστά:

$$\delta Q = dU + \delta W$$

Θεωρώντας ότι το σύστημα εκτελεί μία αντιστρεπτή διεργασία, η θερμότητα που προσδίδεται στο σύστημα δίνεται από τον ορισμό της εντροπίας ως:

$$\delta Q = T dS$$

ενώ, επειδή έχουμε κλειστό σύστημα, το έργο είναι έργο ογκομεταβολής, δηλαδή:

$$\delta W = p dV$$

Αντικαθιστώντας στην πρώτη εξίσωση έχουμε:

$$T dS = dU + p dV$$

η οποία είναι και η πρώτη σχέση του Gibbs. Η παραπάνω σχέση αποδείχθηκε θεωρώντας αντιστρεπτή διεργασία. Όμως η σχέση αυτή συνδέει καταστατικά μεγέθη, τα οποία είναι ανεξάρτητα της διαδρομής και εξαρτώνται μόνο από τη θέση. Έτσι, η παραπάνω σχέση μπορεί να εφαρμοστεί και για δύο σημεία που συνδέονται με μη αντιστρεπτή διεργασία, εκτελώντας όμως την ολοκλήρωση της παραπάνω σχέσης κατά μήκος μια άλλης αντιστρεπτής διεργασίας που ενώνει τα δύο συγκεκριμένα σημεία.

Από το ορισμό της ενθαλπίας έχουμε:

$$H = U + pV$$

Άρα

$$dH = dU + p dV + V dp$$

Με αντικατάσταση στην προηγούμενη σχέση του Gibbs προκύπτει η δεύτερη σχέση του Gibbs:

$$T dS = dH - V dp$$

Οι δύο αυτές εξισώσεις είναι οι εξισώσεις των καταστατικών μεγεθών και μπορούν να γραφούν και στην αντίστοιχη μορφή των ειδικών μεγεθών:

$$T ds = du + p dv$$

$$T ds = dh - v dp$$

και

$$T d\underline{s} = d\underline{u} + p d\underline{v}$$

$$T d\underline{s} = d\underline{h} - \underline{v} dp$$

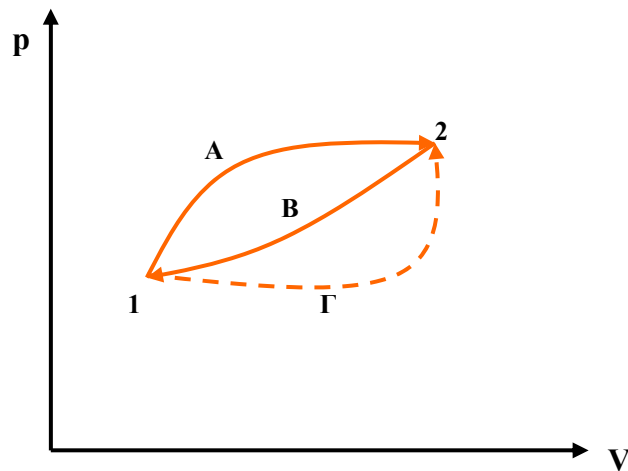
6.5 Η ΜΕΤΑΒΟΛΗ ΤΗΣ ΕΝΤΡΟΠΙΑΣ ΣΕ ΚΛΕΙΣΤΟ ΣΥΣΤΗΜΑ ΓΙΑ ΜΗ ΑΝΤΙΣΤΡΕΠΤΗ ΜΕΤΑΒΟΛΗ

Ας θεωρήσουμε κλειστό σύστημα που εκτελεί τις κυκλικές διεργασίες του σχήματος 6.6. Οι διεργασίες Α και Β είναι αντιστρεπτές, ενώ η διεργασία Γ είναι μη αντιστρεπτή και γι' αυτό σημειώνεται με διακεκομμένη γραμμή (αφού τα σημεία της δεν αντιστοιχούν σε καταστάσεις ισορροπίας οι οποίες περιγράφονται με σημεία του διαγράμματος). Για τον αντιστρεπτό κύκλο που συνθέτουν οι δύο αντιστρεπτές διεργασίες Α και Β έχουμε από την εξίσωση του Clausius:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = \int_1^2 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_A + \int_2^1 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_B = 0$$

ΣΧΗΜΑ 6.6

Η μεταβολή της εντροπίας κλειστού συστήματος σε μη αντιστρεπτή διεργασία.



Για τον κύκλο που απαρτίζεται από τις διεργασίες B και Γ, αφού η Γ είναι μη αντιστρεπτή, θα ισχύει η ανισότητα του Clausius:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = \int_1^2 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{\Gamma} + \int_2^1 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_B < 0$$

Αφαιρώντας τις δύο σχέσεις κατά μέλη θα έχουμε τελικά:

$$\int_1^2 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_A > \int_1^2 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{\Gamma}$$

Αφού η μία εκ των δύο διεργασιών (η A) είναι αντιστρεπτή, μπορούμε να γράψουμε:

$$\int_1^2 dS > \int_1^2 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{\Gamma}$$

και αφού η Γ διαδρομή είναι μία τυχαία μη αντιστρεπτή διεργασία, ενώ η μεταβολή της εντροπίας δεν εξαρτάται από τη διαδρομή αλλά μόνο από τα δύο σημεία, έχουμε:

$$S_2 - S_1 > \int_1^2 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{M.A.}$$

και

$$dS > \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{M.A.}$$

ενώ για κάθε μεταβολή αντιστρεπτή ή μη αντιστρεπτή μπορούμε να γράψουμε

γενικά:

$$S_2 - S_1 \geq \int_1^2 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)$$

και

$$dS \geq \left(\frac{\delta Q}{T} \right)$$

όπου η ισότητα ισχύει για αντιστρεπτές διεργασίες και η ανισότητα για μη αντιστρεπτές.

Η τελευταία σχέση είναι από τις σημαντικότερες της Θερμοδυναμικής, αφού δείχνει την επίδραση της μη αντιστρεψιμότητας στη μεταβολή της εντροπίας κλειστού συστήματος.

Η αύξηση της εντροπίας κατά τη μη αντιστρεπτή μετάδοση ποσού θερμότητας είναι μεγαλύτερη από την αύξηση της εντροπίας κατά την αντιστρεπτή μετάδοση του ίδιου ποσού θερμότητας (υπό την ίδια θερμοκρασία).

Η παραπάνω σχέση ισχύει τόσο για θετικές τιμές όσο και για μηδενικές ή αρνητικές τιμές της θερμότητας. Αν η θερμότητα είναι αρνητική, τότε προφανώς έχουμε μείωση της εντροπίας. Η μη αντιστρεψιμότητα της διεργασίας έχει ως αποτέλεσμα η μείωση αυτή να είναι μικρότερη από την αντίστοιχη της αντιστρεπτής διεργασίας.

6.6 ΠΑΡΑΓΩΓΗ ΕΝΤΡΟΠΙΑΣ

Η προηγούμενη ανισότητα στην αύξηση της εντροπίας μπορεί να γραφεί ως ισότητα, εισάγοντας έναν όρο παραγόμενης εντροπίας, οπότε η ανισότητα γίνεται:

$$dS = \delta Q/T + \delta S_{\text{ΠΑΡ}}$$

όπου προφανώς ο τελευταίος όρος της παραγόμενης εντροπίας, θα είναι πάντα μεγαλύτερος ή ίσος του μηδενός:

$$\delta S_{\text{ΠΑΡ}} \geq 0$$

με την ισότητα να ισχύει προφανώς για αντιστρεπτές διεργασίες και την ανισότητα για μη αντιστρεπτές.

Η πρώτη σχέση μάς δείχνει ότι η αύξηση της εντροπίας οφείλεται σε δύο παράγοντες. Ο πρώτος παράγοντας είναι εξωτερικός και είναι η μετάδοση θερμότητας υπό πεπερασμένη θερμοκρασιακή διαφορά, εκφραζόμενος από τον πρώτο όρο του δεύτερου μέλους της εξίσωσης. Ο δεύτερος παράγοντας αύξησης της εντροπίας σχετίζεται με μη αντιστρεπτές διεργασίες στο εσωτερικό του συστήματος (εσωτερική μη αντιστρεψιμότητα) και εκφράζεται από τον όρο της

παραγόμενης εντροπίας.

Ας θεωρήσουμε μια αντιστρεπτή διεργασία, για την οποία θα ισχύει:

$$\delta Q_{\text{ANT}} = T ds$$

και (για κλειστό σύστημα – έργο ογκομεταβολής)

$$\delta W_{\text{ANT}} = p dV$$

Ας θεωρήσουμε μία μη αντιστρεπτή διεργασία. Τότε θα ισχύει:

$$dS = \delta Q_{\text{M.A.}} / T + \delta S_{\text{ΠΑΡ}}$$

ή

$$\delta Q_{\text{M.A.}} = T ds - T \delta S_{\text{ΠΑΡ}}$$

ή

$$\delta Q_{\text{M.A.}} = \delta Q_{\text{ANT}} - T \delta S_{\text{ΠΑΡ}}$$

Δηλαδή η θερμότητα στη μη αντιστρεπτή διεργασία είναι μικρότερη από την αντίστοιχη αντιστρεπτή. Εφαρμόζοντας τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο έχουμε:

$$\delta Q_{\text{M.A.}} = dU + \delta W_{\text{M.A.}}$$

και από τη σχέση του Gibbs:

$$T ds = dU + p dV$$

έχουμε με αντικατάσταση στην σχέση για τη θερμότητα:

$$\delta W_{\text{M.A.}} = p dV - T \delta S_{\text{ΠΑΡ}}$$

ή

$$\delta W_{\text{M.A.}} = \delta W_{\text{ANT}} - T \delta S_{\text{ΠΑΡ}}$$

Δηλαδή και το παραγόμενο έργο είναι μικρότερο από το αντίστοιχο της αντιστρεπτής διεργασίας. Δηλαδή, με την ύπαρξη εσωτερικών μη αντιστρεπτών διεργασιών στο σύστημα αυτό χάνει τη δυνατότητα να μετατρέψει ένα μέρος της εσωτερικής του ενέργειας σε έργο. Αυτό το τμήμα σχετίζεται με την εσωτερικά παραγόμενη εντροπία.

Θα παρουσιάσουμε στη συνέχεια μερικά συμπεράσματα από την παραπάνω ανάλυση:

1. Η μείωση της εντροπίας ενός συστήματος γίνεται μόνο με αφαίρεση θερμότητας (από τον ορισμό της εντροπίας).
2. Η αύξηση της εντροπίας ενός συστήματος γίνεται με πρόσδοση

θερμότητας ή (και) λόγω των εσωτερικών μη αντιστρεπτών διεργασιών.

3. Σε μία αδιαβατική διεργασία η εντροπία δεν μπορεί να μειωθεί: ή θα παραμείνει σταθερή (αντιστρεπτή) ή θα αυξηθεί (μη αντιστρεπτή).

4. Το έργο σε μία μη αντιστρεπτή διεργασία είναι πάντα μικρότερο αλγεβρικά από το αντίστοιχο της αντιστρεπτής. Δηλαδή για θερμικό κύκλο είναι απολύτως μικρότερο (παραγόμενο – θετικό), ενώ για ψυκτικό κύκλο είναι απολύτως μεγαλύτερο (προσδιδόμενο – αρνητικό).

5. Το έργο σε μη αντιστρεπτή διεργασία δε δίνεται από το έργο ογκομεταβολής (το ολοκλήρωμα του Pdv), ούτε η θερμότητα δίδεται από το ολοκλήρωμα του Tds . Άρα δεν μπορούμε να πάρουμε τα αντίστοιχα εμβαδά στα αντίστοιχα διαγράμματα $p-v$ και $T-s$ για τον υπολογισμό τους. Αυτό είναι αποτέλεσμα και του γεγονότος ότι δεν μπορούμε να παραστήσουμε μια μη αντιστρεπτή διεργασία σε διάγραμμα καταστατικών μεγεθών με αλληλουχία σημείων (που αντιστοιχούν σε καταστάσεις ισορροπίας). Καταχρηστικά χρησιμοποιούμε διακεκομμένη γραμμή, χωρίς όμως αυτό να δηλώνει κάποια αντιστοιχία καταστάσεων.

Η έκφραση της μεταβολής της εντροπίας κλειστού συστήματος, ως συνάρτηση της θερμότητας και της παραγόμενης εντροπίας, μπορεί να γραφεί και σε μορφή ρυθμού μεταβολής, θεωρώντας απειροστό χρόνο dt . Διαιρώντας με το απειροστό χρονικό διάστημα dt έχουμε:

$$\frac{dS}{dt} = \frac{1}{T} \frac{\delta Q}{dt} + \frac{\delta S_{\text{ΠΑΡ}}}{dt}$$

και σε μορφή ρυθμού μεταβολής:

$$\frac{dS}{dt} = \frac{1}{T} \dot{Q} + \dot{S}_{\text{ΠΑΡ}}$$

Η παραπάνω εξίσωση εκφράζει το ρυθμό αύξησης της εντροπίας κλειστού συστήματος λόγω του ρυθμού εισροής θερμότητας και λόγω του ρυθμού παραγωγής εντροπίας, που οφείλεται σε εσωτερικές μη αντιστρεπτές διεργασίες.

6.7 Η ΑΡΧΗ ΑΥΞΗΣΗΣ ΤΗΣ ΕΝΤΡΟΠΙΑΣ

Στη συνέχεια θα ασχοληθούμε με ένα από τα σημαντικότερα αποτελέσματα του Δεύτερου Θερμοδυναμικού Νόμου, τόσο από επιστημονικής άποψης όσο και από φιλοσοφικής, την Αρχή Αύξησης της Εντροπίας.

Ας θεωρήσουμε κλειστό θερμοδυναμικό σύστημα σε θερμοκρασία T , με το περιβάλλον του σε υψηλότερη θερμοκρασία T_0 . Θερμότητα δQ μεταφέρεται λόγω της διαφοράς θερμοκρασίας από το περιβάλλον στο σύστημα, ενώ παράγεται και έργο δW .

Υπολογίζοντας τη μεταβολή της εντροπίας του συστήματος έχουμε:

$$dS_{\Sigma\Sigma} \geq \frac{\delta Q}{T}$$

ενώ για το περιβάλλον που αποβάλλει το ίδιο ποσό θερμότητας υπό διαφορετική όμως θερμοκρασία T_o θα έχουμε αντίστοιχα:

$$dS_{\Pi\Pi} = \frac{-\delta Q}{T_o}$$

όπου θεωρήσαμε ότι η πρόσδοση θερμότητας από το περιβάλλον γίνεται αντιστρεπτά. Η συνολική μεταβολή της εντροπίας περιβάλλοντος και συστήματος θα είναι:

$$dS = dS_{\Sigma\Sigma} + dS_{\Pi\Pi} \geq \frac{\delta Q}{T} - \frac{\delta Q}{T_o} = \delta Q \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_o} \right)$$

Αφού θεωρήσαμε ότι $T_o > T$, η ποσότητα στην παρένθεση του τέταρτου μέλους της παραπάνω εξίσωσης θα είναι θετική. Αν ισχύει το αντίθετο, δηλαδή $T_o < T$ τότε και η θερμότητα και η ποσότητα εντός της παρενθέσεως θα είναι αρνητικές, οπότε το γινόμενο τους θα είναι θετικό. Άρα πάντα θα ισχύει:

$$dS = dS_{\Sigma\Sigma} + dS_{\Pi\Pi} \geq 0$$

με την ισότητα να ισχύει για αντιστρεπτές διεργασίες και την ανισότητα για μη αντιστρεπτές.

Η παραπάνω σχέση είναι η μαθηματική έκφραση της Αρχής Αύξης της Εντροπίας. Η Αρχή αυτή μας δηλώνει ότι η συνολική εντροπία του σύμπαντος δεν μπορεί να μειωθεί.

Η συνολική αύξηση της εντροπίας οφείλεται σε δύο λόγους: στη μετάδοση θερμότητας υπό πεπερασμένη διαφορά θερμοκρασίας και στις εσωτερικές μη αντιστρεπτές διεργασίες του συστήματος. Η πρώτη συνεισφορά στην αύξηση της εντροπίας δίδεται από τον όρο:

$$\delta Q \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_o} \right)$$

της σχέσης που αναπτύξαμε, ο οποίος είναι πάντα θετικός για πεπερασμένες θερμοκρασιακές διαφορές.

6.8 ΕΦΑΡΜΟΓΗ ΣΤΗΝ ΠΕΡΙΠΤΩΣΗ ΤΩΝ ΤΕΛΕΙΩΝ ΑΕΡΙΩΝ

Θα θεωρήσουμε στη συνέχεια ότι το κλειστό σύστημα που εξετάζουμε περιέχει τέλειο αέριο. Με την παραδοχή αυτή θα εξαχθούν μερικές πολύ χρήσιμες σχέσεις για τη μεταβολή της εντροπίας.

Για το τέλειο αέριο γνωρίζουμε ότι ισχύουν οι σχέσεις:

$$du = c_{v0} dT$$

και (καταστατική εξίσωση T.A.):

$$p / T = R / v$$

Αντικαθιστώντας τις δύο προηγούμενες σχέσεις στην εξίσωση του Gibbs

$$T ds = du + p dv$$

έχουμε:

$$ds = c_{v0} dT / T + R dv / v$$

Ολοκληρώνοντας την παραπάνω σχέση μεταξύ δύο σημείων 1 και 2 προκύπτει:

$$s_2 - s_1 = \int_1^2 c_{v0} \frac{dT}{T} + R \ln \frac{v_2}{v_1}$$

Χρησιμοποιώντας αντίστοιχα τη σχέση:

$$dh = c_{p0} dT$$

και την καταστατική εξίσωση και αντικαθιστώντας στη δεύτερη εξίσωση του Gibbs, έχουμε αντίστοιχα:

$$ds = c_{p0} dT / T + R dp / p$$

και

$$s_2 - s_1 = \int_1^2 c_{p0} \frac{dT}{T} - R \ln \frac{p_2}{p_1}$$

Για την ολοκλήρωση των παραπάνω σχέσεων προφανώς πρέπει να γνωρίζουμε τη μεταβολή των ειδικών θερμοχωρητικοτήτων του Τελείου Αερίου με τη θερμοκρασία. Επειδή όμως η διαφορά τους είναι πάντα σταθερή, αρκεί η γνώση της μεταβολής της μιας εκ των δύο.

Ας διακρίνουμε τρεις περιπτώσεις:

Αν γνωρίζουμε αναλυτικά τη μεταβολή μιας εκ των δύο ποσοτήτων με τη θερμοκρασία, τότε πραγματοποιούμε αναλυτικά την ολοκλήρωση των δύο παραπάνω ολοκληρωτικών σχέσεων.

Αν θεωρήσουμε σταθερές τιμές για τις δύο ειδικές θερμοχωρητικότητες, θα έχουμε αντίστοιχα:

$$s_2 - s_1 = c_{v0} \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1}$$

και

$$s_2 - s_1 = c_{p0} \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{p_2}{p_1}$$

Μπορούμε όμως να ορίσουμε συνάρτηση της μορφής:

$$s_T^0 = \int_{T_0}^T c_{p0} \frac{dT}{T}$$

την οποία αφού υπολογίσουμε για διάφορες θερμοκρασίες με βάση συγκεκριμένη θερμοκρασία, την T_0 , θα έχουμε:

$$s_2 - s_1 = [s_{T2}^0 - s_{T1}^0] - R \ln \frac{p_2}{p_1}$$

Με τον τρόπο αυτό, έχοντας πίνακες με το παραπάνω μέγεθος σε συνάρτηση με τη θερμοκρασία, μπορούμε εύκολα να υπολογίζουμε τη μεταβολή της εντροπίας μεταξύ δύο καταστάσεων ενός τελείου αερίου.

Στη συνέχεια θα εξετάσουμε μερικές ειδικές περιπτώσεις διεργασιών τελείου αερίου.

Αδιαβατική αντιστρεπτή διεργασία τελείου αερίου

Αφού δεν έχουμε μετάδοση θερμότητας και η διεργασία είναι αντιστρεπτή, η εντροπία δε μεταβάλλεται, οπότε από την εξίσωση του Gibbs θα έχουμε:

$$du + p dv = 0 = T ds$$

ή

$$c_{v0} dT + p dv = 0$$

Χρησιμοποιώντας την καταστατική εξίσωση των τελείων αερίων στη διαφορική μορφή της θα έχουμε:

$$dT = (p dv + v dp) / R$$

και με αντικατάσταση προκύπτει η σχέση:

$$c_{v0} (p dv + v dp) / R + p dv = 0$$

Χρησιμοποιώντας τη σχέση

$$c_{v0} = R / (\gamma - 1)$$

με αντικατάσταση και εκτέλεση πράξεων έχουμε τελικά:

$$dp / p + \gamma dv / v = 0$$

Στην περίπτωση που θεωρήσουμε σταθερές τιμές για τις ειδικές θερμοχωρητικότητες, τότε και ο λόγος τους γ θα είναι σταθερός, οπότε η προηγούμενη σχέση ολοκληρώνεται και δίνει:

$$p v^\gamma = \text{σταθερό}$$

Η παραπάνω σχέση ισχύει για αντιστρεπτή αδιαβατική μεταβολή τελείου αερίου με σταθερές ειδικές θερμοχωρητικότητες.

Η προηγούμενη σχέση αν γραφεί για διάφορα σημεία κατά μήκος μιας αντιστρεπτής αδιαβατικής δίνει:

$$p_1 v_1^\gamma = p_2 v_2^\gamma = p v^\gamma = \text{σταθερό}$$

ή

$$p_2 / p_1 = (v_1 / v_2)^\gamma$$

και

$$T_2 / T_1 = (v_1 / v_2)^{\gamma-1} = (p_2 / p_1)^{(\gamma-1)/\gamma}$$

Το έργο ογκομεταβολής κατά τη διάρκεια της αδιαβατικής αυτής διεργασίας προκύπτει από τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο:

$$0 = m (u_2 - u_1) + {}_1W_2$$

ή

$${}_1W_2 = - m c_{v0} (T_2 - T_1) = m R (T_2 - T_1) / (1-\gamma) = (p_2 V_2 - p_1 V_1) / (1-\gamma)$$

Αντιστρεπτή πολυτροπική διεργασία τελείου αερίου

Με τη βοήθεια της πολυτροπικής διεργασίας θα εξετάσουμε διαφορετικές ειδικές διεργασίες του τελείου αερίου. Γνωρίζουμε ότι η πολυτροπική διεργασία περιγράφεται από τη σχέση

$$p V^n = \text{σταθερό}$$

όπου n ο εκθέτης της πολυτροπικής μεταβολής. Για δύο διαφορετικά σημεία της διεργασίας έχουμε:

$$p_1 V_1^n = p_2 V_2^n = p V^n = \text{σταθερό}$$

Συνεπώς:

$$p_2 / p_1 = (V_1 / V_2)^n$$

και

$$T_2 / T_1 = (V_1 / V_2)^{n-1} = (p_2 / p_1)^{(n-1)/n}$$

Το έργο ογκομεταβολής θα δίνεται:

$${}_1W_2 = \int_1^2 p dV = p V^n \int_1^2 \frac{dV}{V^n} = \frac{p_2 V_2 - p_1 V_1}{1-n} = \frac{mR(T_2 - T_1)}{1-n}$$

όπου n διαφορετικό του 1.

Για διάφορες τιμές του εκθέτη n έχουμε διάφορους τύπους διεργασιών:

$n = 0$: Ισόθλιπτη

$n = 1$: Ισοθερμοκρασιακή

$n = \gamma$: Ισεντροπική

$n = \infty$: Ισόχωρη

Ειδικά για ισοθερμοκρασιακή αντιστρεπτή μεταβολή ($n=1$), όπου δεν ισχύει η προηγούμενη σχέση για το έργο ογκομεταβολής, θα έχουμε:

$${}_1W_2 = \int_1^2 p dV = p V \int_1^2 \frac{dV}{V} = p_1 V_1 \ln \frac{V_2}{V_1} = p_1 V_1 \ln \frac{p_1}{p_2} = mRT \ln \frac{V_2}{V_1} = mRT \ln \frac{p_1}{p_2}$$

6.9 ΜΕΤΑΒΟΛΗ ΤΗΣ ΕΝΤΡΟΠΙΑΣ ΣΤΑ ΥΓΡΑ ΚΑΙ ΤΑ ΣΤΕΡΕΑ

Στην περίπτωση των υγρών και των στερεών το σώμα είναι πρακτικά ασυμπίεστο και δε μεταβάλλεται ο ειδικός όγκος του (ή η πυκνότητα), οπότε προκύπτει:

$$dh = du + d(pv) = du + p dv + v dp \cong du + v dp$$

Επίσης η πυκνότητα είναι πολύ μεγαλύτερη των αερίων, δηλαδή ο ειδικός όγκος (το αντίστροφο της πυκνότητας) είναι πολύ μικρός, οπότε η προηγούμενη σχέση γίνεται:

$$dh \cong du \cong c dT$$

όπου η ειδική θερμοχωρητικότητα c είναι ίδια και για σταθερή πίεση και για σταθερό όγκο.

Επειδή ο ειδικός όγκος δε μεταβάλλεται, η εξίσωση του Gibbs γίνεται:

$$T ds = du + p dv \cong du \Rightarrow ds \cong du/T \cong c \frac{dT}{T}$$

Ολοκληρώνοντας μεταξύ δύο σημείων και θεωρώντας την ειδική θερμοχωρητικότητα c σταθερή, προκύπτει:

$$s_2 - s_1 \cong c \ln \frac{T_2}{T_1}$$

Σε περίπτωση που είναι γνωστή η μεταβολή της c με τη θερμοκρασία, πραγματοποιούμε αναλυτικά την ολοκλήρωση.

7 Ο ΔΕΥΤΕΡΟΣ ΘΕΡΜΟΔΥΝΑΜΙΚΟΣ ΝΟΜΟΣ ΓΙΑ ΑΝΟΙΚΤΑ ΣΥΣΤΗΜΑΤΑ

7.1 Ο ΔΕΥΤΕΡΟΣ ΘΕΡΜΟΔΥΝΑΜΙΚΟΣ ΝΟΜΟΣ ΣΕ ΟΓΚΟ ΕΛΕΓΧΟΥ ΑΝΟΙΚΤΟΥ ΣΥΣΤΗΜΑΤΟΣ

Μετά τη διατύπωση του Δεύτερου Θερμοδυναμικού Νόμου για κλειστά συστήματα και τον ορισμό της εντροπίας, θα προχωρήσουμε στην εξέταση των ανοικτών συστημάτων, με χρήση κατάλληλων όγκων ελέγχου, χρησιμοποιώντας διαδικασία αντίστοιχη με εκείνη που ακολουθήθηκε για τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο.

Ο Δεύτερος Θερμοδυναμικός Νόμος για κλειστό σύστημα, υπό μορφή ρυθμού μεταβολής, γράφεται:

$$\frac{dS_{O.E.}}{dt} = \sum \frac{\dot{Q}}{T} + \dot{S}_{\Pi AP}$$

Στην παραπάνω εξίσωση, κατ' αναλογία με τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο, πρέπει να προστεθούν οι όροι που αφορούν στη ροή εντροπίας μέσα από την επιφάνεια αναφοράς, που μεταφέρεται με τη μάζα που την διαρρέει. Έτσι η παραπάνω εξίσωση γίνεται:

$$\frac{dS_{O.E.}}{dt} = \sum \dot{m}_{in} s_{in} - \sum \dot{m}_{out} s_{out} + \sum \frac{\dot{Q}_{O.E.}}{T} + \dot{S}_{\Pi AP}$$

Δηλαδή η αύξηση της εντροπίας εντός του όγκου ελέγχου ισούται με το ρυθμό εισόδου της εντροπίας συν το ρυθμό της παραγόμενης εντροπίας εντός του όγκου ελέγχου. Επειδή ο όρος της παραγόμενης εντροπίας είναι πάντα μεγαλύτερος ή ίσος του μηδενός, η εξίσωση γράφεται στη μορφή:

$$\frac{dS_{O.E.}}{dt} \geq \sum \dot{m}_{in} s_{in} - \sum \dot{m}_{out} s_{out} + \sum \frac{\dot{Q}_{O.E.}}{T}$$

όπου η ισότητα αντιστοιχεί σε αντιστρεπτές διεργασίες εντός του όγκου ελέγχου και η ανισότητα για μη αντιστρεπτές διεργασίες εντός του όγκου ελέγχου.

Στην περίπτωση που το σύστημα αποτελείται από περισσότερα υποσυστήματα, θα έχουμε για την εντροπία του όγκου ελέγχου:

$$S_{O.E.} = \oint_{O.E.} \rho s dV = m_{O.E.} s = \sum m_i s_i$$

ενώ για την παραγόμενη εντροπία θα έχουμε αντίστοιχα:

$$\dot{S}_{\Pi AP} = \oint_{O.E.} \rho \dot{s}_{\Pi AP} dV = \sum \dot{S}_{\Pi AP i}$$

όπου ο δείκτης i αναφέρεται στα διαφορετικά υποσυστήματα του ανοικτού

συστήματος. Με τον ίδιο τρόπο αθροίζεται και η ροή εντροπίας λόγω της εισερχόμενης θερμότητας, σε όλες τις επιμέρους επιφάνειες που απαρτίζουν την Επιφάνεια Ελέγχου. Σε κάθε μία τέτοια υποεπιφάνεια μπορεί να επικρατεί διαφορετική θερμοκρασία T .

$$\sum \frac{\dot{Q}_{O.E.}}{T} = \oint_{E.E.} \frac{d\dot{Q}}{T} = \sum_j \left[\int_{E.E.j} \frac{(\dot{Q}_j/A_j)}{T_j} dA \right]$$

όπου ο δείκτης j αναφέρεται στις υποεπιφάνειες που συνθέτουν την επιφάνεια ελέγχου, απ' όπου εμφανίζεται ροή θερμότητας.

Στη συνέχεια θα εξεταστούν οι δύο ειδικές περιπτώσεις που εξετάστηκαν και στην περίπτωση του Πρώτου Θερμοδυναμικού Νόμου.

7.2 Η ΔΙΕΡΓΑΣΙΑ ΜΟΝΙΜΗΣ ΚΑΤΑΣΤΑΣΗΣ - ΜΟΝΙΜΗΣ ΡΟΗΣ

Όπως είδαμε και στην περίπτωση του Πρώτου Θερμοδυναμικού Νόμου, αφού η διεργασία αναφέρεται σε μόνιμη κατάσταση, ο μη μόνιμος όρος της εξίσωσης θα γίνει ίσος με μηδέν:

$$\frac{dS_{O.E.}}{dt} = 0$$

και η εξίσωση θα πάρει τη μορφή:

$$\sum \dot{m}_{out} s_{out} - \sum \dot{m}_{in} s_{in} = \sum \frac{\dot{Q}_{O.E.}}{T} + \dot{S}_{\Pi AP}$$

Στην περίπτωση που η μάζα εισέρχεται από μία θέση και εξέρχεται από μία άλλη, τότε λόγω της αρχής διατήρησης της μάζας θα έχουμε:

$$\dot{m}(s_{out} - s_{in}) = \sum \frac{\dot{Q}_{O.E.}}{T} + \dot{S}_{\Pi AP}$$

Προφανώς, στην περίπτωση που η διεργασία είναι αδιαβατική, ο πρώτος όρος του δευτέρου μέλους της προηγούμενης εξίσωσης μηδενίζεται και η εξίσωση γίνεται:

$$\dot{m}(s_{out} - s_{in}) = \dot{S}_{\Pi AP}$$

και επειδή η παραγόμενη εντροπία είναι πάντα μεγαλύτερη ή ίση του μηδενός, για αδιαβατική διεργασία θα ισχύει πάντα η σχέση:

$$s_{out} \geq s_{in}$$

όπου η ισότητα ισχύει για αντιστρεπτή διεργασία.

Θα εξετάσουμε στη συνέχεια μερικές ειδικές περιπτώσεις της μόνιμης

κατάστασης-μόνιμης ροής.

7.2.1 Αδιαβατική-αντιστρεπτή διεργασία

Όπως είχαμε δει, για την περίπτωση της μόνιμης κατάστασης-μόνιμης ροής, ο Πρώτος Θερμοδυναμικός Νόμος γίνεται:

$$q + h_{t \text{ in}} = h_{t \text{ out}} + w$$

Ας θεωρήσουμε την ειδική περίπτωση όπου η ροή είναι αδιαβατική και η διεργασία αντιστρεπτή. Τότε ισχύει:

$$s_{\text{out}} = s_{\text{in}}$$

Από τις σχέσεις του Gibbs έχουμε:

$$Tds = dh - vdp$$

Οπότε από τις δύο παραπάνω σχέσεις προκύπτει ότι:

$$dh = vdp$$

και ολοκληρώνοντας προκύπτει:

$$h_{\text{out}} - h_{\text{in}} = \int_{\text{in}}^{\text{out}} vdp$$

Αντικαθιστώντας στον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο, αφού αναλύσουμε την ολική ενθαλπία, και θέτοντας

$$q=0$$

αφού η διεργασία είναι αδιαβατική, προκύπτει τελικά:

$$w = - \int_{\text{in}}^{\text{out}} vdp + \frac{(V_{\text{in}}^2 - V_{\text{out}}^2)}{2} + g(Z_{\text{in}} - Z_{\text{out}})$$

7.2.2 Ισοθερμοκρασιακή-αντιστρεπτή διεργασία

Ας εξετάσουμε στη συνέχεια την ειδική περίπτωση που η διεργασία είναι αντιστρεπτή και ισοθερμοκρασιακή. Τότε ο Δεύτερος Θερμοδυναμικός Νόμος γίνεται:

$$\dot{m}(s_{\text{out}} - s_{\text{in}}) = \frac{\dot{Q}_{\text{O.E.}}}{T}$$

ή

$$T(s_{\text{out}} - s_{\text{in}}) = \frac{\dot{Q}_{\text{O.E.}}}{\dot{m}} = q$$

Χρησιμοποιώντας τη σχέση του Gibbs

$$Tds = dh - vdp$$

και ολοκληρώνοντάς την, προκύπτει:

$$T(s_{\text{out}} - s_{\text{in}}) = (h_{\text{out}} - h_{\text{in}}) - \int_{\text{in}}^{\text{out}} vdp$$

Αντικαθιστώντας την παραπάνω σχέση, καθώς και τον Δεύτερο Θερμοδυναμικό Νόμο στον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο, προκύπτει η ίδια σχέση η οποία είχε προκύψει για την αντιστρεπτή αδιαβατική διεργασία, δηλαδή:

$$w = - \int_{\text{in}}^{\text{out}} vdp + \frac{(V_{\text{in}}^2 - V_{\text{out}}^2)}{2} + g(Z_{\text{in}} - Z_{\text{out}})$$

Αφού, οριακά, κάθε αντιστρεπτή διεργασία μπορεί να γραφεί ως διαδοχικό άθροισμα απειροστών αδιαβατικών και ισοθερμοκρασιακών μεταβολών, η παραπάνω σχέση θα ισχύει για κάθε αντιστρεπτή μεταβολή μόνιμης κατάστασης-μόνιμης ροής.

7.2.3 Εξίσωση Bernoulli

Ας θεωρήσουμε την ειδική περίπτωση που το έργο είναι μηδενικό και το ρευστό είναι ασυμπίεστο (δηλαδή $v = \text{σταθερό}$). Τότε η προηγούμενη σχέση γίνεται:

$$v(p_{\text{out}} - p_{\text{in}}) + (V_{\text{out}}^2 - V_{\text{in}}^2)/2 + g(Z_{\text{out}} - Z_{\text{in}}) = 0$$

η οποία είναι η πολύ γνωστή **Εξίσωση Bernoulli** της Μηχανικής των Ρευστών.

Στην περίπτωση που το έργο δεν είναι μηδενικό αλλά δεν υπάρχει μεταβολή στο ύψος και στην κινητική ενέργεια μεταξύ εξόδου και εισόδου, θα έχουμε:

$$w = - \int_{\text{in}}^{\text{out}} vdp$$

Το παραπάνω έργο ονομάζεται **Τεχνικό Έργο (w_T)** και είναι το έργο που παράγεται σε ανοικτά θερμοδυναμικά συστήματα, σε αντίθεση με το έργο ογκομεταβολής που αναφέρεται σε κλειστά θερμοδυναμικά συστήματα. Είναι προφανές ότι το έργο αυτό σχετίζεται με τον ειδικό όγκο του ρευστού. Έτσι, για μεγάλη πυκνότητα ρευστού (μικρός ειδικός όγκος) έχουμε πολύ μικρότερο τεχνικό έργο σε σχέση με την περίπτωση μικρής πυκνότητας (για ίδιες διαφορές πίεσης). Ειδικότερα, στην περίπτωση της εγκατάστασης παραγωγής έργου με ατμό, το απαιτούμενο τεχνικό έργο στην αντλία (νερό) είναι πολύ μικρότερο του παραγόμενου στο στρόβιλο (ατμός), λόγω της διαφοράς των ειδικών όγκων. Ως αποτέλεσμα εμφανίζεται περίσσεια έργου, το οποίο δίδεται στο περιβάλλον.

Στην περίπτωση βέβαια της πραγματικής θερμικής μηχανής οι διεργασίες δεν είναι αντιστρεπτές.

7.2.4 Πολυτροπική-αντιστρεπτή μεταβολή

Εξετάζουμε στη συνέχεια την ειδική περίπτωση της αντιστρεπτής πολυτροπικής μεταβολής τελείου αερίου. Θεωρούμε, όπως προηγουμένως, αμελητέα μεταβολή της δυναμικής και κινητικής ενέργειας του εργαζόμενου μέσου, μεταξύ εισόδου και εξόδου. Τότε το έργο w θα είναι ίσο με το τεχνικό έργο:

$$w = - \int_{in}^{out} v dp$$

ενώ για την πολυτροπική μεταβολή θα ισχύει:

$$pv^n = \text{σταθερό} = C^n$$

Από τις δύο προηγούμενες σχέσεις προκύπτει:

$$w = - \int_{in}^{out} v dp = -C \int_{in}^{out} \frac{dp}{p^{1/n}} = -\frac{n}{n-1} (p_{out} v_{out} - p_{in} v_{in}) = -\frac{nR}{n-1} (T_{out} - T_{in})$$

Για ισοθερμοκρασιακή μεταβολή ο εκθέτης n της πολυτροπικής μεταβολής παίρνει την τιμή 1 και η παραπάνω σχέση γίνεται:

$$w = - \int_{in}^{out} v dp = -C \int_{in}^{out} \frac{dp}{p} = -p_{in} v_{in} \ln \frac{p_{out}}{p_{in}}$$

7.3 Η ΕΙΔΙΚΗ ΠΕΡΙΠΤΩΣΗ ΤΗΣ ΟΜΟΙΟΜΟΡΦΗΣ ΚΑΤΑΣΤΑΣΗΣ - ΟΜΟΙΟΜΟΡΦΗΣ ΡΟΗΣ

Σε αναλογία με τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο, ο Δεύτερος Θερμοδυναμικός Νόμος για την ειδική αυτή περίπτωση γράφεται:

$$\frac{d}{dt}(ms)_{O.E.} + \sum \dot{m}_{out} s_{out} - \sum \dot{m}_{in} s_{in} \geq \sum_{E.E.} \frac{\dot{Q}_{O.E.}}{T}$$

Ολοκληρώνοντας ως προς τον χρόνο t έχουμε για τους όρους της παραπάνω ανισότητας:

$$\int_0^t \frac{d}{dt}(ms)_{O.E.} dt = (m_2 s_2 - m_1 s_1)_{O.E.}$$

$$\int_0^t [\sum \dot{m}_{out} s_{out}] dt = \sum m_{out} s_{out}$$

$$\int_0^t [\sum \dot{m}_{in} s_{in}] dt = \sum m_{in} s_{in}$$

και η ανισότητα γίνεται:

$$(m_2 s_2 - m_1 s_1)_{O.E.} + \sum m_{out} s_{out} - \sum m_{in} s_{in} \geq \int_0^t \sum_{E.E.} \frac{\dot{Q}_{O.E.}}{T} dt$$

Αφού έχουμε ομοιόμορφη κατάσταση σε όλο τον όγκο αναφοράς, ο όρος στο δεξί μέλος γίνεται:

$$\int_0^t \sum_{E.E.} \frac{\dot{Q}_{O.E.}}{T} dt = \int_0^t \frac{1}{T} \sum_{E.E.} \dot{Q}_{O.E.} dt = \int_0^t \frac{\dot{Q}_{O.E.}}{T} dt$$

και η ανισότητα παίρνει τη μορφή:

$$(m_2 s_2 - m_1 s_1)_{O.E.} + \sum m_{out} s_{out} - \sum m_{in} s_{in} \geq \int_0^t \frac{\dot{Q}_{O.E.}}{T} dt$$

Προσθέτοντας και τον όρο της εσωτερικής παραγωγής εντροπίας, λόγω των μη αντιστρεπτών διεργασιών που λαμβάνουν χώρα εντός του όγκου Ελέγχου, ο Δεύτερος Θερμοδυναμικός Νόμος τελικά γίνεται για την περίπτωση της ομοιόμορφης κατάστασης-ομοιόμορφης ροής:

$$(m_2 s_2 - m_1 s_1)_{O.E.} + \sum m_{out} s_{out} - \sum m_{in} s_{in} = \int_0^t \frac{\dot{Q}_{O.E.}}{T} dt + {}_1 S_2_{\Pi AP}$$

7.4 Η ΑΡΧΗ ΑΥΞΗΣΗΣ ΤΗΣ ΕΝΤΡΟΠΙΑΣ ΓΙΑ ΑΝΟΙΚΤΑ ΣΥΣΤΗΜΑΤΑ

Ο Δεύτερος Θερμοδυναμικός Νόμος υπό μορφή ανισότητας για ανοικτό σύστημα γράφεται, όπως ήδη είδαμε:

$$\frac{dS_{O.E.}}{dt} + \sum \dot{m}_{out} s_{out} - \sum \dot{m}_{in} s_{in} \geq \sum_{E.E.} \frac{\dot{Q}_{O.E.}}{T}$$

Ο πρώτος όρος αφορά στο ρυθμό αύξησης της εντροπίας εντός του Όγκου Ελέγχου. Οι τρεις άλλοι όροι αναφέρονται στη ροή της εντροπίας από την Επιφάνεια Ελέγχου. Αν T_o η θερμοκρασία του περιβάλλοντος, τότε ο ρυθμός εισόδου της εντροπίας από την Επιφάνεια Ελέγχου δίδεται:

$$\frac{dS_{E.E.}}{dt} = \sum \dot{m}_{out} s_{out} - \sum \dot{m}_{in} s_{in} - \frac{\dot{Q}_{O.E.}}{T_o}$$

Αυτός είναι και ο ρυθμός μεταβολής της εντροπίας του περιβάλλοντος. Άρα, για το συνολικό ρυθμό μεταβολής της εντροπίας θα έχουμε αθροίζοντας τις δύο παραπάνω σχέσεις:

$$\frac{dS_{\Sigma YN}}{dt} = \frac{dS_{E.E.}}{dt} + \frac{dS_{O.E.}}{dt} \geq \sum_{E.E.} \frac{\dot{Q}_{O.E.}}{T} - \frac{\dot{Q}_{O.E.}}{T_o}$$

Στην περίπτωση που η ροή θερμότητας είναι θετική θα πρέπει το T_o να είναι μεγαλύτερο του T , ενώ στην περίπτωση που είναι αρνητική θα πρέπει να ισχύει το αντίθετο. Σε κάθε περίπτωση το δεύτερο μέλος της ανίσωσης προκύπτει μεγαλύτερο του μηδενός. Άρα η παραγόμενη εντροπία (συστήματος και περιβάλλοντος, δηλαδή του σύμπαντος) είναι πάντα θετική

$$\frac{dS_{\Sigma YN}}{dt} \geq 0$$

Στην περίπτωση μόνιμης κατάστασης-μόνιμης ροής, ο όρος της μεταβολής της εντροπίας εντός του όγκου ελέγχου είναι μηδενικός, άρα η συνολική αύξηση της εντροπίας οφείλεται στον όρο του περιβάλλοντος. Σε συστήματα όμως ομοιόμορφης κατάστασης – ομοιόμορφης ροής και οι δύο όροι συνεισφέρουν στη συνολική αύξηση της εντροπίας.

8 ΑΝΑΝΤΙΣΤΡΕΠΤΟΤΗΤΑ ΚΑΙ ΔΙΑΘΕΣΙΜΟΤΗΤΑ

8.1 Η ΕΝΝΟΙΑ ΤΗΣ ΔΙΑΘΕΣΙΜΟΤΗΤΑΣ

Σε προηγούμενα κεφάλαια ασχοληθήκαμε με τη σύνδεση της εντροπικής αύξησης με την αναντιστρεπτότητα μιας θερμοδυναμικής διεργασίας. Κατά τη διάρκεια μιας μη αντιστρεπτής διεργασίας, η θερμότητα μετασχηματίζεται σε έργο σε μικρότερο βαθμό από την αντίστοιχη αντιστρεπτή, με παράλληλη αύξηση της εντροπίας. Η αύξηση της εντροπίας συνδέεται με τον περιορισμό της ικανότητάς μας να εκμεταλλευτούμε πλήρως τη θερμότητα για παραγωγή έργου, δηλαδή συνδέεται με μείωση της «ποιότητας» της ενέργειας που δίδεται στο σύστημα.

Ας θεωρήσουμε ότι διαθέτουμε μια πηγή θερμότητας σταθερής θερμοκρασίας T (θερμοδοχείο). Θα εξετάσουμε τη δυνατότητα παραγωγής έργου κάνοντας χρήση της θερμότητας αυτής. Όπως ήδη έχουμε δει, η μέγιστη ποσότητα έργου θα μας δοθεί αν χρησιμοποιήσουμε μια θερμική μηχανή που λειτουργεί με κύκλο Carnot, μεταξύ της θερμοκρασίας T του θερμοδοχείου και μιας μικρότερης θερμοκρασίας T_0 . Η μικρότερη αυτή θερμοκρασία (του ψυχοδοχείου) μας επιβάλλεται από τη θερμοκρασία του περιβάλλοντος, στο οποίο μπορεί να αποβληθεί το υπόλοιπο της προσδιδόμενης ενέργειας, αφού αφαιρεθεί το παραγόμενο έργο. Αν Q η θερμότητα που προσλαμβάνεται από το θερμοδοχείο και Q_0 η θερμότητα που αποβάλλεται στο ψυχοδοχείο, τότε από τον ορισμό της θερμοδυναμικής κλίμακας θερμοκρασιών και επειδή έχουμε αντιστρεπτό κύκλο θα ισχύει:

$$Q / T = Q_0 / T_0$$

Από τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο θα έχουμε για το παραγόμενο έργο:

$$W_{\text{ANT}} = Q - Q_0$$

Αντικαθιστώντας το Q_0 στην παραπάνω σχέση, έχουμε για το παραγόμενο έργο:

$$W_{\text{ANT}} = Q (1 - T / T_0)$$

Βλέπουμε δηλαδή ότι ακόμη και στην ιδανική περίπτωση του κύκλου Carnot δεν έχουμε στη διάθεσή μας για παραγωγή έργου όλη την ενέργεια που μας δίνεται υπό μορφή θερμότητας από το θερμοδοχείο. Μόνο ένα μέρος της μπορεί να μετατραπεί σε έργο, με το ποσοστό αυτό να δίνεται από τον όρο στην παρένθεση της παραπάνω εξίσωσης.

Ας θεωρήσουμε ένα αριθμητικό παράδειγμα. Έστω θερμοδοχείο το οποίο έχει θερμοκρασία 900 K και δίνει θερμότητα σε θερμικό κύκλο Carnot με ρυθμό 90 KJ/s. Η θερμοκρασία του περιβάλλοντος είναι 300 K. Τότε το έργο που θα παράγει ο αντιστρεπτός κύκλος στη μονάδα του χρόνου (ισχύς) θα είναι ίσο με:

$$90 (1 - 300 / 900) \text{ KJ/s} = 60 \text{ KJ/s}$$

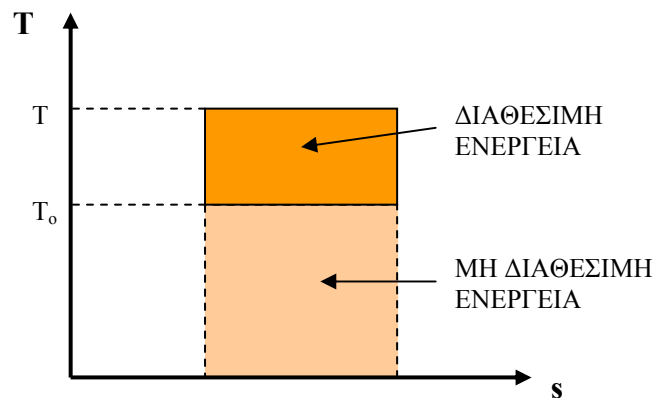
Για τη συγκεκριμένη θερμοκρασία περιβάλλοντος, μόνο τα 2/3 της

προσδιδόμενης ενέργειας υπό μορφή θερμότητας είναι διαθέσιμα για παραγωγή έργου. Ορίζουμε με τον τρόπο αυτό τη **διαθέσιμη ενέργεια** ως εξής:

Διαθέσιμη ενέργεια είναι το μέγιστο τμήμα της ενέργειας ενός συστήματος, το οποίο μπορεί να μετατραπεί με αντιστρεπτή διεργασία σε χρήσιμο έργο, μετά την οποία αποκαθίσταται ισορροπία του συστήματος με το περιβάλλον του.

Η διαθέσιμότητα εκφράζει την ικανότητα ενός συστήματος να περικλείει διαθέσιμη ενέργεια, δηλαδή τη δυνατότητά του για έκλυση διαθέσιμης ενέργειας.

ΣΧΗΜΑ 8.1
Περιγραφή της
διαθέσιμης ενέργειας
ιδανικού κύκλου, σε
διάγραμμα T-s.



Η έννοια της διαθέσιμης ενέργειας μπορεί να φανεί παραστατικά στο σχήμα 8.1, όπου παρουσιάζονται σε διάγραμμα T-s, ο ιδανικός θερμικός κύκλος Carnot καθώς και τα διάφορα ποσά ενέργειας (θερμότητα – έργο), υπό μορφή εμβαδών, που παίρνουν μέρος στον κύκλο. Η διαθέσιμη ενέργεια περιορίζεται μεταξύ των θερμοκρασιών του θερμοδοχείου T και του περιβάλλοντος T₀, ενώ το τμήμα του εμβαδού κάτω από τη θερμοκρασία T₀ δεν είναι διαθέσιμο για παραγωγή έργου.

Ας θεωρήσουμε τώρα την περίπτωση που η θερμότητα δε δίδεται υπό σταθερή θερμοκρασία αλλά, για παράδειγμα, υπό σταθερή πίεση (σχήμα 8.2, ισόθλιπτη αντιστρεπτή διεργασία). Θα μπορούσε βέβαια να είναι μια οποιαδήποτε αντιστρεπτή διεργασία. Ο μοναδικός κύκλος Carnot του προηγούμενου παραδείγματος αντικαθίσταται από διαδοχικούς απειροστούς κύκλους Carnot, με ανάλογο αποτέλεσμα όπως στο προηγούμενο παράδειγμα. Πάλι η διαθέσιμη ενέργεια δίδεται από το εμβαδόν που περιορίζεται μεταξύ της ισόθλιπτης διεργασίας στο διάγραμμα T-s και της ισοθερμοκρασιακής που αντιστοιχεί στη θερμοκρασία του περιβάλλοντος T₀. Στην περίπτωση αυτή βέβαια η θερμότητα Q που δίδεται ισόθλιπτα στο σύστημα θα προκύπτει από τη σχέση ορισμού της εντροπίας:

$$\Delta S = \int \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{\text{ANT}}$$

όπου

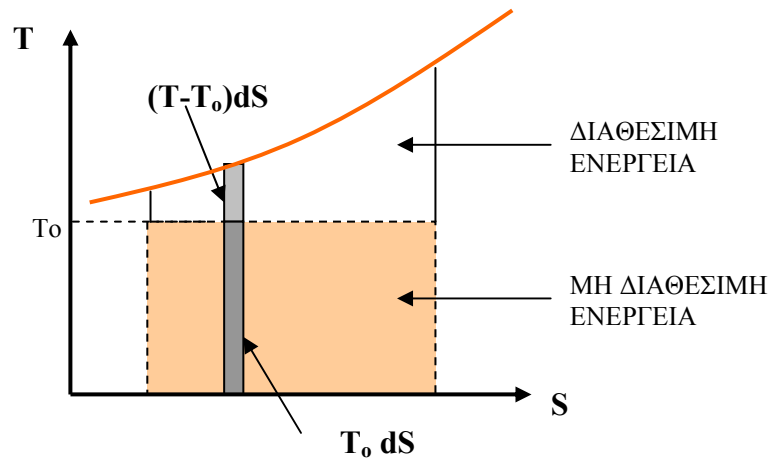
$$\Delta S = Q_0 / T_0$$

Και από τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο:

$$W_{ANT} = Q - T_0 \Delta S$$

ΣΧΗΜΑ 8.2

Διαθέσιμη και μη διαθέσιμη ενέργεια για μη ισοθερμοκρασιακή πρόσδοση θερμότητας στο σύστημα.



Το έργο αυτό ισούται και με τη διαθέσιμη ενέργεια, δηλαδή:

$$E_{\Delta} = Q - T_0 \Delta S = \int (TdS)_{ANT} - T_0 \Delta S$$

ενώ η μη διαθέσιμη ενέργεια δίδεται:

$$E_{M\Delta} = T_0 \Delta S$$

Στη συνέχεια θα εξετάσουμε μη αντιστρεπτές διεργασίες, τόσο για κλειστά όσο και για ανοικτά συστήματα.

8.2 ΜΗ ΑΝΤΙΣΤΡΕΠΤΕΣ ΔΙΕΡΓΑΣΙΕΣ ΣΕ ΚΛΕΙΣΤΑ ΣΥΣΤΗΜΑΤΑ – ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ ΑΝΑΝΤΙΣΤΡΕΠΤΟΤΗΤΑΣ

Ας θεωρήσουμε ένα κλειστό σύστημα, το οποίο δέχεται ποσό θερμότητας ${}_1Q_2$, από θερμοδοχείο T_H , παράγοντας έργο ${}_1W_2$ με μη αντιστρεπτό τρόπο. Ας θεωρήσουμε για απλότητα ότι δεν υπάρχει μεταβολή τόσο στην κινητική ενέργεια όσο και στη δυναμική ενέργεια του συστήματος (από βαρυτικά ή άλλα πεδία). Έτσι ο Πρώτος Θερμοδυναμικός Νόμος γράφεται στη μορφή:

$${}_1Q_2 = (U_2 - U_1) + {}_1W_2$$

Η συνολική μεταβολή της εντροπίας (συστήματος και περιβάλλοντος), όπως έχουμε ήδη εξετάσει, θα είναι:

$$\Delta S_{M.A.} = \Delta S_{\Sigma Y \Sigma} + \Delta S_{\Pi \Pi \Pi} = (S_2 - S_1) - {}_1Q_2/T_H > 0$$

Ας συγκρίνουμε την παραπάνω διεργασία με την αντίστοιχη αντιστρεπτή, η οποία δέχεται την ίδια ποσότητα θερμότητας ${}_1Q_2$ από το ίδιο θερμοδοχείο θερμοκρασίας T_H , μεταξύ των δύο ίδιων ακραίων καταστάσεων 1 και 2. Στην περίπτωση αυτή η συνολική αύξηση εντροπίας (συστήματος και περιβάλλοντος) είναι ίση με το μηδέν. Δηλαδή:

$$\Delta S_{ANT.} = \Delta S_{\Sigma Y \Sigma} + \Delta S_{\Pi \Pi \Pi} = 0$$

Συγκρίνοντας τις δυο προηγούμενες σχέσεις, για να επιτευχθεί μηδενική αύξηση της συνολικής εντροπίας πρέπει στην περίπτωση της μη αντιστρεπτής μεταβολής να αφαιρεθεί κάποιο ποσό εντροπίας, ώστε να έχουμε συνολικό άθροισμα μηδέν. Το ποσό αυτό ισούται με το πηλίκο του ποσού θερμότητας Q_o^{ANT} που αφαιρείται αντιστρεπτά από το περιβάλλον προς τη θερμοκρασία του περιβάλλοντος T_o (ώστε το ποσό θερμότητας να είναι ελάχιστο). Τότε θα έχουμε για την αντιστρεπτή διεργασία:

$$\Delta S_{ANT.} = (S_2 - S_1) - {}_1Q_2/T_H - Q_o^{ANT} / T_o = 0$$

ή

$$Q_o^{ANT} = T_o (S_2 - S_1) - {}_1Q_2 T_o / T_H$$

Από το Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο θα έχουμε για το συγκεκριμένο αντιστρεπτό κύκλο:

$${}_1W_2^{ANT} = {}_1Q_2 + Q_o^{ANT} - (U_2 - U_1)$$

και με αντικατάσταση από την προηγούμενη σχέση:

$${}_1W_2^{ANT} = T_o (S_2 - S_1) - (U_2 - U_1) + {}_1Q_2 (1 - T_o / T_H)$$

Συγκρίνοντας με το αντίστοιχο μη αντιστρεπτό έργο

$${}_1W_2 = {}_1Q_2 - (U_2 - U_1)$$

και αφαιρώντας τις αντίστοιχες σχέσεις μεταξύ τους προκύπτει:

$$\begin{aligned} {}_1I_2 &= {}_1W_2^{ANT} - {}_1W_2 = \\ &= T_o (S_2 - S_1) - {}_1Q_2 (T_o / T_H) = T_o [(S_2 - S_1) - {}_1Q_2 / T_H] \end{aligned}$$

ή

$${}_1I_2 = T_o \Delta S_{M.A.}$$

Η συνάρτηση I (από τον αγγλικό όρο irreversibility) είναι ένα μέτρο της αναντιστρεπτότητας μιας πραγματικής διεργασίας και όπως είδαμε συνδέεται άμεσα με την αύξηση της συνολικής εντροπίας. Με τη χρήση της διαφοράς έργων για τον ορισμό της, έχουμε ένα τρόπο έκφρασης της αναντιστρεπτότητας με όρους ενέργειας, αντί να χρησιμοποιηθούν όροι εντροπίας. Στην περίπτωση

που η μεταβολή της ενέργειας του συστήματος περιελάμβανε και όρους δυναμικής και κινητικής ενέργειας, στην παραπάνω ανάλυση στη θέση της εσωτερικής ενέργειας θα έπρεπε να τοποθετηθεί η συνολική ενέργεια E του συστήματος.

8.3 ΜΗ ΑΝΤΙΣΤΡΕΠΤΕΣ ΔΙΕΡΓΑΣΙΕΣ ΣΕ ΑΝΟΙΚΤΑ ΣΥΣΤΗΜΑΤΑ – ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ ΑΝΑΝΤΙΣΤΡΕΠΤΟΤΗΤΑΣ

Η προηγούμενη ανάλυση θα επαναληφθεί τόσο για συστήματα μόνιμης κατάστασης-μόνιμης ροής, όσο και για συστήματα ομοιόμορφης κατάστασης-ομοιόμορφης ροής.

Διεργασία μόνιμης κατάστασης-μόνιμης ροής

Το αντιστρεπτά παραγόμενο ανά μονάδα μάζας έργο δίνεται αντίστοιχα:

$$w^{ANT} = T_o (s_{out} - s_{in}) - (h_{t out} - h_{t in}) + q (1 - T_o / T_H)$$

με την αναντιστρεπτότητα ανά μονάδα μάζας να δίνεται αντίστοιχα:

$$\begin{aligned} i &= w^{ANT} - w = T_o (s_{out} - s_{in}) - q (T_o / T_H) = \\ &= T_o [(s_{out} - s_{in}) - q / T_H] = \\ &= T_o [ds_{ΣΥΣ} + ds_{ΠΕΡ}] = \\ &= T_o ds_{ΣΥΝ} \end{aligned}$$

Διεργασία ομοιόμορφης κατάστασης-ομοιόμορφης ροής

Στην περίπτωση αυτή το σύστημα, εκτελώντας τη διεργασία, μεταβαίνει από την κατάσταση 1 στην κατάσταση 2. Η ροή στη γενική περίπτωση είναι και εισερχόμενη (in) και εξερχόμενη (out) του συστήματος, με τις αντίστοιχες καταστάσεις να συμβολίζονται ανάλογα:

$$\begin{aligned} W^{ANT} &= T_o (m_2 s_2 - m_1 s_1) - (m_2 e_2 - m_1 e_1) + \\ &+ T_o (m_{out} s_{out} - m_{in} s_{in}) - (m_{out} h_{t out} - m_{in} h_{t in}) + Q (1 - T_o / T_H) \end{aligned}$$

Η παραπάνω σχέση προκύπτει ως συνδυασμός της σχέσης που αναφέρεται σε κλειστό σύστημα (αρχική και τελική κατάσταση) και των όρων ροής του ανοικτού συστήματος της προηγούμενης περίπτωσης.

Από τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο για τη μη αντιστρεπτή διεργασία, έχουμε (όπως έχουμε αναπτύξει σε προηγούμενο κεφάλαιο):

$$W = - (m_2 e_2 - m_1 e_1) - (m_{out} h_{t out} - m_{in} h_{t in}) + Q$$

Η αναντιστρεπτότητα στην περίπτωση αυτή δίνεται:

$$I = W^{ANT} - W =$$

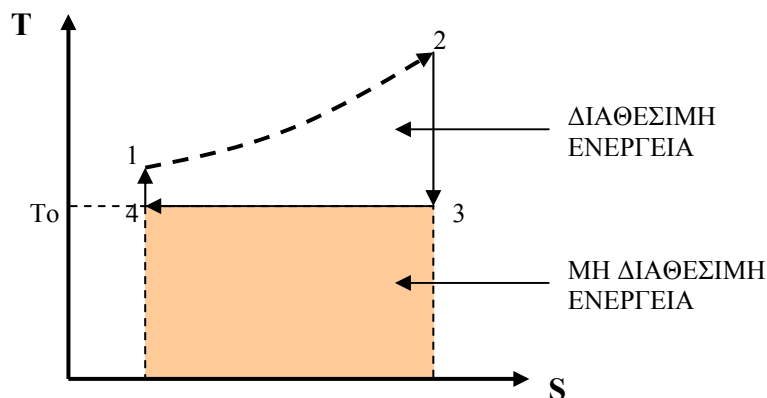
$$\begin{aligned}
&= T_o (m_2 s_2 - m_1 s_1) + T_o (m_{out} s_{out} - m_{in} s_{in}) - Q (T_o / T_H) = \\
&= T_o [m_2 s_2 - m_1 s_1 + m_{out} s_{out} - m_{in} s_{in} - Q / T_H] = \\
&= T_o [\Delta S_{\Sigma \Sigma \Sigma} + \Delta S_{\Pi \Pi \Pi}] = \\
&= T_o \Delta S_{\Sigma \Sigma \Sigma}
\end{aligned}$$

Το αποτέλεσμα δηλαδή είναι αντίστοιχο με τις προηγούμενες περιπτώσεις.

8.4 ΜΗ ΑΝΤΙΣΤΡΕΠΤΕΣ ΔΙΕΡΓΑΣΙΕΣ - ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ ΔΙΑΘΕΣΙΜΟΤΗΤΑΣ - ΕΞΕΡΓΕΙΑ

Εξετάσαμε στην αρχή του κεφαλαίου τη διαθεσιμότητα της ενέργειας στην περίπτωση που έχουμε αντιστρεπτή διεργασία κλειστού συστήματος. Θα εξετάσουμε στη συνέχεια την περίπτωση που η εκτελούμενη διεργασία είναι μη αντιστρεπτή, είτε για κλειστά είτε για ανοικτά συστήματα.

ΣΧΗΜΑ 8.3
Διαθέσιμη και μη
διαθέσιμη ενέργεια για
μη αντιστρεπτή
διεργασία.



Στην περίπτωση μιας μη αντιστρεπτής διεργασίας, για να έχουμε πλήρη εκμετάλλευση της ενέργειας του συστήματος, θα πρέπει το σύστημα να φτάσει σε κατάσταση πλήρους ισορροπίας με το περιβάλλον του, ώστε καμία άλλη διεργασία να μην είναι δυνατό να πραγματοποιηθεί. Στην κατάσταση ισορροπίας έχουμε θερμική ισορροπία (ισότητα θερμοκρασιών), μηχανική ισορροπία (ισότητα πιέσεων και απουσία κίνησης) και χημική ισορροπία (απουσία χημικών αντιδράσεων). Το σύστημα επίσης θα πρέπει να αποκτήσει την ελάχιστη δυνατή δυναμική ενέργεια (λόγω ύψους), αφού σε οποιοδήποτε ψηλότερο σημείο έχει ακόμη τη δυνατότητα παραγωγής έργου. Έτσι, αν το σύστημά μας εκτελέσει μια αντιστρεπτή διεργασία μέχρι την κατάσταση ισορροπίας με το περιβάλλον, θα έχει εκμεταλλευτεί πλήρως τη διαθέσιμη ενέργειά του και προφανώς θα έχει παραχθεί το μέγιστο δυνατό έργο, αφού η απορριπτόμενη ενέργεια (μη διαθέσιμη) θα είναι η ελάχιστη.

Στο σχήμα 8.3 φαίνεται μια μη αντιστρεπτή διεργασία μεταξύ των σημείων

1 και 2. Για πλήρη εκμετάλλευση της διαθέσιμης ενέργειας εκτελούμε τον κύκλο 12341, όπου οι διεργασίες 23 (αδιαβατική εκτόνωση), 34 (ισοθερμοκρασιακή ψύξη), 41 (αδιαβατική συμπίεση) είναι αντιστρεπτές και η απόρριψη θερμότητας στο περιβάλλον γίνεται μόνο κατά την ισοθερμοκρασιακή ψύξη 34. Η θερμότητα αυτή είναι το μη διαθέσιμο τμήμα της ενέργειας του συστήματος. Το ποσό αυτό της θερμότητας καθορίζει και τη διαθέσιμη ενέργεια του συστήματος.

8.4.1 Κλειστά συστήματα

Ας θεωρήσουμε κλειστό σύστημα, το οποίο εκτελεί τυχαία μεταβολή 12. Τότε το μέγιστο δυνατό αντιστρεπτό έργο ${}_1W_2^{ANT}$ δίδεται, όπως είδαμε σε προηγούμενη παράγραφο:

$${}_1W_2^{ANT} = T_0 (S_2 - S_1) - (U_2 - U_1) + {}_1Q_2 (1 - T_0 / T_H)$$

Στην περίπτωση που δεν είναι αμελητέα η μεταβολή της κινητικής και της δυναμικής ενέργειας, η προηγούμενη σχέση γίνεται:

$${}_1W_2^{ANT} = T_0 (S_2 - S_1) - (E_2 - E_1) + {}_1Q_2 (1 - T_0 / T_H)$$

Ο τελευταίος όρος της σχέσης αυτής αναφέρεται στη μη διαθέσιμη ενέργεια που απορρίπτεται ως θερμότητα στο περιβάλλον. Οπότε η διαθέσιμη ενέργεια θα είναι:

$$\begin{aligned} E_\Delta &= T_0 (S_2 - S_1) - (E_2 - E_1) = \\ &= T_0 (S_2 - S_1) - (U_2 + gZ_2 + C_2^2/2) + (U_1 + gZ_1 + C_1^2/2) \end{aligned}$$

Η θέση 2, για μέγιστο διαθέσιμο έργο, αντιστοιχεί στην κατάσταση που έχουμε ισορροπία με το περιβάλλον, οπότε:

$$E_\Delta = T_0 (S_0 - S_1) - (U_0 + gZ_0 + C_0^2/2) + (U_1 + gZ_1 + C_1^2/2)$$

Η παραπάνω ποσότητα γίνεται μέγιστη, όταν η κινητική ενέργεια στην κατάσταση του περιβάλλοντος μηδενιστεί, δηλαδή:

$$\begin{aligned} E_\Delta &= T_0 (S_0 - S_1) - (U_0 + gZ_0) + (U_1 + gZ_1 + C_1^2/2) = \\ &= (U_1 + gZ_1 + C_1^2/2 - T_0 S_1) - (U_0 + gZ_0 - T_0 S_0) \end{aligned}$$

Για να υπερνικηθεί η πίεση που εξασκεί το περιβάλλον στη μεταβολή του όγκου του συστήματος πρέπει να καταναλωθεί κάποιο έργο. Το έργο αυτό είναι έργο ογκομεταβολής και ισούται με:

$$p_0 (V_0 - V_1)$$

το οποίο δεν είναι διαθέσιμο και συνεπώς πρέπει να αφαιρεθεί από την προηγούμενη εξίσωση. Άρα τελικά:

$$E_\Delta = (U_1 + gZ_1 + C_1^2/2 - T_0 S_1 + p_0 V_1) - (U_0 + gZ_0 - T_0 S_0 + p_0 V_0)$$

Η παραπάνω συνάρτηση εξαρτάται μόνο από καταστατικά μεγέθη, δηλαδή είναι συνάρτηση της κατάστασης και συνεπώς ισχύει για οποιαδήποτε μεταβολή.

Συμβολίζεται με το γράμμα Φ και ονομάζεται **συνάρτηση διαθεσιμότητας**. Επειδή μάλιστα το περιβάλλον είναι σταθερό σημείο αναφοράς για όλα τα σημεία μιας διεργασίας και μας ενδιαφέρουν οι μεταβολές, έχουμε:

$$\Phi = (U + gZ + C^2/2 - T_o S + p_o V)$$

Έτσι, ανεξάρτητα από την αντιστρεπτότητα ή μη της διεργασίας, η μεταβολή της διαθέσιμης ενέργειας κατά τη μετακίνηση από ένα σημείο 1 σε κάποιο άλλο σημείο 2 θα δίνεται:

$$\Delta E_{\Delta} = \Phi_1 - \Phi_2$$

Σε αρκετές περιπτώσεις δε λαμβάνονται υπ' όψιν η κινητική και η δυναμική ενέργεια στον υπολογισμό της παραπάνω συνάρτησης, όταν οι μεταβολές τους είναι μικρές.

8.4.2 Ανοικτά συστήματα

Ας θεωρήσουμε την περίπτωση ανοικτού συστήματος που εκτελεί διεργασία μόνιμης κατάστασης - μόνιμης ροής.

Όπως είδαμε σε προηγούμενη παράγραφο, το μέγιστο αντιστρεπτό έργο κατά τη διάρκεια της διεργασίας δίδεται από τη σχέση:

$$w^{ANT} = T_o (s_{out} - s_{in}) - (h_{t out} - h_{t in}) + q (1 - T_o / T_H)$$

Ο τελευταίος όρος σχετίζεται με τη διαθεσιμότητα λόγω της ροής θερμότητας και είναι ανεξάρτητος της ροής. Επίσης το διαθέσιμο έργο μεγιστοποιείται για συνθήκες εξόδου ίδιες με αυτές του περιβάλλοντος, μηδενική ταχύτητα ροής και για υψόμετρο το ελάχιστο δυνατό Z_o . Έτσι έχουμε:

$$\begin{aligned} w^{ANT} &= T_o s_o - T_o s - (h_{t o} - h_t) + q (1 - T_o / T_H) \\ &= (h - T_o s + C^2/2 + gZ) - (h_o - T_o s_o + gZ_o) + q (1 - T_o / T_H) \end{aligned}$$

Η μέγιστη δυνατότητα παραγωγής έργου, χωρίς τη συνεισφορά της θερμότητας ονομάζεται **εξέργεια**, συμβολίζεται με ψ και δίνεται από τη σχέση:

$$\psi = (h - T_o s + C^2/2 + gZ) - (h_o - T_o s_o + gZ_o)$$

Ως συνάρτηση καταστατικών μεγεθών είναι καταστατικό μέγεθος ανεξάρτητο της διαδρομής. Επειδή μας ενδιαφέρουν μεταβολές της εξέργειας, παίρνουμε ως αναφορά το περιβάλλον, οπότε έχουμε:

$$\psi = h - T_o s + C^2/2 + gZ$$

Έτσι η απώλεια διαθέσιμης ενέργειας κατά τη ροή δίνεται από τη σχέση:

$$\Delta E_{\Delta} = \psi_1 - \psi_2$$

Για μικρές μεταβολές του ύψους και της κινητικής ενέργειας, οι αντίστοιχοι όροι μπορούν να θεωρηθούν αμεληταίοι.

9 ΘΕΡΜΟΔΥΝΑΜΙΚΕΣ ΣΧΕΣΕΙΣ

9.1 Η ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ HELMHOLTZ (ΕΛΕΥΘΕΡΗ ΕΝΕΡΓΕΙΑ)

Αντίστοιχα με το ορισμό της ενθαλπίας ως καταστατικό μέγεθος, ορίζουμε ένα νέο μέγεθος, τη **συνάρτηση Helmholtz ή ελεύθερη ενέργεια a** , ως εξής:

$$a = u - Ts$$

ή αντίστοιχα:

$$A = U - TS$$

Με διαφορίση της πρώτης σχέσης έχουμε:

$$da = du - d(Ts) = du - T ds - s dT$$

Όμως από τη σχέση του Gibbs έχουμε για αντιστρεπτή στοιχειώδη μεταβολή:

$$T ds = du + p dv$$

και με αντικατάσταση:

$$da = -p dv - s dT$$

Προφανώς για ισοθερμοκρασιακή διεργασία θα ισχύει

$$da = -p dv$$

και

$$a_1 - a_2 = \int_1^2 p dv$$

Συνεπώς σε μία αντιστρεπτή ισοθερμοκρασιακή διεργασία κλειστού συστήματος, η μεταβολή της ελεύθερης ενθαλπίας ισούται με το έργο ογκομεταβολής που δίδεται στο σύστημα.

Στην περίπτωση που η διεργασία είναι και ισόχωρη, ισχύει:

$$da = 0$$

δηλαδή σε μία αντιστρεπτή ισόχωρη ισοθερμοκρασιακή μεταβολή η ελεύθερη ενέργεια παραμένει σταθερή.

Ας θεωρήσουμε κλειστό σύστημα που εκτελεί διεργασία με ανταλλαγή μόνο θερμότητας με το περιβάλλον, ξεκινώντας και καταλήγοντας στην ίδια θερμοκρασία T_0 του περιβάλλοντος. Αν 1 και 2 συμβολίζονται αντίστοιχα η αρχική και η τελική κατάσταση του συστήματος, τότε η μέγιστη θερμότητα που προσλαμβάνει το σύστημα από το περιβάλλον είναι:

$$q_{\max} = T_o (s_2 - s_1)$$

οπότε το μέγιστο δυνατό έργο που μπορεί να παράγει το σύστημα δίδεται από το Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο:

$$\begin{aligned} w_{\max} &= u_1 - u_2 + q_{\max} = u_1 - u_2 + T_o (s_2 - s_1) = \\ &= (u_1 - T_o s_1) - (u_2 - T_o s_2) = a_1 - a_2 \end{aligned}$$

Δηλαδή σε ένα κλειστό σύστημα που εκτελεί διεργασία με την αρχική και τελική της θερμοκρασία να ταυτίζεται με αυτήν του περιβάλλοντος, το μέγιστο δυνατό παραγόμενο έργο ισούται με τη μείωση της ελεύθερης ενέργειας του συστήματος.

9.2 ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ GIBBS (ΕΛΕΥΘΕΡΗ ΕΝΘΑΛΠΙΑ)

Με τρόπο αντίστοιχο ορίζεται η **συνάρτηση Gibbs ή ελεύθερη ενθαλπία g**, ως:

$$g = h - Ts$$

ή

$$G = H - TS$$

Με διαφορίση της πρώτης σχέσης έχουμε:

$$dg = dh - d(Ts) = dh - T ds - s dT$$

Από την εξίσωση του Gibbs για απειροστή αντιστρεπτή διεργασία:

$$dh = T ds + v dp$$

και με αντικατάσταση στην προηγούμενη σχέση:

$$dg = v dp - s dT$$

Για μια αντιστρεπτή ισοθερμοκρασιακή διεργασία θα ισχύει:

$$dg = v dp$$

ή

$$g_2 - g_1 = \int_1^2 v dp$$

Στην περίπτωση που η διεργασία είναι και ισόθλιπη, προφανώς θα ισχύει:

$$dg = 0$$

Παράδειγμα τέτοιας διεργασίας (αντιστρεπτή ισοθερμοκρασιακή και

ισόθλιπτη) είναι, όπως θα δούμε, η αλλαγή φάσης του ατμού, όπου τότε η ελεύθερη ενθαλπία του σώματος παραμένει σταθερή.

Οι δύο συναρτήσεις που ορίσαμε παραπάνω ως συναρτήσεις καταστατικών μεγεθών είναι καταστατικά μεγέθη και συνεπώς δεν εξαρτώνται από τη διαδρομή αλλά μόνο από την αρχική και την τελική κατάσταση.

9.3 Η ΕΛΕΥΘΕΡΗ ΕΝΕΡΓΕΙΑ ΚΑΙ Η ΕΛΕΥΘΕΡΗ ΕΝΘΑΛΠΙΑ ΩΣ ΘΕΡΜΟΔΥΝΑΜΙΚΕΣ ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ

Η θεμελίωση της Θερμοδυναμικής που ακολουθήθηκε, ξεκίνησε από την υιοθέτηση ως βασικών θερμοδυναμικών μεγεθών της πίεσης p , του όγκου v και της θερμοκρασίας T . Στη συνέχεια προστέθηκε η εσωτερική ενέργεια u , η εντροπία s , η ενθαλπία h , η ελεύθερη ενέργεια a και η ελεύθερη ενθαλπία g . Οι σχέσεις που συνδέουν τα παραπάνω καταστατικά μεγέθη μεταξύ τους δίδονται στη συνέχεια ομαδοποιημένες:

$$du = T ds - p dv$$

$$dh = T ds + v dp$$

$$da = -s dT - p dv$$

$$dg = -s dT + v dp$$

Επειδή μόνο (οποιαδήποτε) δύο από τα παραπάνω καταστατικά μεγέθη είναι ανεξάρτητα μεταξύ τους, μπορούμε να αναλύσουμε κάθε ένα από τα παραπάνω διαφορικά του πρώτου μέλους των εξισώσεων, κάνοντας χρήση μερικών παραγώγων, ως προς τα μεγέθη που είναι σε μορφή διαφορικού στα αντίστοιχα δεύτερα μέλη των παραπάνω εξισώσεων. Τότε για κάθε μία σχέση προκύπτει αντίστοιχα:

$$du = \left(\frac{\partial u}{\partial s} \right)_v ds + \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_s dv$$

$$dh = \left(\frac{\partial h}{\partial s} \right)_p ds + \left(\frac{\partial h}{\partial p} \right)_s dp$$

$$da = \left(\frac{\partial a}{\partial T} \right)_v dT + \left(\frac{\partial a}{\partial v} \right)_T dv$$

$$dg = \left(\frac{\partial g}{\partial T} \right)_p dT + \left(\frac{\partial g}{\partial p} \right)_T dp$$

Οι αντίστοιχοι συντελεστές των εξισώσεων πρέπει να είναι ίσοι μεταξύ τους και συνεπώς προκύπτει ότι:

$$\left(\frac{\theta u}{\theta s}\right)_v = T$$

$$\left(\frac{\theta u}{\theta v}\right)_s = -p$$

$$\left(\frac{\theta h}{\theta s}\right)_p = T$$

$$\left(\frac{\theta h}{\theta p}\right)_s = v$$

$$\left(\frac{\theta a}{\theta T}\right)_v = -s$$

$$\left(\frac{\theta a}{\theta v}\right)_T = -p$$

$$\left(\frac{\theta g}{\theta T}\right)_p = -s$$

$$\left(\frac{\theta g}{\theta p}\right)_T = v$$

Δηλαδή κάθε μία από τις θερμοδυναμικές μεταβλητές p , v , T μπορεί να γραφεί ως συνάρτηση των υπόλοιπων πέντε μεγεθών s , u , h , a , g . Έτσι, η θεμελίωση της Θερμοδυναμικής θα μπορούσε κάλλιστα να ξεκινήσει χωρίς να θεωρηθούν ως βασικά μεγέθη τα τρία πρώτα (p , v , T), αλλά η ενέργεια και η εντροπία και τα υπόλοιπα μεγέθη να προκύψουν ως παράγωγα.

9.4 ΟΙ ΕΞΙΣΩΣΕΙΣ MAXWELL

Οι τέσσερις πρώτες σχέσεις της προηγούμενης παραγράφου μπορούν να γραφούν στη γενική μορφή:

$$dz = M dx + N dy$$

όπου τα z , M , N είναι συναρτήσεις των x , y και τέλεια διαφορικά, συνεπώς θα ισχύει:

$$\left(\frac{\theta M}{\theta y}\right)_x = \left(\frac{\theta N}{\theta x}\right)_y$$

Η παραπάνω σχέση γράφεται για τα μεγέθη των τεσσάρων εξισώσεων ως:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_s = -\left(\frac{\partial p}{\partial s}\right)_v$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_s = \left(\frac{\partial v}{\partial s}\right)_p$$

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v = \left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_T$$

$$\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = -\left(\frac{\partial s}{\partial p}\right)_T$$

Οι παραπάνω εξισώσεις ονομάζονται **Εξισώσεις Maxwell** και ισχύουν για ένα απλό συμπιεστό σώμα. Μας επιτρέπουν να μετρήσουμε μεταβολές ενός μη μετρήσιμου μεγέθους όπως η εντροπία σε συνάρτηση μεταβολών μετρήσιμων μεγεθών, όπως η πίεση, ο όγκος και η θερμοκρασία.

Οι παραπάνω εξισώσεις δε συνδέονται με θερμοδυναμικές διεργασίες αλλά με καταστάσεις ισορροπίας.

9.5 ΟΙ ΕΞΙΣΩΣΕΙΣ Tds

9.5.1 Πρώτη Εξίσωση Tds

Η εντροπία γράφεται ως συνάρτηση των T και v, δηλαδή:

$$ds = \left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_v dT + \left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_T dv$$

Πολλαπλασιάζοντας με τη θερμοκρασία έχουμε:

$$T ds = T \left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_v dT + T \left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_T dv$$

Επειδή για αντιστρεπτή μεταβολή ισχύει:

$$\delta q = T ds$$

θα έχουμε:

$$\delta q / dT = T ds / dT$$

ενώ αν η συναλλαγή είναι υπό σταθερό όγκο, προκύπτει από τον ορισμό της ειδικής θερμοχωρητικότητας υπό σταθερό όγκο ότι:

$$(\partial q / \partial T)_v = c_v = T (\partial s / \partial T)_v$$

Με αντικατάσταση έχουμε:

$$T ds = c_v dT + T \left(\frac{\theta s}{\theta v} \right)_T dv$$

Από τις σχέσεις Maxwell:

$$\left(\frac{\theta s}{\theta v} \right)_T = \left(\frac{\theta p}{\theta T} \right)_v$$

και με αντικατάσταση:

$$T ds = c_v dT + T \left(\frac{\theta p}{\theta T} \right)_v dv$$

Η παραπάνω εξίσωση εκφράζει το ποσό θερμότητας για απειροστή μεταβολή του συστήματος, συναρτήσει μεταβολών θερμοκρασίας και όγκου. Ο υπολογισμός αυτός είναι δυνατός, αν είναι γνωστή η ειδική θερμοχωρητικότητα υπό σταθερό όγκο και η καταστατική εξίσωση για τον υπολογισμό της μερικής παραγώγου.

9.5.2 Δεύτερη Εξίσωση Tds

Αν θεωρήσουμε την εντροπία ως συνάρτηση της θερμοκρασίας και της πίεσης, θα έχουμε:

$$ds = \left(\frac{\theta s}{\theta T} \right)_p dT + \left(\frac{\theta s}{\theta p} \right)_T dp$$

και πολλαπλασιάζοντας με τη θερμοκρασία:

$$Tds = T \left(\frac{\theta s}{\theta T} \right)_p dT + T \left(\frac{\theta s}{\theta p} \right)_T dp$$

Όμοια όπως προηγουμένως αλλά για αντιστρεπτή ισόθλιπτη μεταβολή θα έχουμε:

$$\delta q / dT = T ds / dT$$

και από τον ορισμό της θερμοχωρητικότητας υπό σταθερή πίεση:

$$(\theta q / \theta T)_p = c_p = T (\theta s / \theta T)_p$$

Με αντικατάσταση έχουμε:

$$Tds = c_p dT + T \left(\frac{\theta s}{\theta p} \right)_T dp$$

Από τις εξισώσεις Maxwell ισχύει:

$$\left(\frac{\theta s}{\theta p}\right)_T = -\left(\frac{\theta v}{\theta T}\right)_p$$

και με αντικατάσταση προκύπτει:

$$Tds = c_p dT - T\left(\frac{\theta v}{\theta T}\right)_p dp$$

Η παραπάνω σχέση εκφράζει το ποσό θερμότητας για απειροστή αντιστρεπτή μεταβολή συναρτήσει των μεταβολών της θερμοκρασίας και της πίεσης.

9.5.3 Τρίτη Εξίσωση Tds

Θεωρούμε την εντροπία ως συνάρτηση της πίεσης και του όγκου και έχουμε:

$$ds = \left(\frac{\theta s}{\theta p}\right)_v dp - \left(\frac{\theta s}{\theta v}\right)_p dv$$

Πολλαπλασιάζοντας με τη θερμοκρασία έχουμε:

$$Tds = T\left(\frac{\theta s}{\theta p}\right)_v dp - T\left(\frac{\theta s}{\theta v}\right)_p dv$$

Οι δύο μερικές παράγωγοι γίνονται αντίστοιχα:

$$T\left(\frac{\theta s}{\theta p}\right)_v = T\left(\frac{\theta s}{\theta T}\right)_v \left(\frac{\theta T}{\theta p}\right)_v$$

και

$$T\left(\frac{\theta s}{\theta v}\right)_p = T\left(\frac{\theta s}{\theta T}\right)_p \left(\frac{\theta T}{\theta v}\right)_p$$

Όμως έχουμε ήδη δει ότι:

$$(Tds/dT)_v = (\theta q / \theta T)_v = c_v$$

και

$$(Tds/dT)_p = (\theta q / \theta T)_p = c_p$$

οπότε οι σχέσεις γίνονται:

$$T \left(\frac{\theta_s}{\theta_p} \right)_v = c_v \left(\frac{\theta T}{\theta p} \right)_v$$

και

$$T \left(\frac{\theta_s}{\theta v} \right)_p = c_p \left(\frac{\theta T}{\theta v} \right)_p$$

Από τον ορισμό του συντελεστή κατ' όγκον διαστολής β και της ισοθερμοκρασιακής συμπίεστότητας k έχουμε:

$$\beta = (1/v)(\theta v/\theta T)_p$$

και

$$k = - (1/v)(\theta v/\theta p)_T$$

ενώ από τη σχέση

$$\left(\frac{\theta p}{\theta T} \right)_v \left(\frac{\theta T}{\theta v} \right)_p \left(\frac{\theta v}{\theta p} \right)_T = -1$$

προκύπτει ότι

$$(\theta T/\theta p)_v = k / \beta$$

και από τον ορισμό του β :

$$(\theta T/\theta v)_p = 1/(v\beta)$$

Με αντικατάσταση έχουμε τελικά:

$$T ds = [k/\beta] c_v dp + [1/(v\beta)] c_p dv$$

η οποία είναι γνωστή ως τρίτη εξίσωση Tds και δίνει το ποσό θερμότητας σε αντιστρεπτή μεταβολή συναρτήσει των μεταβολών της πίεσης και του όγκου.

Οι πρώτες δύο εξισώσεις μπορούν να γραφούν και αυτές συναρτήσει των k και β αντίστοιχα:

$$T ds = c_v dT + T (\beta/k) dv$$

και

$$T ds = c_p dT - T v \beta dp$$

10 ΘΕΡΜΟΔΥΝΑΜΙΚΗ ΔΥΟ ΦΑΣΕΩΝ

10.1 ΓΕΝΙΚΑ

Έχει ήδη αναφερθεί ότι τα σώματα που απαρτίζουν ένα θερμοδυναμικό σύστημα μπορούν να βρίσκονται σε διαφορετικές φάσεις.

Ο όρος φάση αναφέρεται σε μία ομογενή περιοχή της ύλης, δηλαδή εκεί που τόσο η χημική σύσταση όσο και η μοριακή δομή (κατά συνέπεια και οι ιδιότητες) διατηρούνται ίδιες σε όλη της την έκταση. Αποτελεί τμήμα ενός συστήματος και διαχωρίζεται από τα υπόλοιπα τμήματα με μία επιφάνεια.

Για παράδειγμα το νερό μπορεί να βρίσκεται σε στερεή, υγρή ή αέρια φάση. Οι φάσεις αυτές μπορεί να συνυπάρχουν, διαχωριζόμενες από επιφάνειες. Έτσι, μέσα σε κλειστό δοχείο με νερό όπου έχει αφαιρεθεί ο αέρας συνυπάρχει η υγρή με την αέρια φάση.

Εκτός των τριών αυτών φάσεων μπορεί να υπάρχουν και περισσότερες. Έτσι, τα κρυσταλλικά στερεά μπορεί να βρίσκονται υπό περισσότερες της μίας στερεές φάσεις, είτε σε διαφορετικές συνθήκες θερμοκρασίας και περιεκτικότητας, είτε στην ίδια κατάσταση σε διαφορετικές περιοχές, οι οποίες χωρίζονται μεταξύ τους με επιφάνειες διαχωρισμού. Ο πάγος για παράδειγμα μπορεί να εμφανιστεί σε δύο διαφορετικές κρυσταλλικές δομές, οι οποίες αποτελούν δύο διαφορετικές φάσεις.

Στη συνέχεια θα ασχοληθούμε ιδιαίτερα με τις φάσεις του νερού και ειδικά με τους μετασχηματισμούς από τη μια φάση στην άλλη.

10.2 ΛΑΝΘΑΝΟΥΣΑ ΘΕΡΜΟΤΗΤΑ ΑΛΛΑΓΗΣ ΦΑΣΗΣ

Θα εξετάσουμε τώρα την περίπτωση που κατά τη διάρκεια της μεταβολής που εκτελεί το σώμα παρατηρείται αλλαγή φάσης.

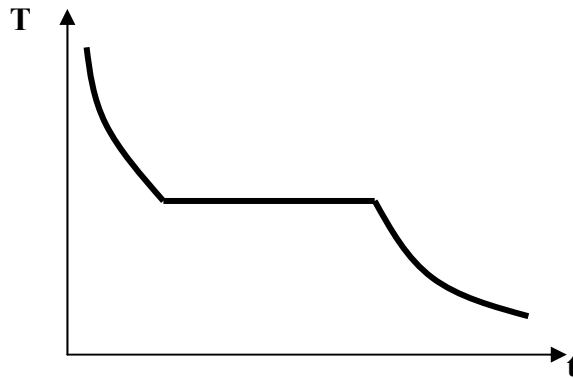
Ορίζουμε ως λανθάνουσα θερμότητα την ενέργεια που χρειάζεται να προσδοθεί σε (ή να αφαιρεθεί από) μία ουσία στη μονάδα της μάζας για τη μετάβαση της ουσίας από μία φάση σε άλλη.

Συνήθως η αλλαγή αυτή της φάσης, για τις περιπτώσεις που μας ενδιαφέρουν, γίνεται υπό σταθερή πίεση. Όταν έχουμε αλλαγή φάσης μεταξύ στερεού και υγρού σε ένα καθαρό κρυσταλλικό σώμα, η αλλαγή αυτή γίνεται υπό σταθερή θερμοκρασία, χαρακτηριστική του σώματος, που ονομάζεται σημείο τήξης (ή πήξης). Δηλαδή η καμπύλη μεταβολής της θερμοκρασίας του σώματος με το χρόνο εμφανίζει σταθερό ευθύγραμμο τμήμα για το χρονικό διάστημα που διαρκεί η αλλαγή της φάσης (σχήμα 10.1). Αντιθέτως, στην περίπτωση ενός άμορφου σώματος (όπως το γυαλί) δεν εμφανίζεται χαρακτηριστική θερμοκρασία τήξης, αλλά η καμπύλη μεταβολής της θερμοκρασίας με το χρόνο είναι μία συνεχής καμπύλη (σχήμα 10.2). Για την περίπτωση των κραμάτων (κρυσταλλικά σώματα) εμφανίζεται χαρακτηριστική θερμοκρασιακή περιοχή, μέσα στην οποία συντελείται η αλλαγή της φάσης

(σχήμα 10.3).

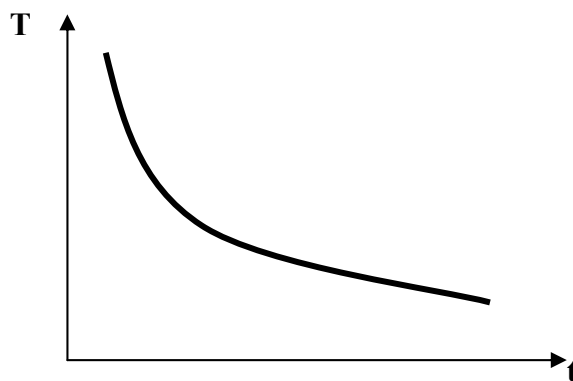
ΣΧΗΜΑ 10.1

Μεταβολή της θερμοκρασίας με το χρόνο για καθαρό κρυσταλλικό σώμα κατά τη διαδικασία της πήξης.



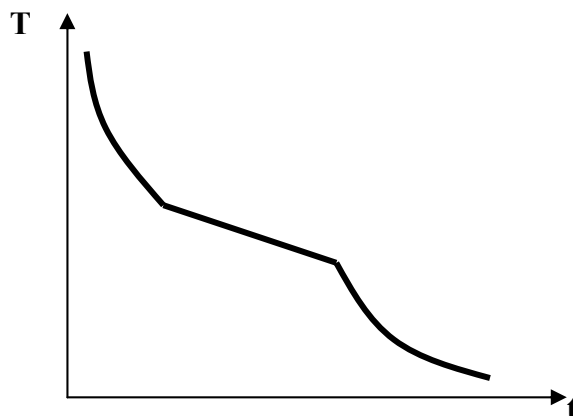
ΣΧΗΜΑ 10.2

Μεταβολή της θερμοκρασίας με το χρόνο για άμορφο σώμα κατά τη διαδικασία της πήξης.



ΣΧΗΜΑ 10.3

Μεταβολή της θερμοκρασίας με το χρόνο για κρυσταλλικό κράμα κατά τη διάρκεια της πήξης του.



Ας θεωρήσουμε τις τρεις διαφορετικές φάσεις, στερεά, υγρή και αέρια, δίνοντάς τους τα σύμβολα S, L, G αντίστοιχα. Οι αλλαγές φάσης που πραγματοποιούνται μεταξύ των τριών φάσεων είναι οι ακόλουθες:

Τήξη: μετάβαση από τη στερεά στην υγρή φάση

Πήξη: μετάβαση από την υγρή στη στερεά φάση

Εξάτμιση (ατμοποίηση): μετάβαση από την υγρή στην αέρια φάση

Υγροποίηση (συμπύκνωση): μετάβαση από την αέρια στην υγρή φάση

Εξάχνωση: μετάβαση από τη στερεά στην αέρια φάση

Στερεοποίηση: μετάβαση από την αέρια στη στερεά φάση.

Ας εξετάσουμε στη συνέχεια την πορεία ενός στερεού σώματος (καθαρή ουσία), στο οποίο δίνουμε θερμότητα υπό σταθερή πίεση (σχήμα 10.4).

Με πρόσδοση θερμότητας το στερεό σώμα μεταβαίνει στην υγρή φάση.

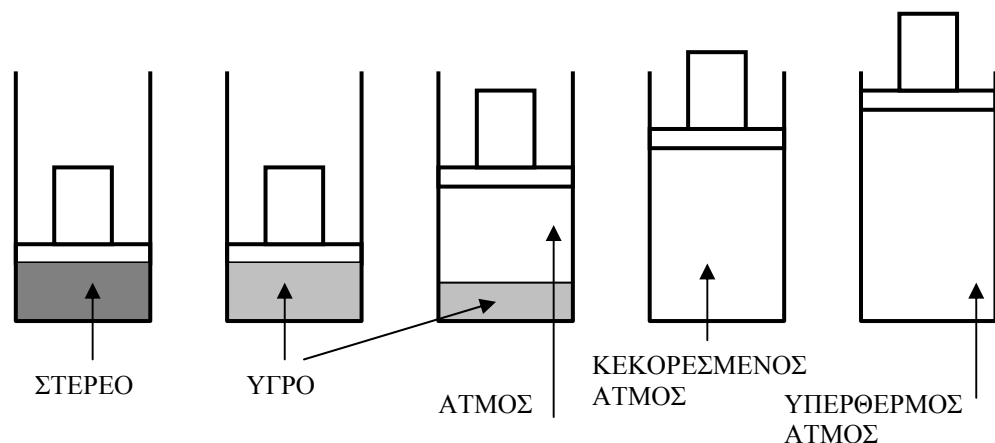
Με περαιτέρω πρόσδοση θερμότητας αρχίζει η ατμοποίηση και εμφανίζεται συνύπαρξη υγρής και αέριας φάσης. Ακριβώς πριν από την εμφάνιση του πρώτου στοιχείου αέρια φάσης έχουμε κατάσταση **κεκορεσμένου υγρού**.

Συνεχίζοντας την πρόσδοση θερμότητας (πάντα υπό σταθερή πίεση) όλη η υγρή φάση μετασχηματίζεται σε αέρια, ενώ τη στιγμή που η τελευταία σταγόνα υγρής φάσης μετασχηματίζεται σε αέριο (ατμό) έχουμε **ξηρό κεκορεσμένο ατμό**.

Με επιπλέον πρόσδοση θερμότητας ο ατμός παύει να είναι κεκορεσμένος και γίνεται **υπέρθερμος**.

ΣΧΗΜΑ 10.4

Αλλαγή φάσεων με θέρμανση υπό σταθερή πίεση.



Όπως ήδη έχει αναφερθεί, ως ατμό ορίζουμε την αέρια φάση που βρίσκεται σε επαφή με υγρή φάση ή κοντά στο σημείο συμπύκνωσης. Γενικά τα όρια διαχωρισμού της περιοχής του ατμού από το αέριο δεν είναι σαφή. Στη συνύπαρξη των δύο φάσεων, υγρής και αέριας, όταν επικρατούν συνθήκες θερμοδυναμικής ισορροπίας, το υγρό βρίσκεται στην κατάσταση του

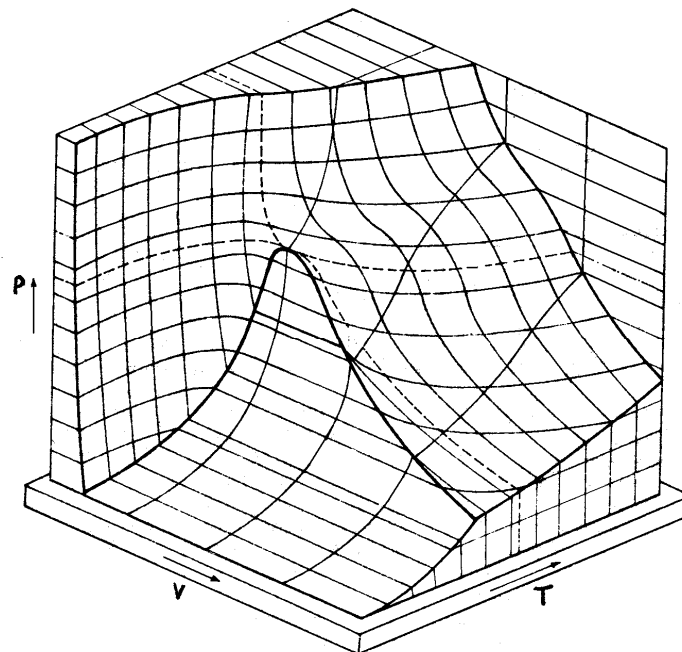
κεκορεσμένου υγρού και ο ατμός στην κατάσταση του κεκορεσμένου ατμού, ενώ όταν δεν υπάρχουν καθόλου στοιχεία υγρής φάσης (ούτε καν σταγονίδια), τότε έχουμε ξηρό κεκορεσμένο ατμό. Χρειάζεται ιδιαίτερη προσοχή όσον αφορά τους ατμούς, γιατί στη διάρκεια κάποιας διεργασίας μπορεί να βρεθούμε στην περιοχή του υγρού – ατμού (διφασική περιοχή) όπου δεν ισχύουν οι νόμοι των αερίων. Το υγρό με θερμοκρασία μικρότερη (υπό την ίδια πίεση) του κεκορεσμένου υγρού ονομάζεται υπόψυκτο υγρό.

Οι ατμοί, τα αέρια και οι διφασικές καταστάσεις υγρού – ατμού διαφόρων καθαρών ουσιών αποτελούν τα κυριότερα εργαζόμενα μέσα που παίρνουν μέρος στις περισσότερες ενεργειακές συναλλαγές των θερμοδυναμικών διεργασιών, που έχουν σχέση με την παραγωγή και απορρόφηση έργου. Η στερεά φάση δε θα μας απασχολήσει στη συνέχεια.

10.3 ΘΕΡΜΟΔΥΝΑΜΙΚΕΣ ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ ΤΩΝ ΑΤΜΩΝ

Η αλληλεξάρτηση μεταξύ των διαφόρων καταστατικών μεγεθών μιας ουσίας μπορεί να παρασταθεί με επιφάνειες στο χώρο, όπου οι τρεις συντεταγμένες στο χώρο της κάθε επιφάνειας είναι οι τιμές τριών καταστατικών μεγεθών. Κάθε σημείο της επιφάνειας αντιστοιχεί σε μία κατάσταση ισορροπίας. Καταστάσεις μη ισορροπίας δεν μπορούν να παρασταθούν σε διάγραμμα καταστατικών μεγεθών, όπως επίσης και οι μη αντιστρεπτές μεταβολές.

ΣΧΗΜΑ 10.5
Η καταστατική
επιφάνεια $p-v-T$ του
νερού.

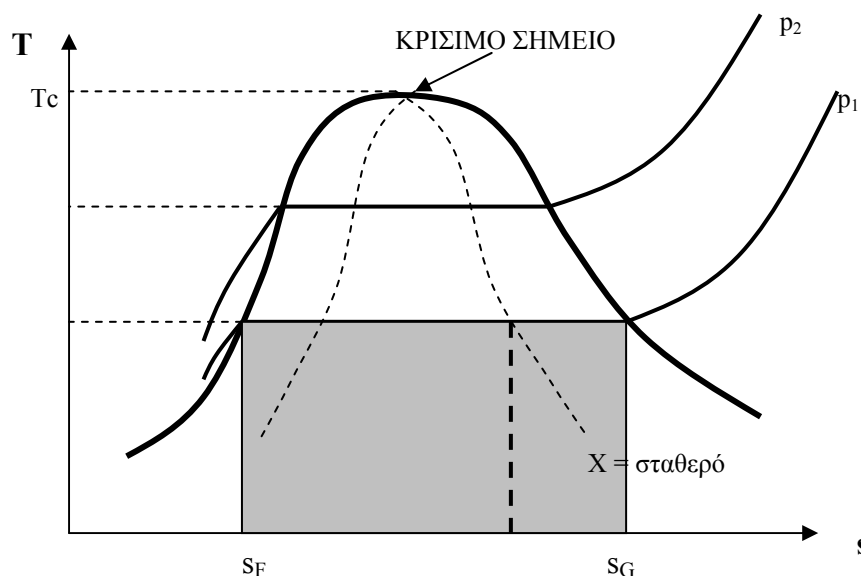


Τα δύο καταστατικά μεγέθη από τα τρία είναι ανεξάρτητα μεταξύ τους, ενώ το τρίτο, μέσω της επιφάνειας, εξαρτάται από τα άλλα δύο. Συνηθισμένα τρισδιάστατα διαγράμματα κατάστασης ουσιών είναι τα διαγράμματα $p-v-T$. Ένα τέτοιο διάγραμμα για τέλεια αέρια περιγράφηκε σε προηγούμενο κεφάλαιο. Στο σχήμα 10.5 φαίνεται το διάγραμμα $p-v-T$ για το νερό, το οποίο περιλαμβάνει την

περιοχή του υπέρθερμου ατμού, την περιοχή του υγρού και την περιοχή συνύπαρξης των δύο φάσεων, εντός της καμπύλης περιοχής του διαγράμματος (σε σχήμα καμπάνας). Στην περιοχή αυτή οι θερμοδυναμικές ιδιότητες πίεση και θερμοκρασία είναι εξαρτημένες μεταξύ τους, οπότε απαιτείται και κάποιο άλλο μέγεθος για να προσδιοριστεί ακριβώς η κατάσταση, π.χ. ειδικός όγκος (όπως έχουμε ήδη αναφέρει, κατά τη φάση της ατμοποίησης για σταθερή πίεση η θερμοκρασία παραμένει σταθερή). Πάνω στην καμπύλη AC έχουμε κατάσταση κεκορεσμένου υγρού, ενώ στην καμπύλη CB έχουμε κατάσταση κεκορεσμένου ατμού.

Ας επικεντρωθούμε στην περιοχή συνύπαρξης των δύο φάσεων, την περιοχή του υγρού ατμού. Όπως αναφέρθηκε προηγουμένως, στην περιοχή αυτή το υγρό έχει την κατάσταση του κεκορεσμένου υγρού και ο ατμός την κατάσταση του κεκορεσμένου ατμού. Και τα δύο ονομάζονται κεκορεσμένα, γιατί βρίσκονται στην κατάσταση κορεσμού, τη θερμοκρασία (και την αντίστοιχη πίεση κάθε φορά) που έχουμε εξάτμιση (θερμοκρασία κορεσμού για δεδομένη πίεση – πίεση κορεσμού για δεδομένη θερμοκρασία). Η μάζα και ο όγκος που καταλαμβάνει η συνολική ουσία είναι προφανώς το άθροισμα των μαζών και των όγκων αντίστοιχα, των δύο φάσεων. Η ποσότητα που μετατρέπεται από τη μία φάση στην άλλη αφαιρείται από την μία φάση και προστίθεται στην άλλη.

ΣΧΗΜΑ 10.6
Διάγραμμα T-s ατμού.



Έστω ότι έχουμε 1 χιλιόγραμμα κεκορεσμένου υγρού. Η θερμότητα που απαιτείται για να μετασχηματιστεί πλήρως σε ξηρό κεκορεσμένο ατμό είναι η λανθάνουσα θερμότητα ατμοποίησης. Όσο αυξάνεται η πίεση στην οποία γίνεται η διεργασία (πίεση κορεσμού) τόσο μικρότερη γίνεται αυτή η ποσότητα θερμότητας. Στο σημείο που αντιστοιχεί στην κορυφή της καμπύλης ACB (σημείο C) η θερμότητα αυτή μηδενίζεται. Το σημείο αυτό ονομάζεται **Κρίσιμο**

Σημείο, ενώ αντίστοιχα η θερμοκρασία και η πίεση στο σημείο αυτό ονομάζονται **κρίσιμη θερμοκρασία** T_c και **κρίσιμη πίεση** p_c . Το κρίσιμο σημείο αντιστοιχεί στη μέγιστη θερμοκρασία και μέγιστη πίεση που μπορούν να συνυπάρξουν οι δύο φάσεις. Πάνω από την κρίσιμη θερμοκρασία δεν μπορούμε να έχουμε υγρή φάση για οποιαδήποτε πίεση. Στην περιοχή πάνω και γύρω από το κρίσιμο σημείο δεν υπάρχουν σαφή όρια των δύο φάσεων και η μεταβολή τους δεν γίνεται αντιληπτή αν δεν περάσουμε μέσα από τη διφασική περιοχή. Τα παραπάνω φαίνονται παραστατικά στο διάγραμμα θερμοκρασίας-εντροπίας καθαρής ουσίας του σχήματος 10.6.

Στο διάγραμμα T-s βλέπουμε την ταύτιση των ισοθλίπτων εντός της περιοχής υγρού ατμού με τις ισοθερμοκρασιακές. Το ποσό θερμότητας της λανθάνουσας θερμότητας ατμοποίησης αντιστοιχεί στο εμβαδόν του ορθογωνίου κάτω από την ισοθερμοκρασιακή (ισόθλιπτη) μεταξύ των δύο σημείων κεκορεσμένης κατάστασης (υγρού και ατμού). Το εμβαδόν αυτό μειώνεται συνεχώς καθώς πλησιάζουμε στο κρίσιμο σημείο, όπου και μηδενίζεται.

*Ορίζουμε ως **ξηρότητα (ποιότητα)** του ατμού x το λόγο της μάζας ατμού προς τη συνολική μάζα του μείγματος υγρού και ατμού.*

Δηλαδή:

$$x = (\text{μάζα ατμού}) / (\text{μάζα μείγματος})$$

Η ξηρότητα x είναι προφανώς εντατική ιδιότητα (αφού διαιρείται με τη συνολική μάζα). Αν είναι γνωστή η ξηρότητα και η πίεση (ή η θερμοκρασία), τότε η κατάσταση είναι πλήρως καθορισμένη εντός της διφασικής περιοχής. Στο διάγραμμα T-s του σχήματος 10.6 φαίνονται καμπύλες σταθερής ξηρότητας. Αν έχουμε ένα σημείο στο εσωτερικό της περιοχής υγρού ατμού, αυτό αντιστοιχεί σε κάποια ξηρότητα και κάποια θερμοκρασία (ή πίεση). Στο διάγραμμα T-s το ποσό θερμότητας που έχει απορροφηθεί για να βρεθεί ισόθλιπτα το κεκορεσμένο υγρό στην κατάσταση αυτή ισούται με το αντίστοιχο εμβαδόν κάτω από το ευθύγραμμο τμήμα που ενώνει τα δύο σημεία. Επειδή το σχήμα που προκύπτει είναι παραλληλόγραμμο, ο λόγος των μηκών αντιστοιχεί σε λόγο θερμοτήτων. Όμως η θερμότητα που απαιτείται για την ατμοποίηση μιας μάζας υπό συγκεκριμένη πίεση είναι πάντα ανάλογη της μάζας αυτής (λανθάνουσα θερμότητα ατμοποίησης). Άρα ο λόγος των μηκών επί της ισόθλιπτης αντιστοιχεί σε λόγο ατμοποιημένων μαζών. Άρα η ξηρότητα του ατμού στο διάγραμμα T-s δίνεται από το λόγο του μήκους επί της ισόθλιπτης μέχρι το σημείο του υγρού ατμού, προς το συνολικό μήκος του ευθύγραμμου τμήματος που ενώνει τα δύο σημεία κεκορεσμένης κατάστασης στην ίδια πίεση και θερμοκρασία.

Οι θερμοδυναμικές ιδιότητες οι οποίες μεταφέρονται με τη μάζα του εργαζόμενου μέσου (εκτατικά μεγέθη: εσωτερική ενέργεια, ενθαλπία, εντροπία, όγκος) στην περιοχή του υγρού ατμού θα βρίσκονται ως άθροισμα των αντίστοιχων ποσοτήτων της κάθε φάσης. Επειδή η κάθε φάση έχει τις θερμοδυναμικές ιδιότητες της αντίστοιχης κεκορεσμένης κατάστασης, θα έχουμε για παράδειγμα για την εντροπία:

$$S = S_F + S_G$$

ή

$$m s = m_F s_F + m_G s_G$$

ή

$$s = (m_F/m) s_F + (m_G/m) s_G$$

ή

$$s = (1-x) s_F + x s_G$$

όπου τα σύμβολα F και G αναφέρονται αντίστοιχα στην υγρή και στην αέρια φάση σε κατάσταση κορεσμού στην ίδια πίεση και θερμοκρασία με το εν λόγω σημείο.

Αντίστοιχα έχουμε και για τα υπόλοιπα μεγέθη:

$$h = (1-x) h_F + x h_G$$

$$u = (1-x) u_F + x u_G$$

$$v = (1-x) v_F + x v_G$$

όπου η τελευταία σχέση για τον ειδικό όγκο προϋποθέτει τέλει διαχωρισμό του ατμού και του υγρού.

Αν ορίσουμε ως:

$$s_{FG} = s_G - s_F$$

$$h_{FG} = h_G - h_F$$

$$u_{FG} = u_G - u_F$$

$$v_{FG} = v_G - v_F$$

τότε οι προηγούμενες σχέσεις γίνονται:

$$s = s_F + x s_{FG}$$

$$h = h_F + x h_{FG}$$

$$u = u_F + x u_{FG}$$

$$v = v_F + x v_{FG}$$

10.4 Η ΕΞΙΣΩΣΗ CLAUSIUS – CLAPEYRON

Η εξίσωση Clausius – Clapeyron είναι μια γενική σχέση που συνδέει τη θερμοκρασία, την πίεση κορεσμού και τους ειδικούς όγκους των δύο φάσεων με τη μεταβολή της ενθαλπίας που σχετίζεται με την αλλαγή φάσεως (λανθάνουσα

θερμότητα ατμοποίησης). Δηλαδή ένα δύσκολο μετρήσιμο μέγεθος (η ενθαλπία) συνδέεται με μετρήσιμα μεγέθη.

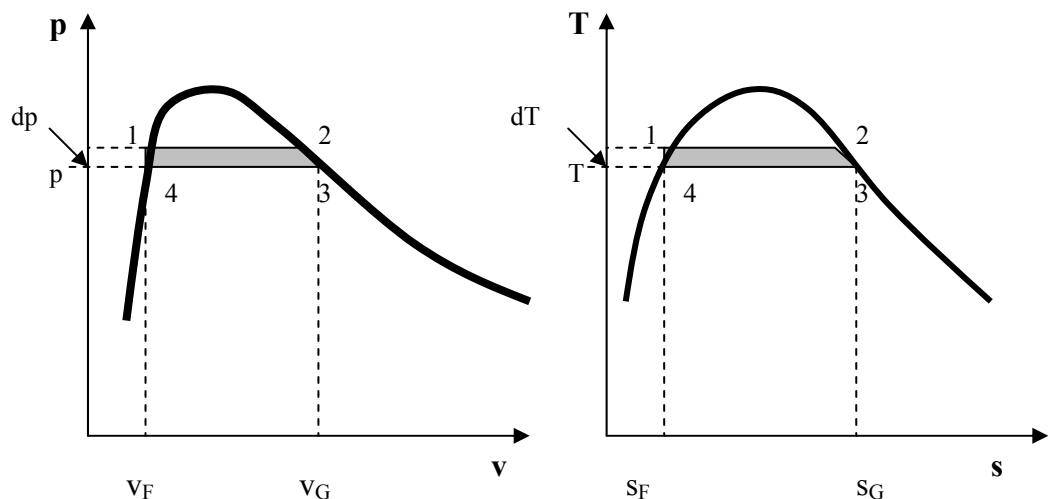
Ας θεωρήσουμε την περιοχή υγρού ατμού στα διαγράμματα p-v και T-s του σχήματος 10.7. Θεωρούμε στοιχειώδη αντιστρεπτό θερμικό κύκλο 12341 μεταξύ των δύο καμπυλών κορεσμένης κατάστασης. Το στοιχειώδες μηχανικό έργο ογκομεταβολής δw που παράγεται περιγράφεται με τη διαγραμμισμένη επιφάνεια στο εσωτερικό του κύκλου. Το έργο αυτό θα δίνεται (από το διάγραμμα P-v) κατά τα γνωστά:

$$\delta w = (v_G - v_F) dp$$

ενώ από το διάγραμμα T-s και τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο θα δίνεται ως διαφορά των δύο θερμότητων:

$$\delta w = (s_G - s_F) dT$$

ΣΧΗΜΑ 10.7
Η απόδειξη της
εξίσωσης Clausius –
Clapeyron.



Η θερμότητα ατμοποίησης παριστάνεται στο διάγραμμα T-s με το εμβαδόν κάτω από την ισοθερμοκρασιακή που συνδέει τις δύο καμπύλες κορεσμού. Αν r η θερμότητα ατμοποίησης, αυτή δίνεται:

$$r = (s_G - s_F) T$$

ή

$$(s_G - s_F) = T / r$$

Αντικαθιστώντας στη δεύτερη σχέση του έργου έχουμε:

$$\delta w = r dT / T$$

ή

$$r = T dw / dT$$

Χρησιμοποιώντας την πρώτη σχέση για το έργο και αντικαθιστώντας στην παραπάνω σχέση έχουμε:

$$r = (v_G - v_F) T dp / dT$$

ή

$$dp / dT = r / [T (v_G - v_F)]$$

Όμως η θερμότητα ατμοποίησης (υπό σταθερή πίεση) ισούται με τη μεταβολή της ενθαλπίας, όπως προκύπτει από τη σχέση του Gibbs:

$$dh = Tds + vdp$$

Επομένως η παραπάνω σχέση γίνεται:

$$dp / dT = h_{FG} / [T v_{FG}]$$

Οι προηγούμενες δύο σχέσεις αποτελούν εκφράσεις της εξίσωσης Clausius – Clapeyron. Η σχέση αυτή εκφράζει την κλίση της καμπύλης εξάτμισης $p(T)$, ως συνάρτηση της θερμότητας ατμοποίησης, της θερμοκρασίας T και της μεταβολής του ειδικού όγκου μεταξύ των δύο φάσεων.

10.5 ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ T-s ΝΕΡΟΥ

Λόγω της σημασίας του νερού ως εργαζόμενου μέσου στην παραγωγή έργου, θα εξετάσουμε στη συνέχεια το διάγραμμα των ιδιοτήτων του συναρτήσει της θερμοκρασίας και της εντροπίας (T-s). Τα συμπεράσματα που θα εξαχθούν βρίσκουν εφαρμογή σε οποιοδήποτε άλλο εργαζόμενο μέσο (καθαρή ουσία) με αντίστοιχο διάγραμμα. Η σημασία του συγκεκριμένου διαγράμματος είναι μεγάλη, αφού τα εμβαδά κάτω από αντιστρεπτές διεργασίες εκφράζουν τη θερμότητα που αποβάλλεται ή απορροφάται.

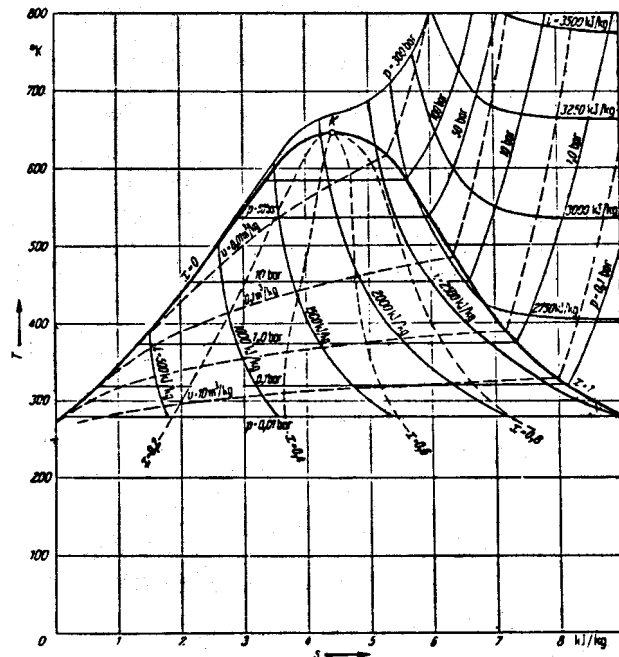
Το διάγραμμα T-s του νερού παρουσιάζεται στο σχήμα 10.8. Στο διάγραμμα αυτό εμφανίζονται ισόθλιπτες καμπύλες, ισόογκες, ισηνθαλπικές, ενώ στην περιοχή του υγρού ατμού εμφανίζονται και καμπύλες σταθερής ξηρότητας x . Στο διάγραμμα αυτό παρατηρούμε την ισχυρή μεταβολή της ενθαλπίας με τη θερμοκρασία. Στο δεξί μέρος του διαγράμματος, μακριά από την περιοχή του ατμού, εκεί που έχουμε χαμηλές πιέσεις, οι ισηνθαλπικές γίνονται οριζόντιες και τείνουν να γίνουν ισοθερμοκρασιακές, καθώς το αέριο τείνει στο τέλειο αέριο. Η ισχυρή μεταβολή των ισηνθαλπικών με την πίεση δείχνει ότι και η ειδική θερμοχωρητικότητα υπό σταθερή πίεση c_p θα μεταβάλλεται ισχυρά με την πίεση.

Οι ισόθλιπτες καμπύλες εντός της διφασικής περιοχής υγρού ατμού είναι οριζόντιες και ταυτίζονται με τις ισοθερμοκρασιακές. Στην περιοχή του υπόψυκτου υγρού έχουν μεγάλη κλίση αντίστοιχη με την καμπύλη του κεκορεσμένου νερού, με την οποία σχεδόν ταυτίζονται. Πρακτικά, για την περιοχή του υπόψυκτου υγρού, οι ισόθλιπτες μπορούν να αντικατασταθούν από

την καμπύλη κεκορεσμένου νερού. Στην περιοχή του υπέρθερμου ατμού, οι ισόθλιπτες έχουν κλίση προς τα άνω, δηλαδή πρόσδοση θερμότητας υπό σταθερή πίεση οδηγεί σε αύξηση της θερμοκρασίας του ατμού. Η διαφορετική τους κλίση μεταξύ της περιοχής υπόψυκτου νερού και υπέρθερμου ατμού δείχνει τη διαφορά στις τιμές του c_p μεταξύ των δύο περιοχών.

ΣΧΗΜΑ 10.8

Διάγραμμα T-s νερού.



Στην περίπτωση που έχουμε ισόθλιπτη αντιστρεπτή διεργασία, το εμβαδόν κάτω από την ισόθλιπτη δίνει τη μεταβολή της ενθαλπίας της διεργασίας. Αυτό αποδεικνύεται εύκολα παίρνοντας τη σχέση του Gibbs:

$$Tds = dh - vdp$$

η οποία, για ισόθλιπτη μεταβολή, γίνεται:

$$Tds = dh = \delta q$$

Όπως αναφέρθηκε και προηγουμένως, ο λόγος των μηκών πάνω στην ισόθλιπτη εντός της περιοχής υγρού ατμού, αντιστοιχεί στην ξηρότητα του ατμού. Δηλαδή ξηρότητα 0.5 αντιστοιχεί στο μέσον του ευθύγραμμου τμήματος που ενώνει δύο σημεία της ίδιας πίεσης και θερμοκρασίας στις δύο καμπύλες κορεσμού. Αυτό φαίνεται εύκολα από τη σχέση που δίνει την εντροπία σημείου εντός της διφασικής περιοχής:

$$s = s_F + x s_{FG}$$

δηλαδή:

$$x = (s - s_F) / s_{FG}$$

το οποίο δεν είναι τίποτε άλλο παρά λόγος μηκών, αφού οι ισόθλιπτες και ισοθερμοκρασιακές είναι παράλληλες με τον άξονα της εντροπίας στο διάγραμμα T-s.

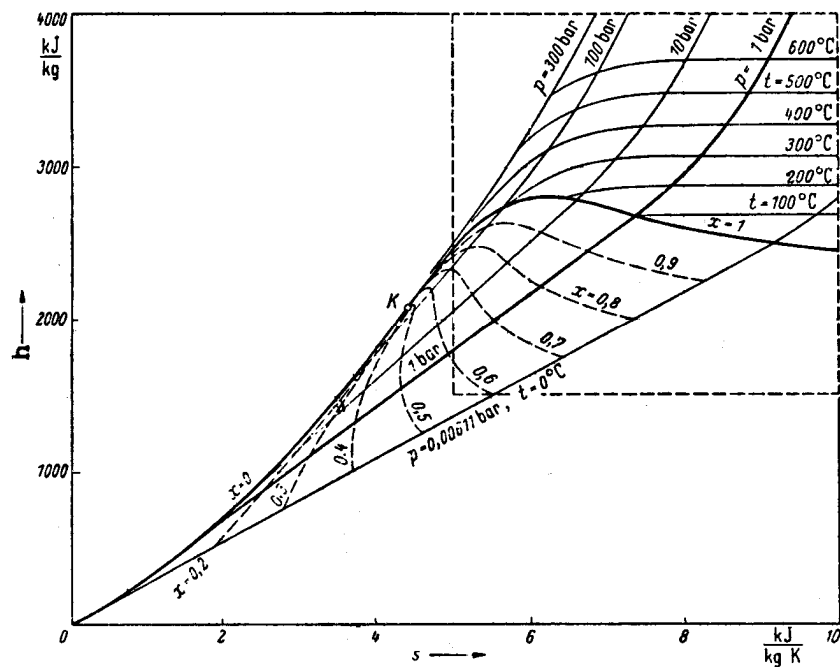
Οι ισόογκες καμπύλες εμφανίζουν αλλαγή κλίσης στην καμπύλη του κεκορεσμένου ατμού.

Κάτω από το σημείο πήξεως συνήθως δεν εμφανίζονται πληροφορίες στα συνήθη διαγράμματα T-s του νερού, διότι δεν έχει τεχνικό ενδιαφέρον.

10.6 ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ h-s ΝΕΡΟΥ (ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ MOLLIER)

Το διάγραμμα Ενθαλπίας-Εντροπίας παρουσιάζει ιδιαίτερο ενδιαφέρον, γιατί δίνει εύκολα τις ενθαλπικές μεταβολές. Βέβαια στο διάγραμμα αυτό τα επιφανειακά εμβαδά δεν έχουν φυσική έννοια, όπως στην περίπτωση του διαγράμματος T-s.

ΣΧΗΜΑ 10.9
Διάγραμμα Mollier
νερού.



Στο σχήμα 10.9 παρουσιάζεται το διάγραμμα h-s του νερού. Στο διάγραμμα αυτό σχεδιάζονται οι ισόθλιπτες καμπύλες, οι ισοθερμοκρασιακές, οι ισόογκες και εντός της περιοχής υγρού ατμού οι καμπύλες σταθερής ξηρότητας, οι οποίες προφανώς ξεκινούν από το κρίσιμο σημείο.

Η κλίση των ισόθλιπτων καμπυλών υπολογίζεται από τη σχέση του Gibbs:

$$Tds = dh - vdp$$

Οπότε για σταθερή πίεση προκύπτει:

$$(\theta_h / \theta_s)_p = T$$

Δηλαδή η κλίση των ισοθλίπτων σε διάγραμμα h-s ισούται με τη θερμοκρασία. Όσο δηλαδή αυξάνεται η θερμοκρασία τόσο αυξάνεται η κλίση των ισοθλίπτων. Επειδή εντός της διφασικής περιοχής οι ισοθλίπτες και οι ισοθερμοκρασιακές ταυτίζονται, από τα παραπάνω προκύπτει ότι αυτές έχουν σταθερή κλίση εντός της περιοχής υγρού ατμού.

Η χρήση του διαγράμματος Mollier είναι εξαιρετικά εύκολη, αφού οποιοδήποτε ζεύγος καταστατικών μεγεθών ορίζει σημείο πάνω στο διάγραμμα, με αποτέλεσμα την εύκολη εύρεση και των υπόλοιπων μεταβλητών. Εξαίρεση αποτελεί η περιοχή υγρού – ατμού, όπου οι ισοθλίπτες ταυτίζονται με τις ισοθερμοκρασιακές και συνεπώς δεν μπορούν να επιλεγούν ως ζεύγος.

10.7 ΠΙΝΑΚΕΣ ΙΔΙΟΤΗΤΩΝ

Με τη χρήση των προηγούμενων διαγραμμάτων μπορεί να επιτευχθεί ικανοποιητική ακρίβεια υπολογισμών. Μεγαλύτερη ακρίβεια επιτυγχάνεται με τη χρήση πινάκων υδρατμών (ή άλλων εργαζόμενων μέσων). Οι πίνακες αυτοί συνδέουν τα καταστατικά μεγέθη μεταξύ τους, στις διάφορες περιοχές των φάσεων. Υπάρχουν τρεις διαφορετικοί πίνακες για το νερό.

Ο πρώτος πίνακας αναφέρεται στην καμπύλη κορεσμού και έχει ως ανεξάρτητη μεταβλητή τη θερμοκρασία (η οποία αντιστοιχεί σε κάποια πίεση). Τα θερμοδυναμικά μεγέθη δίνονται πάνω στη συγκεκριμένη ισοθερμοκρασιακή, για τα δύο σημεία του κεκορεσμένου νερού ($x = 0$) και του κεκορεσμένου ατμού ($x = 1$). Τα σημεία εντός της περιοχής υγρού ατμού προκύπτουν κατά τα γνωστά, με τη χρήση της ξηρότητας x του υδρατμού.

Ο δεύτερος πίνακας είναι αντίστοιχος με τον προηγούμενο, αλλά η ανεξάρτητη μεταβλητή του είναι η πίεση. Ο πίνακας αυτός, αν και ουσιαστικά ταυτίζεται με τον προηγούμενο, διευκολύνει τους υπολογισμούς, γιατί αναφέρεται σε κανονικοποιημένα βήματα πιέσεων.

Ο τρίτος πίνακας αναφέρεται στην περιοχή του υπέρθερμου ατμού και στην περιοχή του υπόψυκτου υγρού και έχει ως ανεξάρτητες μεταβλητές την πίεση και τη θερμοκρασία. Για κάθε πίεση δίνεται και η αντίστοιχη θερμοκρασία κορεσμού.

Οι τιμές που δεν υπάρχουν στους πίνακες και βρίσκονται ανάμεσα από υπάρχουσες τιμές υπολογίζονται με γραμμική παρεμβολή. Το σφάλμα που εισάγεται είναι πολύ μικρό.

Στην περιοχή του υπόψυκτου νερού, λόγω της πυκνότητας των ισοθλίπτων και της κλίσης τους που σχεδόν ταυτίζεται με την καμπύλη κορεσμού, οι τιμές μπορούν να ληφθούν από την αντίστοιχη καμπύλη κεκορεσμένου υγρού.

Στο τέλος των σημειώσεων παρατίθενται οι προαναφερθέντες πίνακες του

νερού.

10.8 ΑΝΤΙΣΤΡΕΠΤΕΣ ΜΕΤΑΒΟΛΕΣ ΣΤΑ ΔΙΑΓΡΑΜΜΑΤΑ p-v, T-s και h-s.

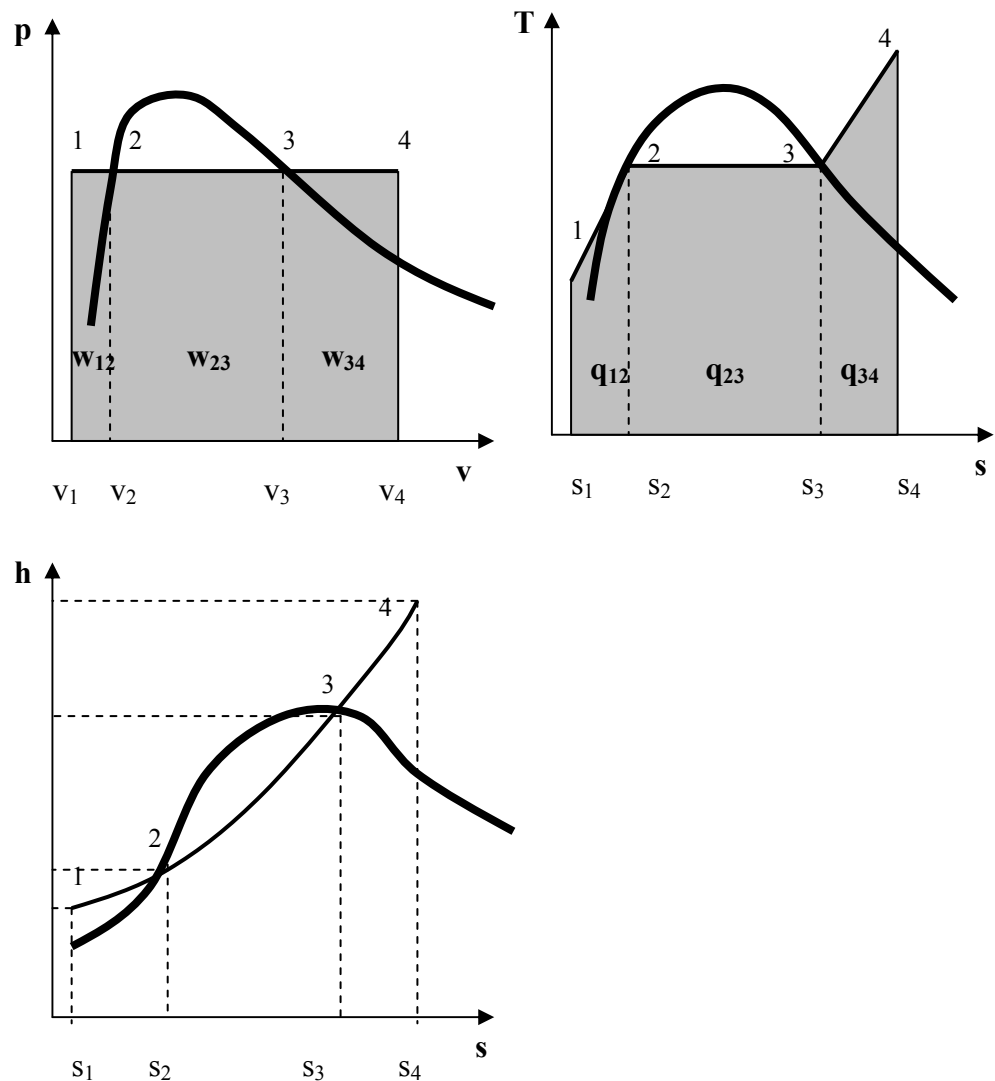
Στη συνέχεια θα περιγραφεί ο τρόπος παράστασης συνηθισμένων αντιστρεπτών διεργασιών, στα διαγράμματα p-v, T-s και h-s.

10.8.1 Ισόθλιπτη αντιστρεπτή διεργασία

Στο σχήμα 10.10 παρουσιάζεται μια ισόθλιπτη θέρμανση στα τρία διαγράμματα p-v, T-s και h-s. Στο πρώτο διάγραμμα p-v, το εμβαδόν κάτω από την καμπύλη εκφράζει το έργο ογκομεταβολής, αφού

$$\delta w = p \, dv$$

ΣΧΗΜΑ 10.10
Ισόθλιπτη αντιστρεπτή
θέρμανση.



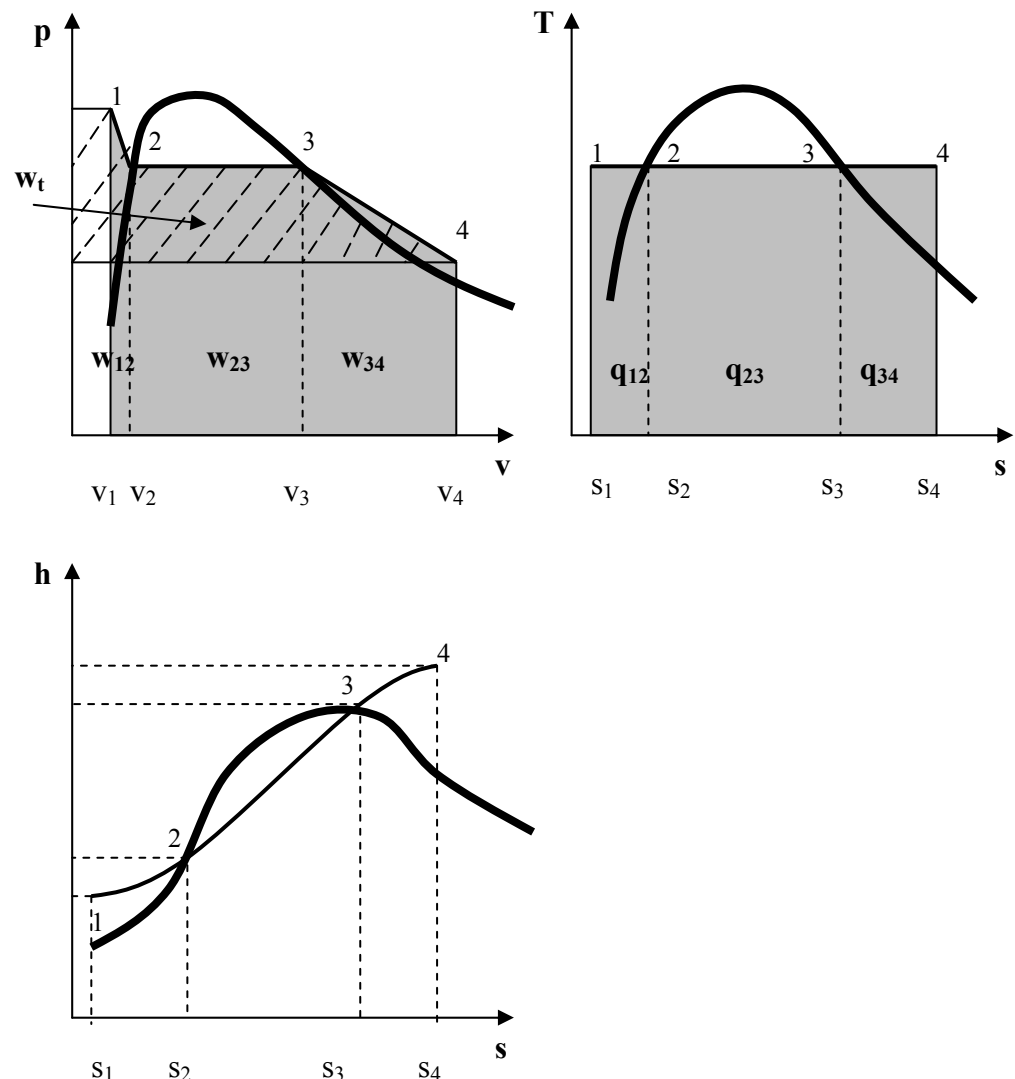
Το αντίστοιχο τεχνικό έργο είναι προφανώς μηδέν.

Τα αντίστοιχα ποσά θερμότητας αντιστοιχούν στο εμβαδόν κάτω από την καμπύλη στο διάγραμμα T-s. Όπως είδαμε και προηγουμένως, τα ποσά αυτά της θερμότητας αντιστοιχούν στη μεταβολή της ενθαλπίας του σώματος. Τα ποσά αυτά βρίσκονται κατευθείαν στο διάγραμμα h-s, αφαιρώντας τις ενθαλπίες μεταξύ των ακραίων σημείων της διεργασίας, που διαβάζουμε στον κατακόρυφο άξονα.

10.8.2 Ισοθερμοκρασιακή αντιστρεπτή διεργασία

Στο σχήμα 10.11 παριστάνεται μία ισοθερμοκρασιακή αντιστρεπτή θέρμανση (με αλλαγή φάσης) σε διαγράμματα p-v, T-s και h-s.

ΣΧΗΜΑ 10.11
Ισοθερμοκρασιακή
αντιστρεπτή διεργασία.



Το μηχανικό έργο συμπίεσης (ή εκτόνωσης) παριστάνεται στο διάγραμμα p-v. Το εμβαδόν που περιέχεται μεταξύ της καμπύλης της διεργασίας και του άξονα των όγκων αντιπροσωπεύει το έργο ογκομεταβολής (εμβαδόν $1234v_4v_3v_2v_1$). Το εμβαδόν που περιέχεται μεταξύ της καμπύλης της διεργασίας και του άξονα των πιέσεων αντιπροσωπεύει το τεχνικό έργο (εμβαδόν

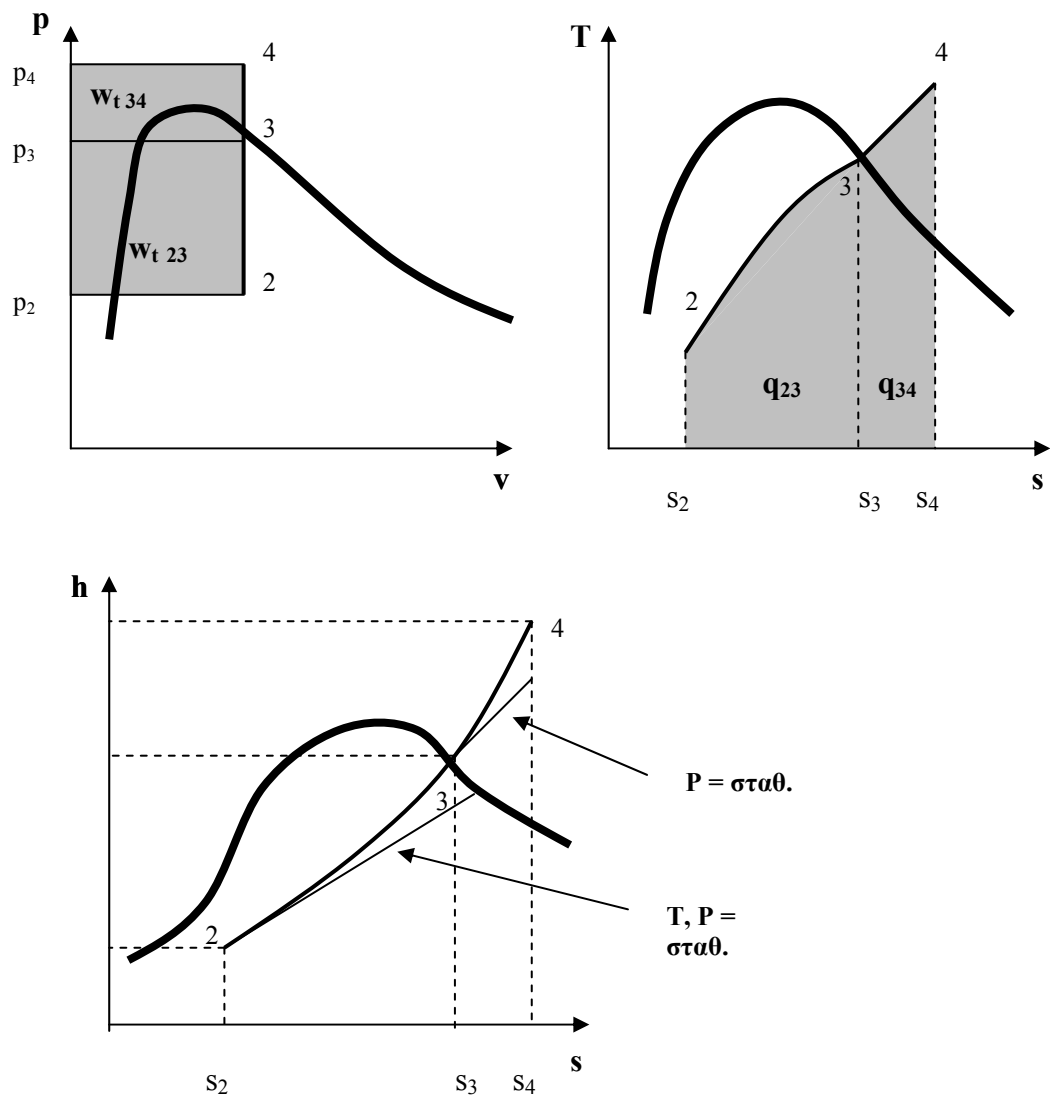
1234p₄p₃p₂p₁1).

Στο διάγραμμα T-s αντίστοιχα εμφανίζονται ως εμβαδά κάτω από την καμπύλη της διεργασίας, τα ποσά θερμότητας που απαιτούνται για τη διεργασία. Οι μεταβολές της ενθαλπίας παριστάνονται αντίστοιχα στο διάγραμμα h-s. Χρειάζεται προσοχή, διότι στην ισοθερμοκρασιακή διεργασία οι διαφορές ενθαλπιών δεν αντιστοιχούν σε ποσά θερμότητας (αυτό ισχύει μόνο για την ισόθλιπτη διεργασία, δηλαδή μόνο στη διφασική περιοχή).

10.8.3 Ισόογκη αντιστρεπτή διεργασία

Η ισόογκη μεταβολή στο διάγραμμα P-v προφανώς περιγράφεται με μία ευθεία παράλληλη με τον άξονα των πιέσεων. Το έργο ογκομεταβολής προφανώς είναι μηδέν, ενώ το τεχνικό έργο δίδεται από την επιφάνεια 234p₄p₃p₂2.

ΣΧΗΜΑ 10.12
Ισόογκη αντιστρεπτή
διεργασία.



Τα προσδιδόμενα ποσά θερμότητας περιγράφονται στο διάγραμμα T-s, ως

τα εμβαδά κάτω από την καμπύλη της διεργασίας.

Από τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο έχουμε για σύστημα στο οποίο δεν συμβαίνει μεταβολή της κινητικής και δυναμικής ενέργειας:

$$\delta q = du + p dv$$

Για ισόογκη διεργασία η παραπάνω σχέση προφανώς γίνεται:

$$\delta q = du$$

Δηλαδή για ισόογκη μεταβολή τα ποσά θερμότητας περιγράφουν ταυτόχρονα και τη μεταβολή της εσωτερικής ενέργειας του συστήματος. Σε περίπτωση που έχουμε και μεταβολή της κινητικής και δυναμικής ενέργειας η παραπάνω σχέση ισχύει για τη συνολική ενέργεια του συστήματος.

10.8.4 Ισεντροπική αντιστρεπτή διεργασία

Η ισεντροπική αντιστρεπτή διεργασία είναι ταυτόχρονα και αδιαβατική (από τον ορισμό της εντροπίας). Μία μη αντιστρεπτή ισεντροπική διεργασία είναι μη αδιαβατική. Στο σχήμα 10.13 απεικονίζεται μια αντιστρεπτή ισεντροπική διεργασία (εκτόνωση) στα τρία διαγράμματα p-v, T-s και h-s. Στο διάγραμμα p-v το έργο ογκομεταβολής περιγράφεται με το εμβαδόν μεταξύ της καμπύλης της διεργασίας και του άξονα των όγκων. Αντίστοιχα το τεχνικό έργο περιγράφεται με το εμβαδόν μεταξύ της καμπύλης της διεργασίας και του άξονα των πιέσεων.

Στο διάγραμμα T-s η μεταβολή περιγράφεται με κατακόρυφο ευθύγραμμο τμήμα. Από τη δεύτερη σχέση του Gibbs θα έχουμε:

$$T ds = dh - v dp$$

Για την ισεντροπική μεταβολή η παραπάνω σχέση προφανώς γίνεται:

$$dh = v dp = - \delta w_t$$

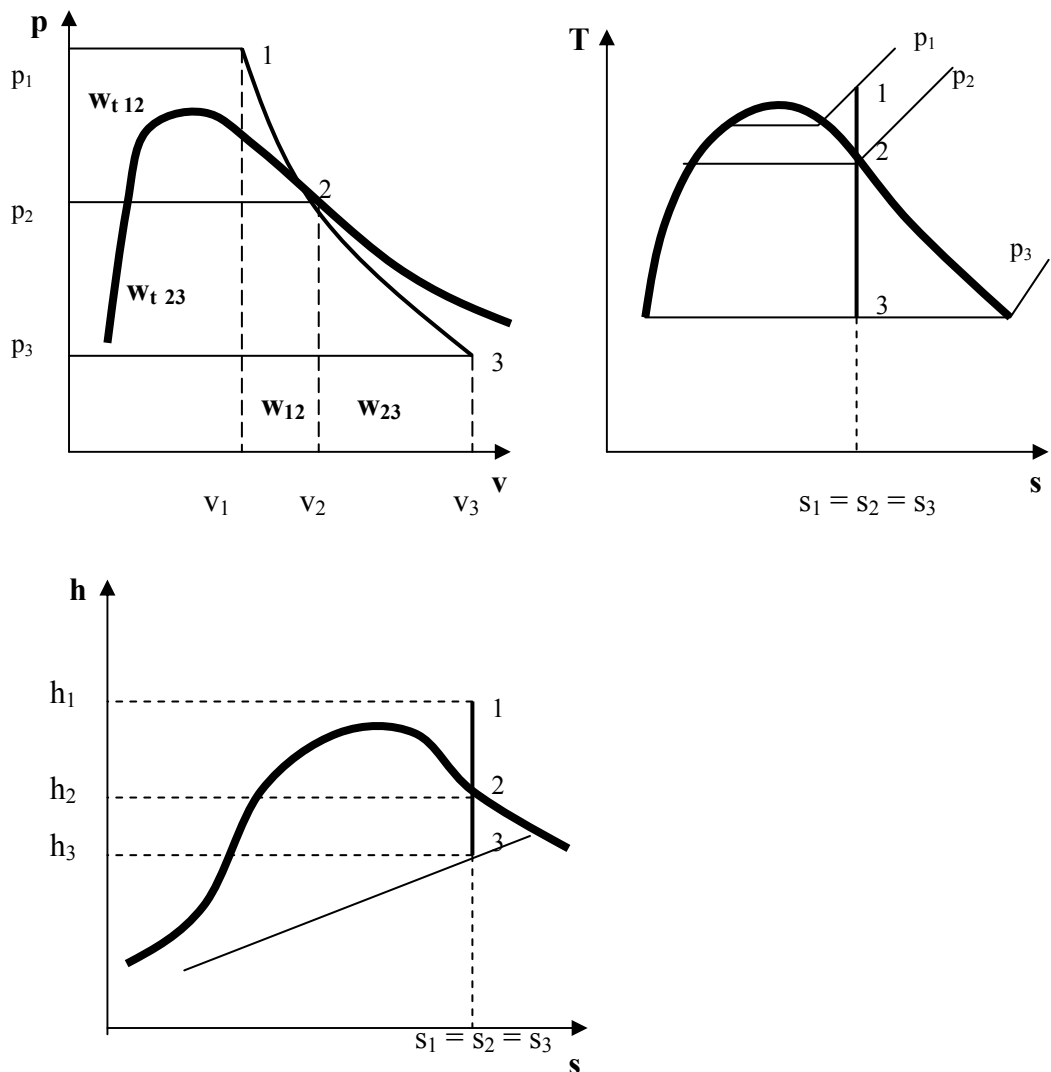
Συνεπώς η μείωση της ενθαλπίας στην ισεντροπική αντιστρεπτή μεταβολή ισούται με το παραγόμενο τεχνικό έργο, δηλαδή:

$${}_1w_{t2} = h_1 - h_2$$

Η μεταβολή της ενθαλπίας μπορεί να βρεθεί κατ' ευθείαν στο διάγραμμα h-s, οπότε βρίσκεται εύκολα και το παραγόμενο (ή προσδιδόμενο) τεχνικό έργο.

ΣΧΗΜΑ 10.13

Αντιστρεπτή
ισεντροπική διεργασία.



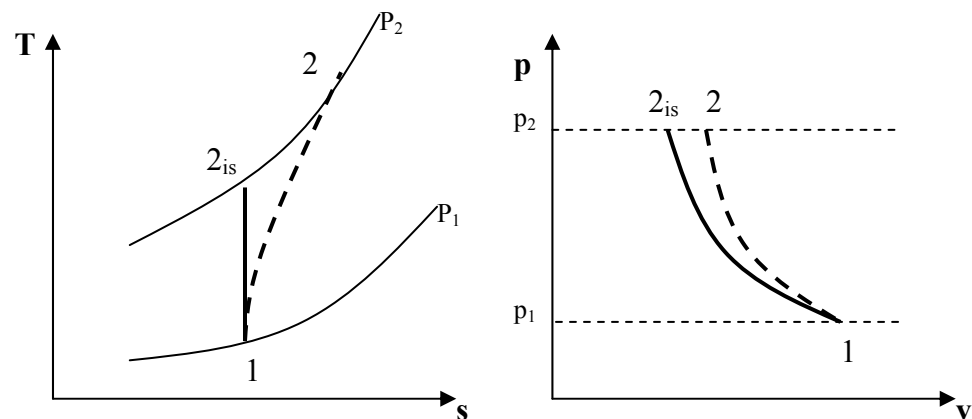
10.9 ΙΣΕΝΤΡΟΠΙΚΟΙ ΒΑΘΜΟΙ ΑΠΟΔΟΣΗΣ

Έχουμε ήδη ορίσει το θερμικό βαθμό απόδοσης θερμικού κύκλου, ως το λόγο του καθαρού παραγόμενου έργου προς την προσδιδόμενη θερμότητα από το θερμοδοχείο. Στη συνέχεια θα ασχοληθούμε με το βαθμό απόδοσης μιας διεργασίας. Μας ενδιαφέρει για παράδειγμα ο βαθμός απόδοσης της συμπίεσης εντός ενός αεροσυμπιεστή ή μιας αντλίας νερού, ή ο βαθμός απόδοσης της εκτόνωσης εντός ενός ατμοστροβίλου. Ο βαθμός απόδοσης μιας τέτοιας διεργασίας ορίζεται σε σύγκριση με την ιδεατή διεργασία, με τη βοήθεια του Δεύτερου Θερμοδυναμικού Νόμου.

Ας εξετάσουμε για παράδειγμα την περίπτωση ενός συμπιεστή. Η συμπίεση εντός του συμπιεστή θεωρείται αδιαβατική διεργασία, λόγω της μεγάλης παροχής μάζας και του σχετικά μικρού ρυθμού απώλειας θερμότητας. Έτσι, σε μόνιμη κατάσταση λειτουργίας του συμπιεστή, η ιδεατή διεργασία είναι

μια αντιστρεπτή αδιαβατική διεργασία, δηλαδή ισεντροπική. Η πραγματική όμως διεργασία, ενώ είναι αδιαβατική δεν είναι ισεντροπική, διότι, λόγω των τριβών κατά τη ροή του ρευστού, αυξάνεται η εντροπία του εργαζόμενου μέσου, ενώ η διεργασία είναι μη αντιστρεπτή. Σε μια τέτοια διεργασία είναι δεδομένη η κατάσταση στην είσοδο του συμπιεστή, όπως και η ζητούμενη πίεση στην έξοδό του. Έτσι, η ιδεατή και η πραγματική διεργασία λαμβάνουν χώρα μεταξύ των ίδιων ισοθλίπτων, με κοινό σημείο έναρξης. Στο σχήμα 10.14 φαίνονται οι δύο διεργασίες (αντιστρεπτή ισεντροπική και μη αντιστρεπτή αδιαβατική) σε διάγραμμα T-s και p-v.

ΣΧΗΜΑ 10.14
Αδιαβατική συμπίεση
(ιδεατή και πραγματική).



Η ιδανική διεργασία πηγαίνει από το σημείο 1 στο 2_{is} , ενώ η πραγματική από το 1 στο 2. Αν συμβολίσουμε με w το πραγματικό έργο που καταναλώνεται και με w_{is} το ιδεατό έργο, τότε ο ισεντροπικός βαθμός απόδοσης του συμπιεστή ορίζεται ως:

$$\eta_{is\ C} = w_{is} / w$$

Προφανώς το πραγματικό έργο που απαιτείται είναι μεγαλύτερο από το ιδανικό, οπότε ο ισεντροπικός βαθμός απόδοσης είναι μικρότερος της μονάδας. Τυπικές τιμές του ισεντροπικού βαθμού απόδοσης συμπιεστών είναι από 0.7 έως 0.85, με τους μεγαλύτερους συμπιεστές να έχουν καλύτερους ισεντροπικούς βαθμούς απόδοσης από τους μικρούς.

Αντίστοιχα ορίζεται ο ισεντροπικός βαθμός απόδοσης στροβίλου. Στην περίπτωση αυτή έχουμε αδιαβατική εκτόνωση του εργαζόμενου μέσου. Η ιδανική διεργασία είναι αντιστρεπτή και συνεπώς ισεντροπική, ενώ η πραγματική αδιαβατική είναι μη αντιστρεπτή (λόγω των εσωτερικών τριβών) και συνεπώς έχουμε αύξηση της εντροπίας. Η εκτόνωση ορίζεται μεταξύ δύο ισοθλίπτων, μεταξύ των οποίων βρίσκεται και η ιδεατή διεργασία. Το σχήμα 10.15 περιέχει τις αντίστοιχες διεργασίες σε διάγραμμα T-s και σε διάγραμμα p-v. Προφανώς το παραγόμενο πραγματικό έργο w είναι μικρότερο από το ιδεατό

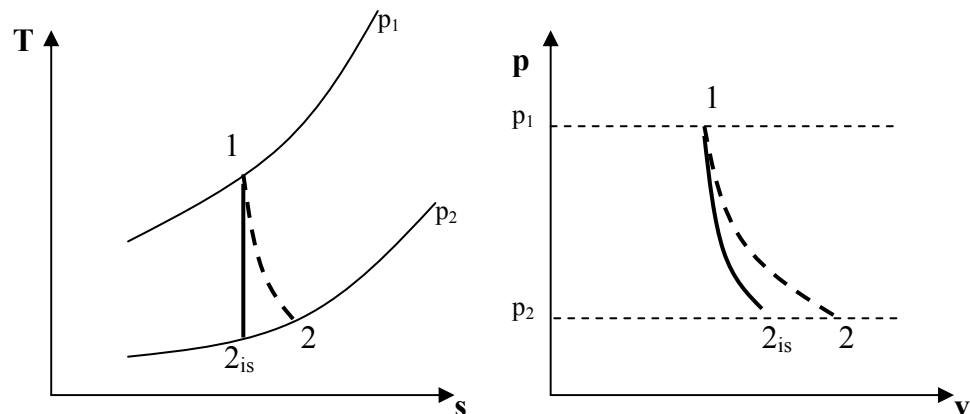
W_{is} , και ο ισεντροπικός βαθμός απόδοσης στροβίλου ορίζεται:

$$\eta_{is\ T} = W / W_{is}$$

Τυπικές τιμές του ισεντροπικού βαθμού απόδοσης στροβίλων είναι από 0.7 έως 0.85, με τους μεγαλύτερους στροβίλους να έχουν συνήθως και μεγαλύτερο βαθμό απόδοσης. Οι στροβίλοι συνήθως έχουν μεγαλύτερο ισεντροπικό βαθμό απόδοσης από τους συμπιεστές που λειτουργούν μεταξύ των ίδιων ισοθλίπτων.

ΣΧΗΜΑ 10.15

Αδιαβατική εκτόνωση
(ιδεατή και πραγματική).



Η τελευταία περίπτωση που θα εξεταστεί είναι η περίπτωση του ακροφυσίου. Όπως έχουμε ήδη εξετάσει, η μόνιμη ροή στο ακροφύσιο θεωρείται αδιαβατική και προφανώς το έργο είναι μηδενικό. Συνεπώς, με βάση τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο, η ολική ενθαλπία διατηρείται. Για ιδεατή μεταβολή (αντιστρεπτή), διατηρείται σταθερή και η εντροπία (αδιαβατική αντιστρεπτή διεργασία). Αυτό που γίνεται εντός του ακροφυσίου είναι η αύξηση της ταχύτητας του ρευστού με αντίστοιχη μείωση της πίεσης (με διατήρηση της ολικής ενθαλπίας). Η ύπαρξη όμως των τριβών κατά τη ροή του ρευστού, δημιουργεί μη αντιστρεπτή διεργασία και αύξηση της εντροπίας.

Επειδή η αύξηση της ταχύτητας είναι το ζητούμενο εντός του ακροφυσίου, ο ισεντροπικός βαθμός απόδοσης ορίζεται με τη χρήση των αντίστοιχων κινητικών ενεργειών:

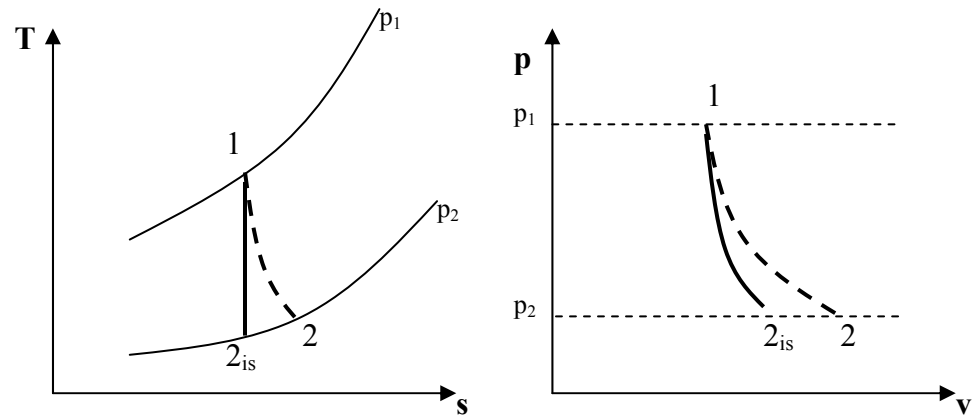
$$\eta_{is\ N} = (U_{out}^2/2) / (U_{out\ is}^2/2)$$

Ο παραπάνω ορισμός αναφέρεται σε δεδομένη μεταβολή πίεσης (ιδανική και πραγματική) με συγκεκριμένη κατάσταση εισόδου.

Επειδή τα ακροφύσια είναι πολύ απλές συσκευές, χωρίς κινούμενα μέρη ή πτερόγια, έχουν μεγάλο ισεντροπικό βαθμό απόδοσης, ο οποίος κυμαίνεται μεταξύ του 0.9 και του 0.97. Στο σχήμα 10.16 φαίνονται οι αντίστοιχες διεργασίες (ιδεατή – πραγματική) εντός ενός ακροφυσίου, σε διαγράμματα T-s και p-v. Η μορφή του διαγράμματος είναι αντίστοιχη με αυτήν του στροβίλου.

ΣΧΗΜΑ 10.16

Αδιαβατική ροή εντός
ακροφυσίου (ιδεατή και
πραγματική).



11 ΘΕΡΜΟΔΥΝΑΜΙΚΟΙ ΚΥΚΛΟΙ ΙΣΧΥΟΣ – ΚΥΚΛΟΣ RANKINE

11.1 ΓΕΝΙΚΑ

Οι Θερμοδυναμικοί Κύκλοι Ισχύος είναι θερμοδυναμικά συστήματα (διατάξεις), στα οποία το εργαζόμενο μέσο υφίσταται μια σειρά από διεργασίες και επιστρέφει στην αρχική του κατάσταση. Στη διάρκεια της κυκλικής διεργασίας το σύστημα προσλαμβάνει θερμότητα, μετατρέποντας ένα τμήμα της σε έργο (ισχύς – ρυθμός παραγωγής έργου), ενώ το υπόλοιπο τμήμα αποβάλλεται (ως θερμότητα). Τα παραπάνω ισχύουν επακριβώς για έναν κλειστό κύκλο ατμού στην περίπτωση παραγωγής ισχύος σε θερμοηλεκτρικό σταθμό. Υπάρχουν όμως περιπτώσεις που δεν έχουμε ακριβώς θερμοδυναμικό κύκλο, αν και το σύστημα υπόκειται σε κάποιο μηχανικό κύκλο. Στην περίπτωση, για παράδειγμα, της εμβολοφόρου μηχανής εσωτερικής καύσης ή της στροβιλομηχανής ενός αεροσκάφους, έχουμε αλλαγή του εργαζόμενου μέσου (από αέρα σε μείγμα καύσιμου-αέρα και στη συνέχεια σε καυσαέριο). Στις περιπτώσεις αυτές δεν έχουμε στην ουσία θερμοδυναμικό κύκλο (μόνο μηχανικό), όμως χρησιμοποιούμε καταχρηστικά τον όρο «ανοικτός κύκλος».

Και στις δύο περιπτώσεις (των ανοικτών και των κλειστών κύκλων) προσεγγίζουμε τον πραγματικό κύκλο με έναν ιδεατό κλειστό κύκλο, όμοιο με τον πραγματικό. Έτσι για παράδειγμα, η λειτουργία της τετράχρονης μηχανής εσωτερικής καύσης προσεγγίζεται με τον κύκλο Otto. Αυτούς ακριβώς τους ιδεατούς προσεγγιστικούς κύκλους θα εξετάσουμε στη συνέχεια.

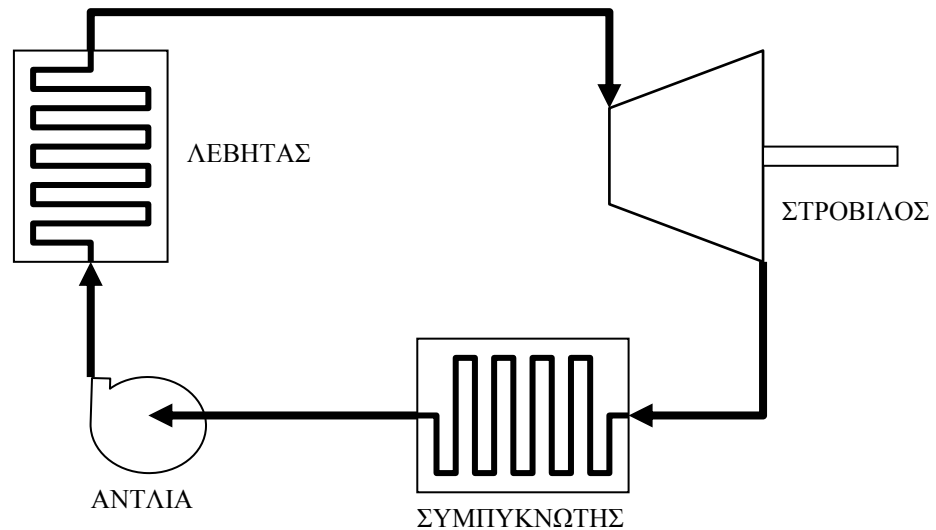
Κάτι που πρέπει να σημειωθεί, όσον αφορά τους κύκλους ισχύος, είναι ότι η πρόσδοση και αποβολή θερμότητας δε γίνεται σε θερμοδοχεία, με την έννοια της δεξαμενής θερμότητας που ορίσαμε σε προηγούμενο κεφάλαιο. Η πρόσδοση θερμότητας γίνεται στην πράξη από κάποια πηγή η οποία παράγει θερμότητα με κάποιο συγκεκριμένο ρυθμό. Για παράδειγμα θερμότητα παράγεται από την καύση του καυσίμου ή από το πυρηνικό καύσιμο ενός αντιδραστήρα. Δεν μπορεί να υπάρξει στην πράξη θερμοδοχείο το οποίο να έχει άπειρη θερμοχωρητικότητα και να μην μεταβάλλεται η θερμοκρασία του με τη συνεχή πρόσδοση θερμότητας στο εργαζόμενο μέσο. Αντίθετα δεν υπάρχει εννοιολογικό πρόβλημα όσον αφορά το ψυχοδοχείο, διότι η ατμόσφαιρα της γης ή οι ωκεανοί μπορούν να θεωρηθούν ως ψυχοδοχεία άπειρης θερμοχωρητικότητας, λόγω της πραγματικά μεγάλης θερμοχωρητικότητας που διαθέτουν, ώστε να μην επηρεάζεται η μέση θερμοκρασία τους με την πρόσδοση μεγάλων ποσοτήτων θερμότητας.

Η χρησιμοποίηση του κύκλου Carnot για την παραγωγή ισχύος είναι ανέφικτη, λόγω της ύπαρξης των δύο ισοθερμοκρασιακών μεταβολών (οι οποίες είναι δύσκολο να πραγματοποιηθούν, ειδικά η πρόσδοση θερμότητας) και λόγω των δύο ισεντροπικών μεταβολών, οι οποίες είναι αδύνατο να επιτευχθούν. Για το λόγο αυτό εισήχθησαν διαφορετικοί κύκλοι, οι οποίοι έχουν μικρότερο βαθμό απόδοσης από τον κύκλο Carnot, είναι όμως εφικτή η πραγματοποίησή τους.

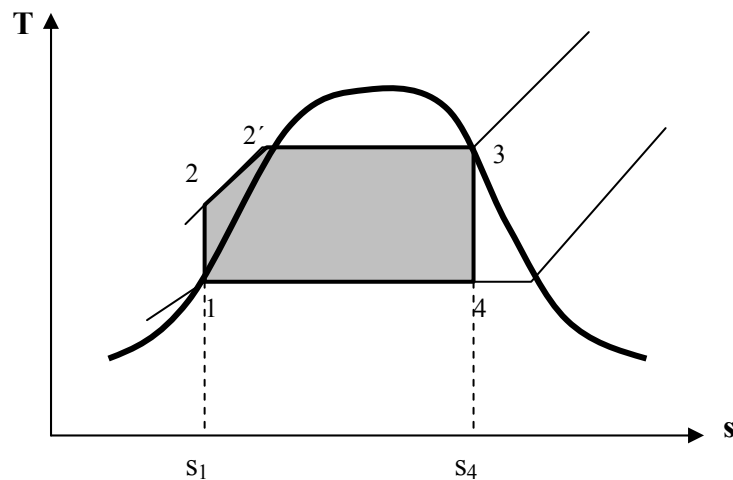
11.2 ΚΥΚΛΟΣ RANKINE

Ο κύκλος Rankine χρησιμοποιεί νερό ως εργαζόμενο μέσο, ενώ περιλαμβάνει και αλλαγές φάσεις μεταξύ του υγρού και του ατμού. Τέτοιους είδους κύκλους χρησιμοποιούν τα ατμοηλεκτρικά εργοστάσια παραγωγής ενέργειας.

ΣΧΗΜΑ 11.1
Διάγραμμα διάταξης
παραγωγής ισχύος με
κύκλο Rankine.



ΣΧΗΜΑ 11.2
Ο κύκλος Rankine σε
διάγραμμα T-s νερού.



Στο σχήμα 11.1 παρουσιάζεται σχεδιάγραμμα της διάταξης παραγωγής ισχύος με εργαζόμενο μέσο νερό και χρησιμοποίηση του κύκλου Rankine (απλοποιημένο διάγραμμα εργοστασίου παραγωγής ισχύος με ατμό). Το σχήμα 11.2 παρουσιάζει τον κύκλο αυτό σε διάγραμμα T-s νερού. Ο κύκλος απαρτίζεται από τις ακόλουθες τέσσερις διεργασίες μόνιμης κατάστασης μόνιμης λειτουργίας:

1-2: Αντιστρεπτή αδιαβατική συμπίεση στην αντλία.

2-3: Ισόθλιπτη θέρμανση στο λέβητα.

3-4: Αντιστρεπτή αδιαβατική εκτόνωση στον αμοστρόβιλο (ή σε ατμομηχανή με έμβολο).

4-1: Ισόθλιπτη αφαίρεση θερμότητας στο συμπυκνωτή μέχρι την πλήρη υγροποίηση του ατμού.

Η ισόθλιπτη θέρμανση στο λέβητα γίνεται μέχρι πλήρους ατμοποίησης του νερού, αλλά μπορεί να συνεχιστεί και μέσα στην περιοχή του υπέρθερμου ατμού, όπως θα δούμε στη συνέχεια. Η αντιστρεπτή αδιαβατική συμπίεση στην αντλία προκαλεί πολύ μικρή αύξηση της θερμοκρασίας (στο διάγραμμα του σχήματος 11.2 έχει μεγεθυνθεί η θερμοκρασιακή αυτή διαφορά για λόγους καλύτερης εποπτείας – στην πράξη η ισόθλιπτη 2 – 2' σεδόν ταυτίζεται με την καμπύλη κεκορεσμένης κατάστασης).

Αν αμεληθούν οι μεταβολές στην κινητική και στη δυναμική ενέργεια, τότε τα ποσά θερμότητας και έργου μπορούν να παρασταθούν με διάφορα εμβαδά στο διάγραμμα T-s. Η προσδιδόμενη θερμότητα στο εργαζόμενο μέσο δίνεται από το εμβαδόν κάτω από την ισόθλιπτη 2-3, ενώ η αφαιρούμενη από το εργαζόμενο μέσο θερμότητα δίνεται από το εμβαδόν κάτω από την ισόθλιπτη (ισοθερμοκρασιακή) 4-1. Από τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο προκύπτει ότι η επιφάνεια που δίνει το παραγόμενο έργο ισούται με τη διαφορά των παραπάνω επιφανειών, δηλαδή από το εμβαδόν που περικλείεται από τον κύκλο 12341. Άρα ο θερμικός βαθμός απόδοσης προκύπτει ως ο λόγος των αντίστοιχων εμβαδών:

$$\eta_{\text{θερ}} = [122'341] / [s_1 122'34s_4s_1]$$

Αν θεωρήσουμε τις μέσες θερμοκρασίες κατά τις οποίες γίνονται οι συναλλαγές θερμότητας, τότε βλέπουμε ότι όσο αυξάνεται η μέση θερμοκρασία κατά την πρόσδοση θερμότητας ή όσο μειώνεται η μέση θερμοκρασία κατά την αφαίρεση θερμότητας τόσο αυξάνεται ο βαθμός απόδοσης και το παραγόμενο έργο. Ο βαθμός απόδοσης του κύκλου είναι μικρότερος του αντίστοιχου κύκλου Carnot, αφού η μέση θερμοκρασία του είναι μικρότερη της θερμοκρασίας της ισόθλιπτης εντός της διαφανούς περιοχής.

Το τεχνικό έργο που παράγεται κατά την εκτόνωση στον αμοστρόβιλο δίνεται:

$$w_t = - \int_3^4 v dp = h_3 - h_4$$

όπου για την εξαγωγή της σχέσης χρησιμοποιήθηκε η δεύτερη σχέση του Gibbs και το γεγονός ότι η εκτόνωση είναι αδιαβατική και αντιστρεπτή ($Tds = 0$) (ή χρησιμοποιώντας τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο).

Αντίστοιχα το απορροφούμενο τεχνικό έργο στην αντλία θα δίνεται:

$$w_{tA} = -\int_1^2 v dp = h_1 - h_2 = -(h_2 - h_1)$$

Το έργο αυτό (η απόλυτη τιμή του) πρέπει να αφαιρεθεί από το τεχνικό έργο που δίνει ο ατμοστρόβιλος, άρα το καθαρό έργο που παράγεται δίνεται:

$$w = w_t + w_{tA} = (h_3 - h_4) - (h_2 - h_1)$$

Η θερμότητα η οποία προσδίδεται στο σύστημα θα δίνεται:

$$q = h_3 - h_2$$

όπου για την εξαγωγή της σχέσης θεωρήσαμε τη δεύτερη σχέση του Gibbs και το γεγονός ότι η πρόσδοση θερμότητας γίνεται με ισόθλιπτη διεργασία ($dp = 0$) (ή τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο).

Από τα παραπάνω προκύπτει ο θερμικός βαθμός απόδοσης της εγκατάστασης ως:

$$\eta_{\text{θερμ.}} = w / q = [(h_3 - h_4) - (h_2 - h_1)] / [h_3 - h_2]$$

ή

$$\eta_{\text{θερμ.}} = 1 - [(h_4 - h_1) / (h_3 - h_2)]$$

Επειδή για το νερό στην περιοχή του υπόψυκτου νερού οι θερμοκρασίες στα σημεία 1 και 2 είναι πολύ κοντά μεταξύ τους, θεωρούμε συνήθως ότι:

$$h_1 \approx h_2$$

Στην περίπτωση αυτή (επειδή το νερό είναι πρακτικά ασυμπίεστο) το έργο της αντλίας μπορεί να υπολογιστεί ως:

$$w_{tA} = -\int_1^2 v dp = h_1 - h_2 = -(h_2 - h_1)$$

Για μεγάλες διαφορές πίεσης η παραπάνω σχέση μπορεί να εισάγει σφάλματα, λόγω της συμπιεστότητας του νερού, οπότε στις περιπτώσεις αυτές το έργο της αντλίας πρέπει να υπολογίζεται με βάση τις διαφορές ενθαλπιών.

11.3 ΚΥΚΛΟΣ ΥΠΕΡΘΕΡΜΟΥ ΑΤΜΟΥ

Όπως αναφέρθηκε και προηγουμένως, η θέρμανση του ατμού μπορεί να συνεχιστεί, πάνω στην ίδια ισόθλιπτη και πέρα από το σημείο κορεσμού, στην περιοχή του υπέρθερμου ατμού, ώστε το τελικό σημείο της εκτόνωσης να είναι στην κεκορεσμένη κατάσταση. Με τον τρόπο αυτό μειώνονται και οι απώλειες στα τοιχώματα του στροβίλου, αφού δε δημιουργείται συμπύκνωση ατμού σε αυτά. Ο τροποποιημένος κύκλος φαίνεται στο σχήμα 11.3. Είναι προφανές ότι μπορεί να υπάρξουν όλες οι ενδιάμεσες καταστάσεις μεταξύ του τροποποιημένου

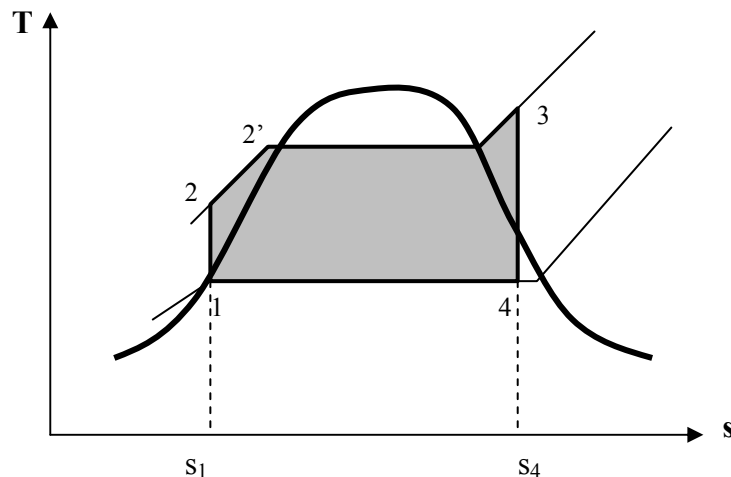
αυτού κύκλου και του αρχικού, δηλαδή η αρχική κατάσταση της εκτόνωσης να βρίσκεται στην περιοχή του υπέρθερμου ατμού και η τελική στην περιοχή υγρού ατμού.

Οι ποσότητες θερμότητας και έργου, καθώς και ο θερμικός βαθμός απόδοσης προκύπτουν όπως προηγουμένως για τον απλό κύκλο Rankine. Η αύξηση του εμβαδού του κύκλου έχει ως αποτέλεσμα την αύξηση του παραγόμενου έργου. Επίσης, λόγω του γεγονότος ότι το εμβαδόν του κύκλου αυξάνεται αναλογικά πολύ περισσότερο από το εμβαδόν της προσδιδόμενης θερμότητας, ο βαθμός απόδοσης του κύκλου είναι αυξημένος σε σχέση με τον βασικό κύκλο. Αυτό φαίνεται και αριθμητικά με σύγκριση των βαθμών απόδοσης από τη σχέση:

$$\eta_{\text{θερ}} = 1 - [(h_4 - h_1) / (h_3 - h_2)]$$

σε διάγραμμα h-s.

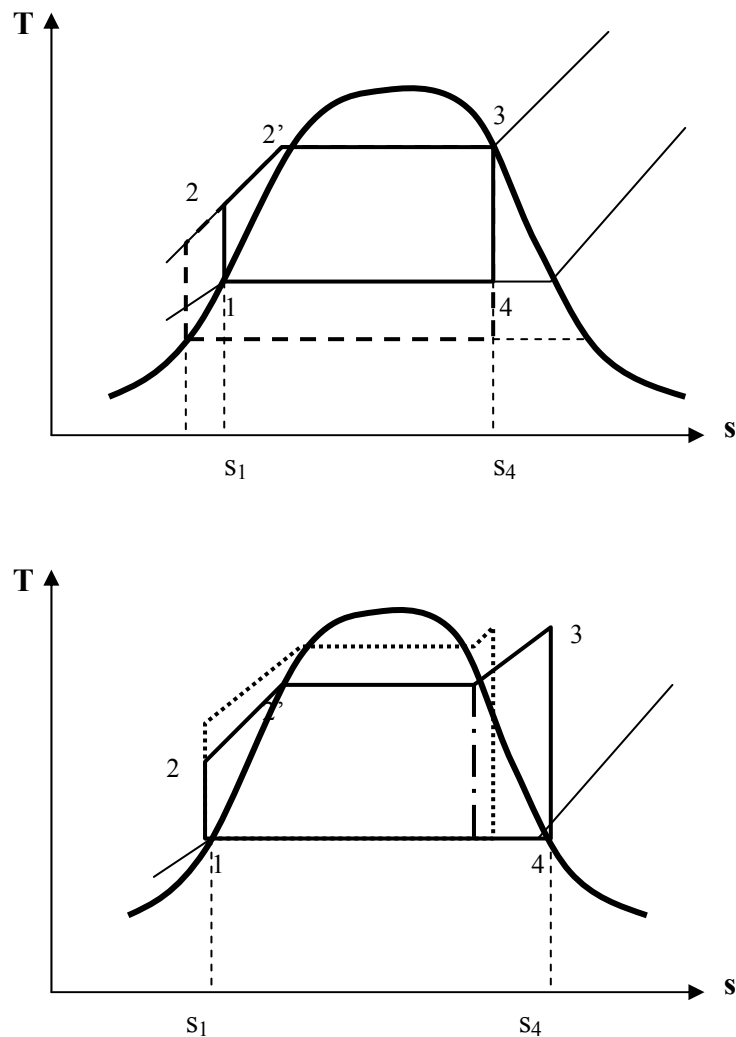
ΣΧΗΜΑ 11.3
Κύκλος Rankine με
υπέρθερμο ατμό.



11.4 ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΗΣ ΠΙΕΣΗΣ ΚΑΙ ΤΗΣ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑΣ ΣΤΟΝ ΚΥΚΛΟ RANKINE

Η επίδραση της μείωσης της πίεσης στο συμπυκνωτήρα φαίνεται στο σχήμα 11.4. Η μείωση της πίεσης λειτουργίας αντιστοιχεί σε μείωση της θερμοκρασίας κατά την οποία γίνεται η απόρριψη θερμότητας. Η μείωση αυτή προκαλεί αύξηση του προσφερόμενου έργου, αφού μεγαλώνει το εμβαδόν του κύκλου, με παράλληλη αύξηση του προσφερόμενου ποσού θερμότητας, αφού το σημείο κορεσμού του νερού μεταφέρεται κάτω και αριστερά. Το τελικό αποτέλεσμα είναι η αύξηση του θερμικού βαθμού απόδοσης του κύκλου. Η μείωση όμως της πίεσης έχει ως αποτέλεσμα τη μείωση της ξηρότητας του υδρατμού στην έξοδο του ατμοστροβίλου, δηλαδή την αύξηση της περιεκτικότητας σε υγρασία. Το γεγονός αυτό προκαλεί μείωση στο βαθμό απόδοσης του στροβίλου και αύξηση της διάβρωσης των πτερυγίων του.

ΣΧΗΜΑ 11.4
Επίδραση της πίεσης και
της θερμοκρασίας στον
κύκλο Rankine



Όπως είδαμε και προηγουμένως, η εισαγωγή υπερθέρμανσης στον κύκλο αυξάνει τόσο το παραγόμενο έργο, όσο και τον βαθμό απόδοσης του κύκλου. Παράλληλα μετατοπίζεται το σημείο εξόδου από τον στρόβιλο προς σημεία μεγαλύτερης ξηρότητας, οπότε μειώνονται τα αντίστοιχα προβλήματα.

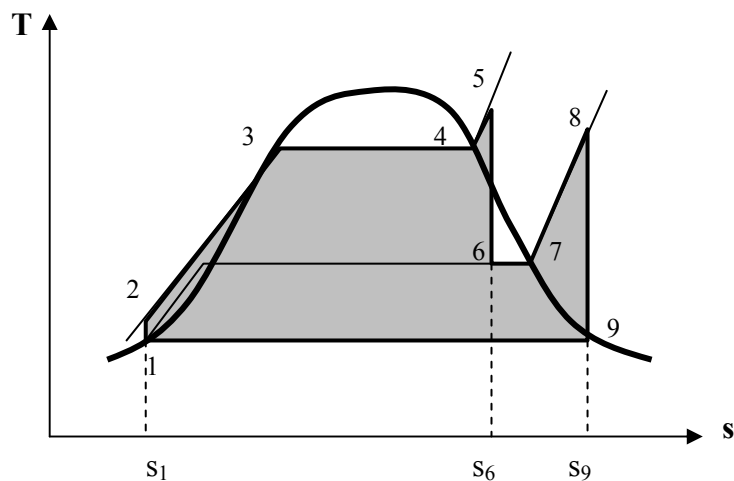
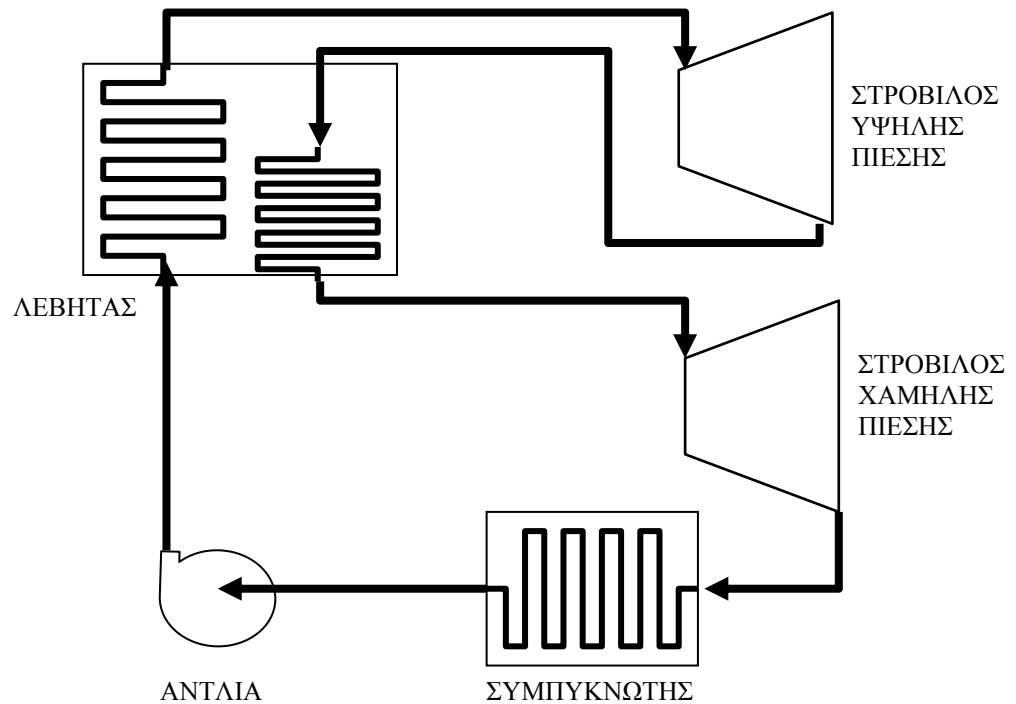
Στην περίπτωση που στον κύκλο με υπερθέρμανση αυξήσουμε την πίεση στη διεργασία της πρόσδοσης θερμότητας, με τρόπο ώστε να διατηρηθεί η μέγιστη θερμοκρασία του κύκλου (καθορίζεται από την αντοχή των υλικών) έχουμε αύξηση του βαθμού απόδοσης του κύκλου, ενώ το έργο παραμένει σχεδόν σταθερό (το εμβαδόν κατά το οποίο μειώνεται ισούται περίπου με το εμβαδόν κατά το οποίο αυξάνεται, ενώ η απορριπτόμενη θερμότητα μειώνεται). Πρόβλημα δημιουργείται με τη μείωση της ξηρότητας του υδρατμού, στην έξοδο του ατμοστροβίλου. Στη συνέχεια θα εξετάσουμε τον τρόπο με τον οποίο αντιμετωπίζεται το πρόβλημα αυτό.

Από τα παραπάνω γίνεται αντιληπτό ότι αύξηση του βαθμού απόδοσης μπορεί να πραγματοποιηθεί είτε με μείωση της πίεσης εξόδου από τον στρόβιλο, είτε με αύξηση της πίεσης θέρμανσης, είτε με υπερθέρμανση του ατμού.

11.5 ΚΥΚΛΟΣ RANKINE ΜΕ ΑΝΑΘΕΡΜΑΝΣΗ

Είδαμε προηγουμένως ότι η αύξηση της πίεσης, στην οποία γίνεται η θέρμανση, αυξάνει το βαθμό απόδοσης του κύκλου, ταυτόχρονα όμως μειώνει την ξηρότητα του ατμού στην έξοδο του στρόβιλου. Το μειονέκτημα αυτό αντιμετωπίζεται με την **αναθέρμανση του ατμού**.

ΣΧΗΜΑ 11.5
Θεωρητικός κύκλος
Rankine με
αναθέρμανση.



Το συγκρότημα παραγωγής ισχύος περιλαμβάνει δύο ατμοστρόβιλους (υψηλής και χαμηλής πίεσης), στους οποίους γίνεται διαδοχικά η εκτόνωση του ατμού σε δύο στάδια. Πριν από το δεύτερο στάδιο (πριν από το δεύτερο στρόβιλο) πραγματοποιείται αναθέρμανση του ατμού. Ο θεωρητικός κύκλος Rankine με αναθέρμανση παρουσιάζεται στο σχήμα 11.5. Το πέρας της

εκτόνωσης στον στρόβιλο υψηλής πίεσης μπορεί να βρίσκεται εντός της διαφασικής περιοχής ή έξω από αυτή, με συνηθέστερο το δεύτερο. Εξετάζουμε τη γενική περίπτωση που η έξοδος του στροβίλου χαμηλής πίεσης βρίσκεται στη διαφασική περιοχή. Τότε το συνολικό έργο που παράγεται στους δύο στροβίλους δίδεται:

$$w_t = w_{t56} + w_{t89} = (h_5 - h_6) + (h_8 - h_9)$$

Αντίστοιχα το έργο που απορροφά η αντλία θα δίνεται:

$$-w_{tA} = (h_2 - h_1)$$

και αν θεωρήσουμε ασυμπίεστο ρευστό:

$$-w_{tA} \cong v_1 (p_3 - p_1)$$

Το θεωρητικό ωφέλιμο έργο προκύπτει:

$$w = (h_5 - h_6) + (h_8 - h_9) - (h_2 - h_1)$$

Η προσδιδόμενη στο σύστημα θερμότητα δίνεται από το άθροισμα των δύο τμημάτων κάτω από τις αντίστοιχες ισόθλιπτες 2-3-4-5 και 6-7-8:

$$q = (h_5 - h_2) + (h_8 - h_6)$$

Ο θερμικός βαθμός απόδοσης προφανώς θα δίνεται:

$$\eta_{\text{θερμ.}} = w / q = [(h_5 - h_6) + (h_8 - h_9) - (h_2 - h_1)] / [(h_5 - h_2) + (h_8 - h_6)]$$

ή

$$\eta_{\text{θερμ.}} = 1 - \{[h_9 - h_1] / [(h_5 - h_2) + (h_8 - h_6)]\}$$

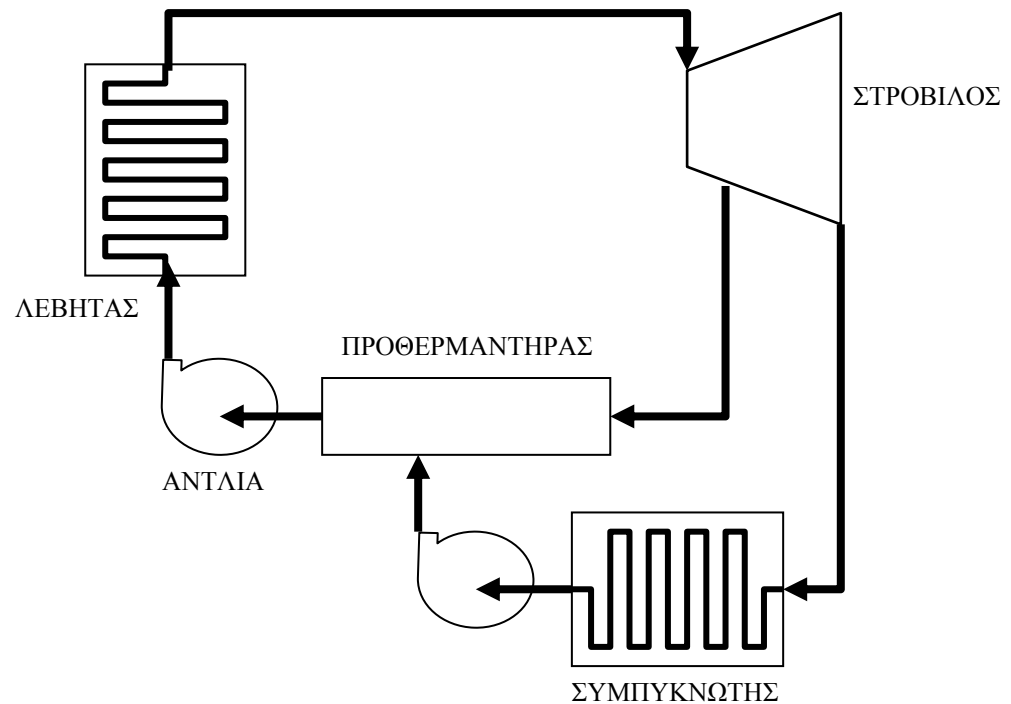
11.6 ΚΥΚΛΟΣ RANKINE ΜΕ ΑΠΟΜΑΣΤΕΥΣΗ ΑΤΜΟΥ

Όπως ήδη έχουμε δει, ο βαθμός απόδοσης του κύκλου Rankine αυξάνεται με αύξηση της μέσης θερμοκρασίας, στην οποία γίνεται η θέρμανση του εργαζόμενου μέσου. Με βάση αυτήν την παρατήρηση εισήχθη μια βελτιωμένη παραλλαγή του κύκλου, η οποία χρησιμοποιεί **απομάστευση ατμού** για **προθέρμανση του νερού**. Η αρχή λειτουργίας του φαίνεται στο σχήμα 11.6, ενώ στο σχήμα 11.7 παρουσιάζεται ο αντίστοιχος κύκλος σε διάγραμμα T-s.

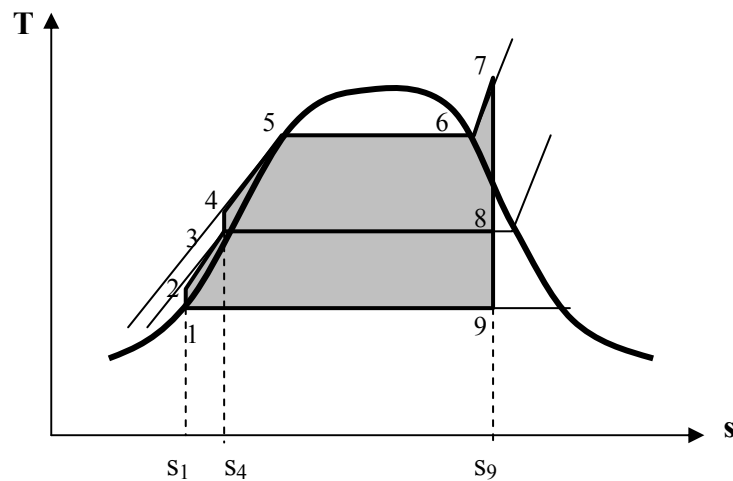
Στον ατμοστρόβιλο η εκτόνωση γίνεται σταδιακά. Μετά την ισεντροπική εκτόνωση μέχρι το σημείο 4', μέρος του ατμού αφαιρείται (απομαστεύεται) από το στρόβιλο, ενώ το υπόλοιπο συνεχίζει την εκτόνωση μέχρι το σημείο 4. Μετά το σημείο 4 οδηγείται στον συμπυκνωτήρα και μετά στην αντλία. Μετά την αντλία το νερό δεν οδηγείται κατευθείαν στο λέβητα, αλλά περνάει πρώτα από έναν **προθερμαντήρα**. Στον προθερμαντήρα οδηγείται και ο ατμός που έχει απομαστευτεί από το στρόβιλο. Οι αναλογίες των δύο φάσεων (νερού και ατμού) που αναμειγνύονται στον προθερμαντήρα είναι τέτοια, ώστε να προκύπτει υγρό κεκορεσμένης κατάστασης. Επειδή η πίεση στο σημείο της ανάμειξης είναι

μικρότερη από την πίεση λειτουργίας του λέβητα, προστίθεται στη συνέχεια δεύτερη αντλία, η οποία ανεβάζει την πίεση του νερού στα επιθυμητά επίπεδα.

ΣΧΗΜΑ 11.6
Συγκρότημα που
χρησιμοποιεί κύκλο
Rankine με
απομάστευση ατμού και
προθέρμανση του νερού.



ΣΧΗΜΑ 11.7
Κύκλος Rankine με
απομάστευση ατμού και
προθέρμανση του νερού.



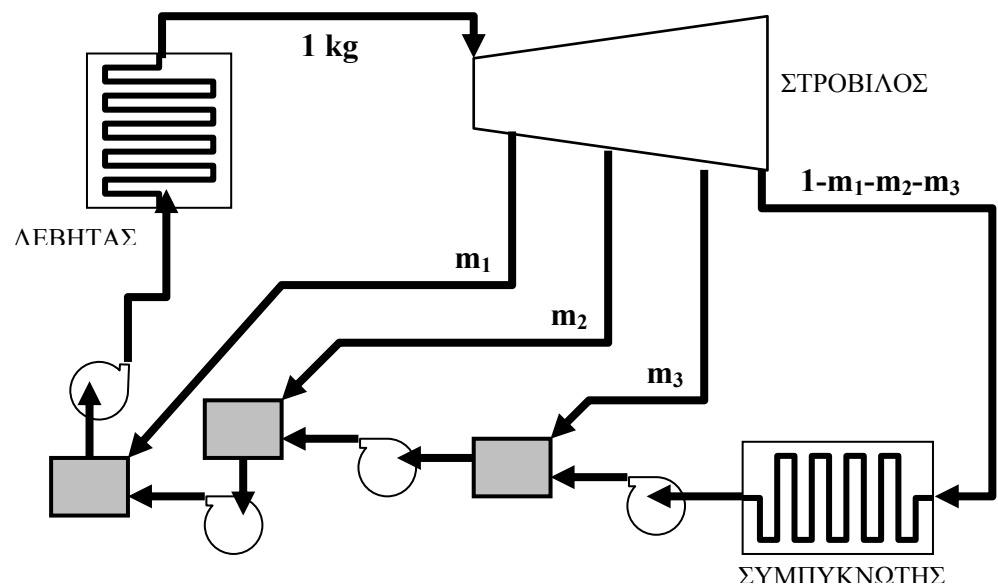
Με την παραπάνω διαδικασία, χωρίς το σύστημα να απορροφήσει επιπλέον θερμότητα, έχει ανεβάσει τη μέση θερμοκρασία στην οποία εισέρχεται η θερμότητα στο σύστημα.

Η παραπάνω διαδικασία μπορεί να πραγματοποιηθεί με περισσότερες από μία απομαστεύσεις, με τον αντίστοιχο αριθμό προθερμαντήρων και ενδιάμεσων αντλιών, όπως φαίνεται στο σχήμα 11.8. Πρέπει να δοθεί προσοχή στο γεγονός ότι το διάγραμμα T-s περιγράφει μόνο τις καταστάσεις του εργαζόμενου μέσου, ενώ η ροή μάζας δεν είναι η ίδια σε όλα τα σημεία του κύκλου, λόγω της απομάστευσης του ατμού. Η μεταβολή ολόκληρης της ποσότητας του ατμού με

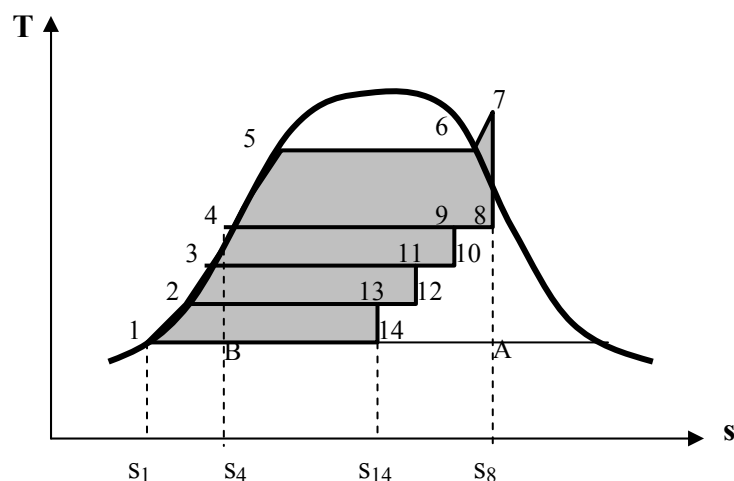
τις ενδιάμεσες μερικές συμπυκνώσεις παριστάνεται στο διάγραμμα T-s του σχήματος 11.9. Είναι φανερό ότι με τη μέθοδο αυτή ο κύκλος Rankine προσεγγίζει περισσότερο τον κύκλο Carnot (διαδοχικοί κύκλοι Carnot), με αποτέλεσμα την αύξηση του βαθμού απόδοσης του θεωρητικού κύκλου Rankine.

Το παραγόμενο έργο ισούται με το διαγραμμισμένο εμβαδόν του σχήματος 11.9 (το οποίο ισούται με το εμβαδόν AB45678A), ενώ το προσδιδόμενο ποσό θερμότητας ισούται με το εμβαδόν κάτω από την ισόθλιπτη εντός του λέβητα (εμβαδόν $s_45678s_8s_4$). Στο σχήμα 11.10 παρουσιάζεται ιδανικός κύκλος Rankine, που συνδυάζει την αναθέρμανση του ατμού και απομαστεύσεις για προθέρμανση του νερού. Η παραπάνω διαδικασία χρησιμοποιείται συχνά σε εγκαταστάσεις ατμοστροβίλων.

ΣΧΗΜΑ 11.8
Κύκλος Rankine με
πολλαπλές
απομαστεύσεις ατμού.



ΣΧΗΜΑ 11.9
Παράσταση των
μεταβολών ολόκληρης
της ποσότητας του
εργαζόμενου μέσου σε
διάγραμμα T-s, για
κύκλο Rankine με
πολλαπλές
απομαστεύσεις και
προθερμάνσεις.

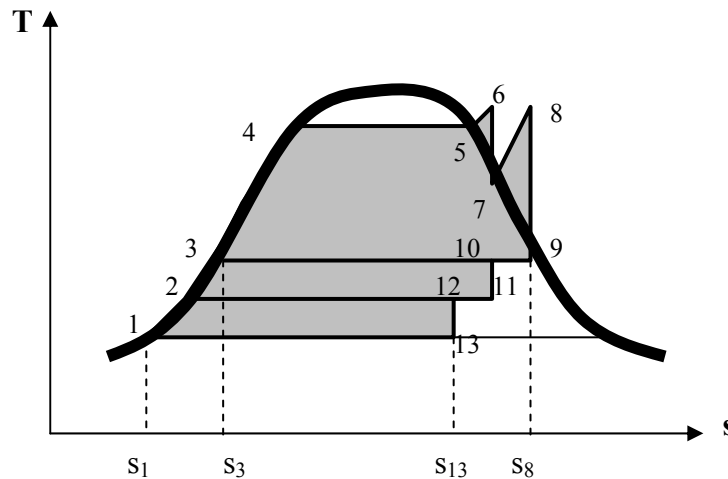


Εκτός της χρησιμοποίησης του κύκλου Rankine για παραγωγή ισχύος, είναι δυνατόν να χρησιμοποιηθεί σύνθετη διάταξη για ταυτόχρονη εκμετάλλευση της παραγόμενης θερμότητας (για θέρμανση χώρων). Μία τέτοια σύνθετη διάταξη φαίνεται στο σχήμα 11.11, η οποία περιλαμβάνει τη γραμμή παραγωγής

ισχύος (ατμοστρόβιλος) και τη γραμμή παραγωγής θερμότητας (εναλλάκτης θερμότητας). Η ροή του εργαζόμενου μέσου μέσα από τις δύο γραμμές ρυθμίζεται από τη βαλβίδα. Τελείως κλειστή βαλβίδα οδηγεί σε πλήρες κύκλωμα ισχύος. Με ρύθμιση της βαλβίδας σε διάφορες θέσεις έχουμε διάφορους συνδυασμούς μεταξύ των δύο κυκλωμάτων.

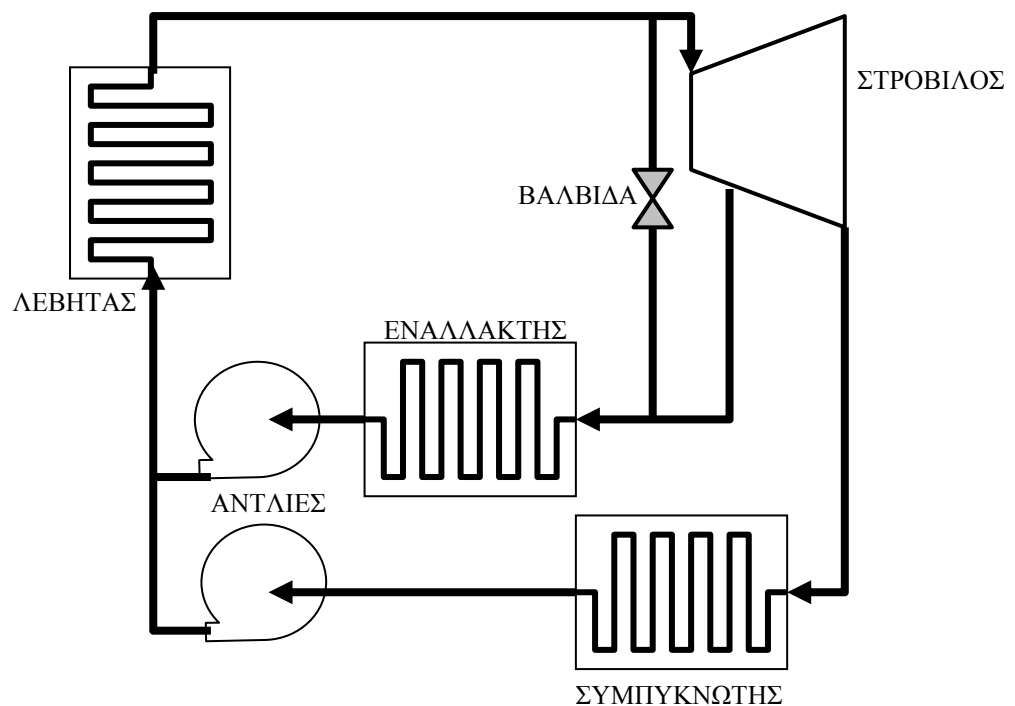
ΣΧΗΜΑ 11.10

Σχηματική παράσταση κύκλου Rankine με αναθέρμανση ατμού και απομαστεύσεις.



ΣΧΗΜΑ 11.11

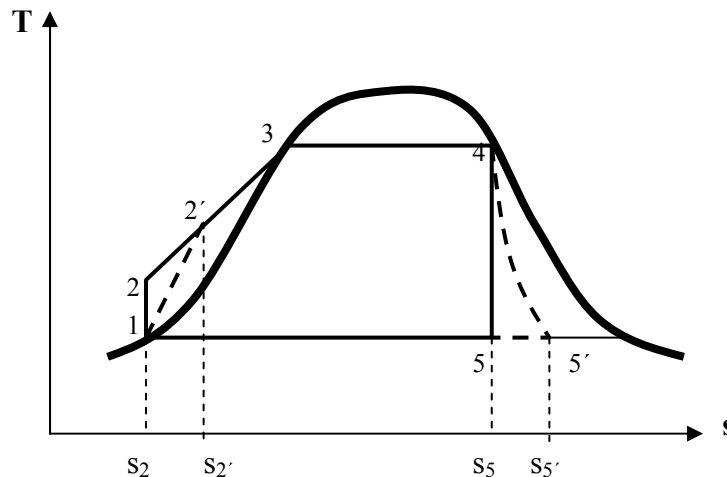
Διάταξη σύνθετου κύκλου Rankine για παραγωγή ισχύος και θέρμανση.



11.7 Ο ΠΡΑΓΜΑΤΙΚΟΣ ΚΥΚΛΟΣ RANKINE

Ο θεωρητικός κύκλος Rankine, που εξετάσαμε προηγουμένως, στηρίχθηκε στην παραδοχή ότι οι συμπίεσεις του νερού και οι εκτονώσεις στον ατμοστροβίλο γίνονται αδιαβατικά και αντιστρεπτά, δηλαδή ισεντροπικά. Η παραδοχή όμως αυτή δεν ισχύει στην πράξη, λόγω των απωλειών που δημιουργούνται κατά τη ροή του ρευστού μέσα από τα πτερύγια της αντλίας και του στροβίλου. Οι απώλειες αυτές οφείλονται στη συνεκτικότητα του ρευστού, δηλαδή στην ύπαρξη τριβών. Έτσι στην πραγματικότητα οι συμπίεσεις και οι εκτονώσεις στις αντλίες και τους στροβίλους, που συνθέτουν τον κύκλο Rankine, είναι μη αντιστρεπτές και συνοδεύονται από αύξηση της εντροπίας. Ως μη αντιστρεπτές διεργασίες παριστάνονται στα διάφορα διαγράμματα με διακεκομμένες γραμμές. Στο σχήμα 11.12 φαίνεται ο πραγματικός κύκλος και ο αντίστοιχος θεωρητικός κύκλος Rankine, όπου με διακεκομμένες γραμμές περιγράφονται οι πραγματικές μη αντιστρεπτές διεργασίες εντός της αντλίας και του στροβίλου.

ΣΧΗΜΑ 11.12
Ο πραγματικός κύκλος Rankine.



Στην πραγματική εκτόνωση εντός του στροβίλου (για ίδια τελική πίεση και θερμοκρασία) έχουμε τελική ενθαλπία μεγαλύτερη από την αντίστοιχη της ιδανικής εκτόνωσης. Επειδή η διαφορά ενθαλπιών μεταξύ εισόδου και εξόδου δίνουν το παραγόμενο έργο (Πρώτος Θερμοδυναμικός Νόμος), το παραγόμενο έργο της πραγματικής εκτόνωσης είναι μικρότερο του ιδανικού. Αντίστοιχα στην αντλία, για ίδια τελική πίεση, η ενθαλπία εξόδου της πραγματικής διεργασίας είναι μεγαλύτερη της ιδανικής, οπότε το προσδιδόμενο έργο είναι μεγαλύτερο του ιδανικού. Το αποτέλεσμα είναι ότι το συνολικό έργο είναι μικρότερο από αυτό του ιδανικού κύκλου Rankine. Τα θεωρητικά ποσά έργου και τα αντίστοιχα πραγματικά συνδέονται μεταξύ τους με τους αντίστοιχους ισεντροπικούς βαθμούς απόδοσης, όπως έχουμε ήδη δει σε προηγούμενη παράγραφο.

Πέραν των απωλειών εντός των αντλιών και των στροβίλων, απώλειες συμβαίνουν και εντός όλων των αγωγών όπου διακινείται το ρευστό εργαζόμενο μέσο, λόγω της συνεκτικότητας των ρευστών. Οι απώλειες ενέργειας λόγω

συνεκτικότητας εμφανίζονται ως απώλειες πίεσης (μετακίνηση σε χαμηλότερη ισόθλιπτη), ενώ έχουν ως αποτέλεσμα την αύξηση της εντροπίας. Παράλληλα έχουμε και απώλειες θερμότητας προς το περιβάλλον, λόγω της μη ιδανικής μόνωσης των σωληνώσεων. Το αποτέλεσμα των παραπάνω απωλειών είναι μείωση της εντροπίας. Το γεγονός της πτώσης της πίεσης εντός των σωληνώσεων του λέβητα επιβάλλει τη χρησιμοποίηση περισσότερου έργου στην αντλία, ώστε η πίεση εισόδου να είναι μεγαλύτερη από την επιθυμητή πίεση εξόδου από το λέβητα (είσοδος στον ατμοστρόβιλο). Οι αντίστοιχες απώλειες εντός του συμπυκνωτή είναι σχετικά μικρές, μειώνουν όμως την πίεση εισόδου στην αντλία, αυξάνοντας επιπλέον το απαιτούμενο προσδιδόμενο έργο.

Για τη σύγκριση της ποιότητας των διαφόρων πραγματικών κύκλων Rankine χρησιμοποιούνται συνήθως δύο κριτήρια. Το πρώτο κριτήριο είναι ο ισεντροπικός βαθμός απόδοσης του στροβίλου, που μας δίνει την ποιότητα της διαδικασίας παραγωγής έργου στον κύκλο (η απορρόφηση έργου στην αντλία είναι πολύ μικρή σε σχέση με το παραγόμενο έργο στον ατμοστρόβιλο). Προφανώς ο ισεντροπικός βαθμός του στροβίλου είναι πάντα μικρότερος της μονάδας, με την τιμή 1 να ισχύει στην περίπτωση του ιδανικού κύκλου (ισεντροπική εκτόνωση).

Το δεύτερο κριτήριο της ποιότητας του κύκλου είναι η **ειδική κατανάλωση ατμού D**, που δίνει την απαιτούμενη παροχή ατμού (kg/h) ανά μονάδα παραγόμενης ισχύος (1 kW). Όπως έχουμε ήδη δει, το παραγόμενο έργο στο στρόβιλο ισούται με τη διαφορά ενθαλπιών Δh μεταξύ εισόδου και εξόδου (για αμελητέα μεταβολή της κινητικής και δυναμικής ενέργειας του ρευστού) ανά μονάδα μάζας εργαζόμενου μέσου. Συνεπώς, το αντίστροφο του έργου ($1/\Delta h$) δίνει την ποσότητα ατμού (σε kg) ανά μονάδα έργου (kJ). Αν εκφραστεί το έργο σε kW h θα έχουμε την ποσότητα ατμού σε μία ώρα, δηλαδή την ειδική κατανάλωση ατμού D:

$$D = 3600 / \Delta h \text{ σε (kg/h)/ kW}$$

Η ειδική κατανάλωση ατμού, επειδή δείχνει την ροή ατμού, αποτελεί έκφραση του μεγέθους της μονάδας παραγωγής ισχύος.

12 ΚΥΚΛΟΙ ΟΤΤΟ ΚΑΙ DIESEL

12.1 ΘΕΩΡΗΤΙΚΟΙ ΚΥΚΛΟΙ ΑΕΡΟΣ

Οι εμβολοφόρες μηχανές εσωτερικής καύσης ακολουθούν μηχανικούς κύκλους και όχι θερμοδυναμικούς κύκλους, όντας μηχανές ανοικτού κυκλώματος μη μόνιμης ροής. Μπορούν να προσεγγισθούν από μηχανές μόνιμης ροής, αν ληφθεί υπ' όψιν η εξομάλυνση της ροής που συμβαίνει σε πολυκύλινδρες μηχανές και λόγω της παρουσίας του φίλτρου εισαγωγής και του αποσιωπητήρα στην εξαγωγή (που εξομαλύνουν τη ροή). Παρ' όλα αυτά συνηθίζεται να συγκρίνεται η λειτουργία των μηχανών αυτών με βάση αντίστοιχους θερμοδυναμικούς κύκλους, θεωρώντας τον **θερμοδυναμικός ισοδύναμο κλειστό κύκλο**. Η διαδικασία αυτή θα ακολουθηθεί στη συνέχεια, ξεκινώντας από τους απλούστερους θερμοδυναμικούς κύκλους που μπορούν να προσομοιάσουν στη λειτουργία των εμβολοφόρων μηχανών εσωτερικής καύσης.

Η ανάλυση των βασικών αρχών λειτουργίας των εμβολοφόρων μηχανών εσωτερικής καύσης μπορεί να γίνει ευκολότερα, χρησιμοποιώντας ορισμένες απλουστευτικές παραδοχές. Οι παραδοχές αυτές επιτρέπουν την προσέγγιση των μεταβολών που συμβαίνουν στο εσωτερικό των κυλίνδρων με απλές θερμοδυναμικές μεταβολές, για τις οποίες είναι γνωστές οι σχέσεις που συνδέουν τα καταστατικά μεγέθη μεταξύ τους.

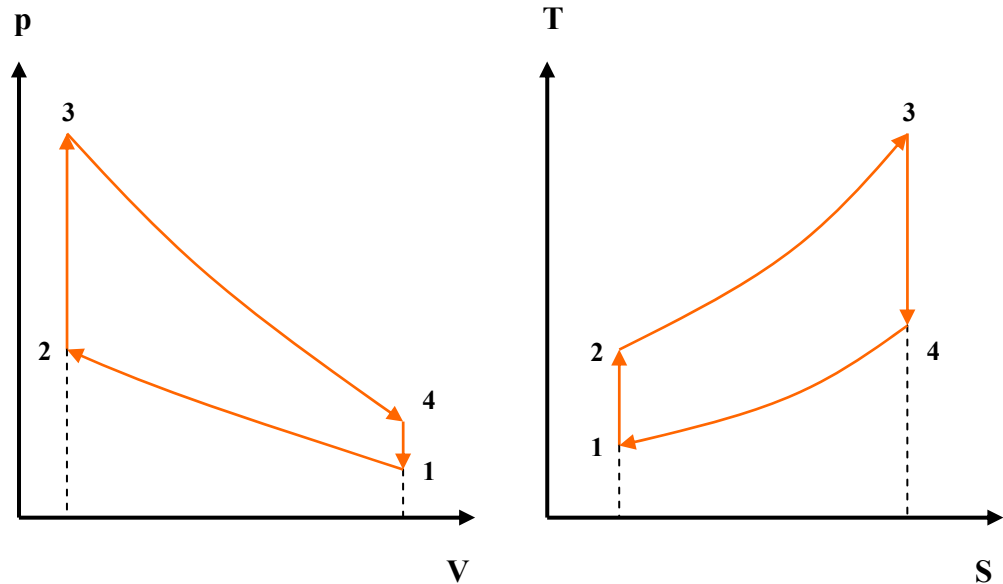
Στις επόμενες παραγράφους περιγράφονται οι ιδανικοί (πλήρως αναστρέψιμοι) θερμοδυναμικοί κύκλοι των εμβολοφόρων μηχανών, οι οποίοι ονομάζονται **Ιδανικοί Πρότυποι Κύκλοι Αέρα**, λόγω του γεγονότος ότι ως εργαζόμενο λαμβάνεται ο αέρας. Οι παραδοχές, οι οποίες χρησιμοποιούνται για την περιγραφή των θεωρητικών κύκλων αέρος, παρατίθενται στη συνέχεια:

1. Το εργαζόμενο μέσο είναι αέρας, που συμπεριφέρεται ως τέλειο αέριο.
2. Η μάζα του εργαζόμενου μέσου διατηρείται αμετάβλητη (δεν έχουμε άνοιγμα ή κλείσιμο βαλβίδων ή έκχυση καυσίμου).
3. Όλες οι μεταβολές του κύκλου είναι αναστρέψιμες.
4. Η πρόσδοση θερμότητας στο εργαζόμενο μέσο γίνεται από Θερμοδοχείο (και όχι μέσω χημικής αντίδρασης καύσης).
5. Η απαγωγή της θερμότητας του κύκλου γίνεται σε Ψυχροδοχείο (και όχι μέσω της απαγωγής των καυσαερίων στο περιβάλλον).
6. Δεν υπάρχουν απώλειες θερμότητας προς το περιβάλλον, δηλαδή η θερμική μηχανή έχει αδιαβατικά τοιχώματα.
7. Το εργαζόμενο μέσο χαρακτηρίζεται από σταθερές με τη θερμοκρασία ειδικές θερμοχωρητικότητες υπό σταθερή πίεση και υπό σταθερό όγκο (c_p και c_v αντίστοιχα), με τιμές για τον αέρα $c_p=1.005 \text{ kJ/Kg K}$ και $c_v=0.717 \text{ kJ/Kg K}$.

Οι παραπάνω απλουστευτικές παραδοχές δημιουργούν μεγάλη αριθμητική

απόκλιση των θεωρητικών υπολογισμών από τα πραγματικά πειραματικά δεδομένα. Βοηθούν όμως στην διαπίστωση συγκεκριμένων τάσεων και γενικών συμπερασμάτων, ιδιαίτερα χρήσιμων στην ανάλυση των κύκλων. Με σταδιακή άρση των παραπάνω παραδοχών γίνεται βαθμιαία προσέγγιση των πραγματικών κύκλων.

ΣΧΗΜΑ 12.1: Ιδανικός
Πρότυπος Κύκλος Αέρα
ΟΤΤΟ.



12.2 Ο ΚΥΚΛΟΣ ΟΤΤΟ

Ο κύκλος ΟΤΤΟ αποτελείται από τις εξής τέσσερις μεταβολές:

1. Ισεντροπική συμπίεση του αέρα κατά τη μεταβολή 1-2.
2. Πρόσδοση θερμότητας υπό σταθερό όγκο κατά τη μεταβολή 2-3.
3. Ισεντροπική αποτόνωση του αέρα κατά τη μεταβολή 3-4.
4. Αποβολή θερμότητας υπό σταθερό όγκο κατά τη μεταβολή 4-1, και κλείσιμο του κύκλου.

Όπως είναι φανερό, η συναλλαγή θερμότητας γίνεται υπό σταθερό όγκο, το οποίο για την πραγματική μηχανή μεταφράζεται σε στιγμιαία καύση και στιγμιαία αποβολή των καυσαερίων.

Τα χαρακτηριστικά μεγέθη του κύκλου, όπως φαίνονται στα αντίστοιχα διαγράμματα p-V και T-S είναι:

1. Το έργο W , το οποίο ισούται με το εμβαδόν του κύκλου 12341 στα διαγράμματα p-V και T-S.

2. Η προσδιδόμενη θερμότητα Q_{23} , η οποία ισούται με το εμβαδόν κάτω από την καμπύλη 23 στο διάγραμμα T-S.

3. Η αποβαλλόμενη θερμότητα Q_{41} , η οποία ισούται με το εμβαδόν κάτω από την καμπύλη 41 στο διάγραμμα T-S.

Ο θερμικός βαθμός απόδοσης ηο του κύκλου ΟΤΤΟ, ορίζεται (όπως κάθε θερμικός βαθμός απόδοσης) ως ο λόγος του αποδιδόμενου έργου προς την προσδιδόμενη θερμότητα. Επειδή από τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο ισχύει (θεωρώντας απόλυτες τιμές των θερμοτήτων):

$$W = Q_{23} - Q_{41}$$

προκύπτει:

$$\eta_o = \frac{W}{Q_{23}} = \frac{Q_{23} - Q_{41}}{Q_{23}} = 1 - \frac{Q_{41}}{Q_{23}}$$

Αν m η μάζα του εργαζόμενου μέσου (αέρα) τότε οι θερμότητες συνδέονται με τις μεταβολές της θερμοκρασίας με τις σχέσεις:

$$Q_{41} = m c_v (T_4 - T_1)$$

$$Q_{23} = m c_v (T_3 - T_2)$$

και ο βαθμός απόδοσης γίνεται:

$$\eta_o = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} = 1 - \frac{T_1}{T_2} \left[\frac{\frac{T_4}{T_1} - 1}{\frac{T_3}{T_2} - 1} \right]$$

Θα γίνει προσπάθεια να αναχθούν οι λόγοι των θερμοκρασιών σε λόγους όγκων, χρησιμοποιώντας τις σχέσεις των θερμοδυναμικών μεταβολών που περιγράφουν τον κύκλο.

Για τις δύο ισηντροπικές μεταβολές ισχύουν οι σχέσεις:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1}$$

$$\frac{T_3}{T_4} = \left(\frac{V_4}{V_3} \right)^{\gamma-1}$$

Επειδή οι μεταβολές 23 και 41 είναι ισόογκες θα ισχύει

$$V_2 = V_3$$

και

$$V_4 = V_1$$

οπότε

$$V_1 / V_2 = V_4 / V_3$$

Αντικαθιστώντας την προηγούμενη σχέση στις σχέσεις ισεντροπικής μεταβολής προκύπτει:

$$T_2 / T_1 = T_3 / T_4$$

ή

$$T_2 / T_3 = T_1 / T_4$$

Με αντικατάσταση στην εξίσωση του βαθμού απόδοσης προκύπτει ότι

$$\eta_o = 1 - \frac{T_1}{T_2}$$

Χρησιμοποιώντας τη σχέση ισεντροπικής μεταβολής μεταξύ των σημείων 1 και 2 και αντικαθιστώντας στην προηγούμενη σχέση, ο βαθμός απόδοσης προκύπτει:

$$\eta_o = 1 - \frac{1}{\left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\gamma-1}}$$

Ορίζουμε ως **βαθμό ή λόγο συμπίεσης ε**:

$$\varepsilon = V_1 / V_2 = V_4 / V_3$$

οπότε ο βαθμός απόδοσης του κύκλου ΟΤΤΟ γίνεται:

$$\eta_o = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{\gamma-1}}$$

Όπως είναι φανερό, ο βαθμός απόδοσης εξαρτάται κατά ομόσημο τρόπο από το βαθμό συμπίεσης ε. Αύξηση του βαθμού συμπίεσης οδηγεί σε αύξηση του βαθμού απόδοσης του κύκλου ΟΤΤΟ. Η εξάρτηση από το γ είναι μικρή, ενώ δεν υπάρχει καθόλου εξάρτηση από την πριοςσδιδόμενη θερμότητα Q_{23} , άρα και από το φορτίο W (τα οποία συνδέονται με τη σχέση $W = \eta_o Q_{23}$).

Το συνολικό θεωρητικό έργο εξόδου W υπολογίζεται με την άθροιση των έργων σε κάθε μεταβολή του κύκλου:

$$W = W_{12} + W_{23} + W_{34} + W_{41}$$

Επειδή οι μεταβολές 23 και 41 είναι ισόογκες τα αντίστοιχα έργα είναι μηδενικά οπότε:

$$W = W_{12} + W_{34}$$

Επειδή για την ισεντροπική μεταβολή ισχύει:

$$pV^\gamma = \text{σταθερό} = p_1V_1^\gamma = p_2V_2^\gamma$$

το αναστρέψιμο ειδικό έργο ισεντροπικής μεταβολής προκύπτει:

$$W_{12} = \int_1^2 p dV = \int_1^2 p \frac{V^\gamma}{V^\gamma} dV = pV^\gamma \int_1^2 \frac{dV}{V^\gamma} = pV^\gamma \frac{V_2^{\gamma-1} - V_1^{\gamma-1}}{1-\gamma}$$

$$W_{12} = \frac{p_1V_1 - p_2V_2}{\gamma - 1}$$

όμοια:

$$W_{34} = \frac{p_3V_3 - p_4V_4}{\gamma - 1}$$

Αθροίζοντας τις δύο παραπάνω σχέσεις το συνολικό θεωρητικό έργο του κύκλου προκύπτει:

$$W = \frac{p_1V_1}{\gamma - 1} \left(1 - \frac{p_2V_2}{p_1V_1} + \frac{p_3V_3}{p_1V_1} - \frac{p_4V_4}{p_1V_1} \right)$$

Από τη σχέση ισεντροπικής μεταβολής προκύπτει:

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^\gamma = \varepsilon^\gamma$$

επίσης

$$\frac{p_3}{p_4} = \left(\frac{V_4}{V_3} \right)^\gamma = \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^\gamma = \varepsilon^\gamma$$

Από τις παραπάνω σχέσεις προκύπτει ότι:

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{p_3}{p_4} \Rightarrow \frac{p_3}{p_2} = \frac{p_4}{p_1}$$

Ορίζεται ως **σχέση συμπίεσης καύσης** r_p ο λόγος:

$$r_p = \frac{p_3}{p_2} = \frac{p_4}{p_1}$$

Αντικαθιστώντας στη σχέση υπολογισμού του θεωρητικού έργου προκύπτει τελικά:

$$W = \frac{p_1 V_1}{\gamma - 1} (r_p - 1) (\varepsilon^{\gamma-1} - 1)$$

Το θεωρητικό έργο W εξαρτάται από την κατάσταση 1, την προσδιδόμενη θερμότητα Q_{23} (μέσω της σχέσης συμπίεσης καύσης) και από το βαθμό συμπίεσης ε .

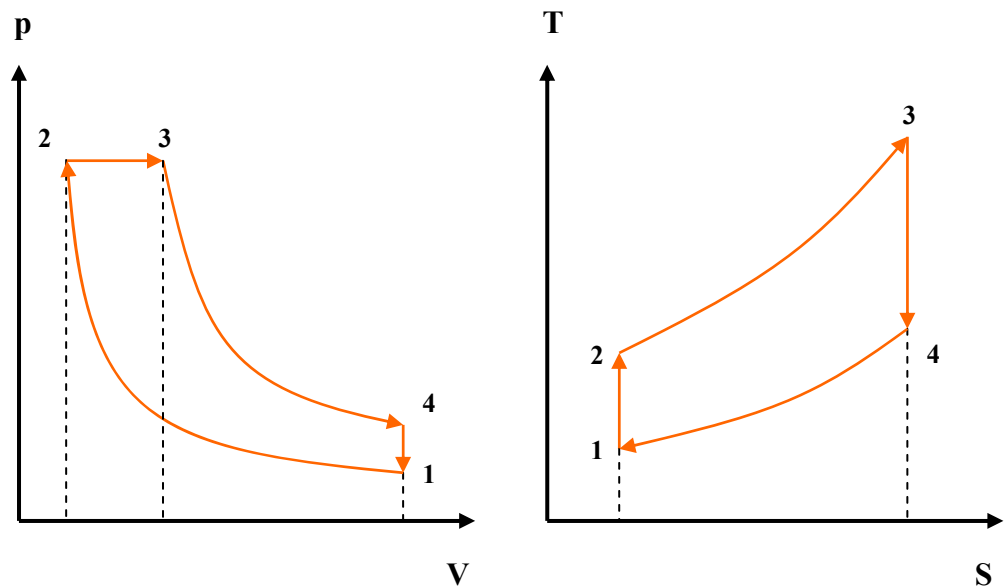
Ένα σημαντικό μέγεθος για τους εμβολοφόρους κινητήρες είναι η **Μέση Ενεργή Πίεση** του κύκλου (**mean effective pressure**) p_m , η οποία εκφράζει την αντίστοιχη σταθερή πίεση η οποία αν εξασκείτο στο έμβολο στη διαδρομή που αντιστοιχεί στον όγκο εμβολισμού του κυλίνδρου θα παρήγαγε έργο ίσο με το θεωρητικό έργο του κύκλου. Επομένως:

$$W = p_m (V_1 - V_2) \Rightarrow p_m = \frac{W}{V_1 - V_2} = \frac{W}{V_2 (\varepsilon - 1)}$$

Αντικαθιστώντας τη σχέση υπολογισμού του θεωρητικού έργου, προκύπτει τελικά:

$$p_m = \frac{p_1 \varepsilon (r_p - 1) (\varepsilon^{\gamma-1} - 1)}{(\gamma - 1) (\varepsilon - 1)}$$

ΣΧΗΜΑ 12.2: Ιδανικός Πρότυπος Κύκλος Αέρα DIESEL.



12.3 Ο ΚΥΚΛΟΣ DIESEL

Ο κύκλος DIESEL αποτελείται από τις εξής τέσσερις μεταβολές:

1. Ισεντροπική συμπίεση του αέρα κατά τη μεταβολή 1-2.
2. Πρόσδοση θερμότητας υπό σταθερή πίεση κατά τη μεταβολή 2-3.
3. Ισεντροπική αποτόνωση του αέρα κατά τη μεταβολή 3-4.
4. Αποβολή θερμότητας υπό σταθερό όγκο κατά τη μεταβολή 4-1, και κλείσιμο του κύκλου.

Όπως είναι φανερό, η συναλλαγή θερμότητας γίνεται υπό σταθερή πίεση και όχι υπό σταθερό όγκο, όπως γίνεται στον κύκλο OTTO.

Τα χαρακτηριστικά μεγέθη του κύκλου, όπως φαίνονται στα αντίστοιχα διαγράμματα p-V και T-S είναι:

1. Το έργο W, το οποίο ισούται με το εμβαδόν του κύκλου 12341 στα διαγράμματα p-V και T-S.
2. Η προσδιδόμενη θερμότητα Q_{23} , η οποία ισούται με το εμβαδόν κάτω από την καμπύλη 23 στο διάγραμμα T-S.
3. Η αποβαλλόμενη θερμότητα Q_{41} , η οποία ισούται με το εμβαδόν κάτω από την καμπύλη 41 στο διάγραμμα T-S.

Ο **θερμικός βαθμός απόδοσης** η_D του κύκλου DIESEL, ορίζεται (όπως κάθε θερμικός βαθμός απόδοσης) ως ο λόγος του αποδιδόμενου έργου προς την προσδιδόμενη θερμότητα. Επειδή από τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο ισχύει (θεωρώντας απόλυτες τιμές των θερμοτήτων):

$$W = Q_{23} - Q_{41}$$

προκύπτει:

$$\eta_D = \frac{W}{Q_{23}} = \frac{Q_{23} - Q_{41}}{Q_{23}} = 1 - \frac{Q_{41}}{Q_{23}}$$

Αν m η μάζα του εργαζόμενου μέσου (αέρα) τότε οι Θερμότητες συνδέονται με τις μεταβολές της θερμοκρασίας με τις σχέσεις:

$$Q_{41} = m c_v (T_4 - T_1)$$

$$Q_{23} = m c_p (T_3 - T_2)$$

και ο βαθμός απόδοσης γίνεται:

$$\eta_o = 1 - \frac{c_v}{c_p} \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} = 1 - \gamma \left(\frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} \right)$$

Θα γίνει προσπάθεια να αναχθούν οι λόγοι των θερμοκρασιών σε λόγους όγκων, χρησιμοποιώντας τις σχέσεις των θερμοδυναμικών μεταβολών που περιγράφουν τον κύκλο, όπως έγινε και για τον κύκλο ΟΤΤΟ.

Για τις δύο ισεντροπικές μεταβολές ισχύουν οι σχέσεις:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1} = \varepsilon^{\gamma-1}$$

όπου ε ο βαθμός ή λόγος συμπίεσης, ίσος με

$$\varepsilon = V_1 / V_2$$

$$\frac{T_3}{T_4} = \left(\frac{V_4}{V_3} \right)^{\gamma-1}$$

Επειδή οι μεταβολή 41 είναι ισόογκη θα ισχύει

$$V_4 = V_1$$

Για την ισόθλιπτη μεταβολή 2-3 ισχύει από την καταστατική εξίσωση των τελείων αερίων:

$$\frac{V_2}{T_2} = \frac{V_3}{T_3} \Rightarrow \frac{T_3}{T_2} = \frac{V_3}{V_2}$$

Ορίζεται ως **βαθμός αποκοπής ή βαθμός διόγκωσης καύσης ή βαθμός φορτίου α** , ο λόγος:

$$\alpha = V_3 / V_2$$

οπότε

$$T_3 = T_2 \alpha$$

Χρησιμοποιώντας τη σχέση της αδιαβατικής μεταβολής 1-2 η παραπάνω σχέση γίνεται

$$T_3 = T_1 \varepsilon^{\gamma-1} \alpha$$

Χρησιμοποιώντας τη σχέση της αδιαβατικής μεταβολής 3-4 προκύπτει:

$$T_4 = T_3 \left(\frac{V_3}{V_4} \right)^{\gamma-1} = T_3 \left(\frac{V_3}{V_2} \frac{V_2}{V_4} \right)^{\gamma-1} = T_3 \left(\frac{\alpha}{\varepsilon} \right)^{\gamma-1}$$

Χρησιμοποιώντας την προηγούμενη σχέση, η παραπάνω γίνεται:

$$T_4 = T_1 \varepsilon^{\gamma-1} \alpha \left(\frac{\alpha}{\varepsilon} \right)^{\gamma-1} = T_1 \alpha^\gamma$$

Με αντικατάσταση στην εξίσωση του βαθμού απόδοσης προκύπτει ότι

$$\eta_D = 1 - \frac{1}{\gamma} \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} = 1 - \frac{1}{\gamma} \frac{T_1 (\alpha^\gamma - 1)}{T_1 \varepsilon^{\gamma-1} \alpha - T_1 \varepsilon^{\gamma-1}} = 1 - \frac{1}{\gamma} \frac{\alpha^\gamma - 1}{\varepsilon^{\gamma-1} (\alpha - 1)}$$

και τελικά

$$\eta_D = 1 - \frac{\alpha^\gamma - 1}{\varepsilon^{\gamma-1} \gamma (\alpha - 1)}$$

Όπως είναι φανερό, ο βαθμός απόδοσης εξαρτάται κατά ομόσημο τρόπο από το βαθμό συμπίεσης ε . Αύξηση του βαθμού συμπίεσης οδηγεί σε αύξηση του βαθμού απόδοσης του κύκλου DIESEL. Η εξάρτηση από το γ είναι μικρή, ενώ υπάρχει εξάρτηση από το φορτίο κατά ετερόσημο τρόπο. Η εξάρτηση από το φορτίο υπάρχει μέσα από το βαθμό διόγκωσης καύσης α .

Οι βαθμοί απόδοσης OTTO και DIESEL διαφέρουν μόνο κατά τον όρο

$$\frac{\alpha^\gamma - 1}{\gamma (\alpha - 1)}$$

ο οποίος είναι πάντα μεγαλύτερος της μονάδος, αφού ισχύει πάντα

$$1 < \alpha < \varepsilon.$$

Λόγω του παραπάνω γεγονότος, για τον ίδιο λόγο συμπίεσης ε , ισχύει πάντα

$$\eta_O > \eta_D$$

Το συνολικό θεωρητικό έργο εξόδου W υπολογίζεται με την άθροιση των έργων σε κάθε μεταβολή του κύκλου:

$$W = W_{12} + W_{23} + W_{34} + W_{41}$$

Επειδή η μεταβολή 41 είναι ισόογκη, το αντίστοιχο έργο είναι μηδενικό, οπότε:

$$W = W_{12} + W_{23} + W_{34}$$

Όπως φάνηκε στην προηγούμενη παράγραφο, το αναστρέψιμο ειδικό έργο ισεντροπικής μεταβολής προκύπτει:

$$W_{12} = \frac{p_1 V_1 - p_2 V_2}{\gamma - 1}$$

όμοια

$$W_{34} = \frac{p_3 V_3 - p_4 V_4}{\gamma - 1}$$

Το έργο κατά την ισόθλιπτη μεταβολή 23 θα δίνεται προφανώς

$$W_{23} = p_2 (V_3 - V_2)$$

Αθροίζοντας τα τρία επιμέρους έργα προκύπτει για το συνολικό έργο του κύκλου:

$$W = \frac{p_1 V_1 - p_2 V_2}{\gamma - 1} + p_2 (V_3 - V_2) + \frac{p_3 V_3 - p_4 V_4}{\gamma - 1}$$

Χρησιμοποιώντας το λόγο συμπίεσης και το βαθμό διόγκωσης καύσης προκύπτει:

$$W = \frac{p_1 \varepsilon V_2 - p_2 V_2}{\gamma - 1} + p_2 V_2 (\alpha - 1) + \frac{p_3 \alpha V_2 - p_4 \varepsilon V_2}{\gamma - 1}$$

ή

$$W = \frac{V_2}{\gamma - 1} [p_1 \varepsilon - p_2 + p_2 (\gamma - 1)(\alpha - 1) + p_3 \alpha - p_4 \varepsilon]$$

ή

$$W = \frac{V_2}{\gamma - 1} \left[-p_2 \left(1 - \varepsilon \frac{p_1}{p_2} \right) + p_2 (\gamma - 1)(\alpha - 1) + p_3 \left(\alpha - \varepsilon \frac{p_4}{p_3} \right) \right]$$

ή

$$W = \frac{p_2 V_2}{\gamma - 1} \left[(\gamma - 1)(\alpha - 1) - \left(1 - \varepsilon \frac{p_1}{p_2} \right) + \left(\alpha - \varepsilon \frac{p_4}{p_3} \right) \right]$$

όπου στην προηγούμενη σχέση χρησιμοποιήθηκε η ισότητα της πίεσης μεταξύ των θέσεων 2 και 3.

Από τη σχέση ισεντροπικής μεταβολής προκύπτει:

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^\gamma \Rightarrow p_2 V_2 V_2^{\gamma-1} = p_1 V_1^\gamma \Rightarrow p_2 V_2 = p_1 V_1 \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1} = p_1 V_1 \varepsilon^{\gamma-1}$$

επίσης

$$\frac{p_4}{p_3} = \left(\frac{V_3}{V_4} \right)^\gamma = \left(\frac{V_3}{V_2} \frac{V_2}{V_4} \right)^\gamma = \alpha^\gamma \frac{1}{\varepsilon^\gamma}$$

Αντικαθιστώντας στη σχέση υπολογισμού του θεωρητικού έργου και εκτελώντας τις πράξεις προκύπτει τελικά:

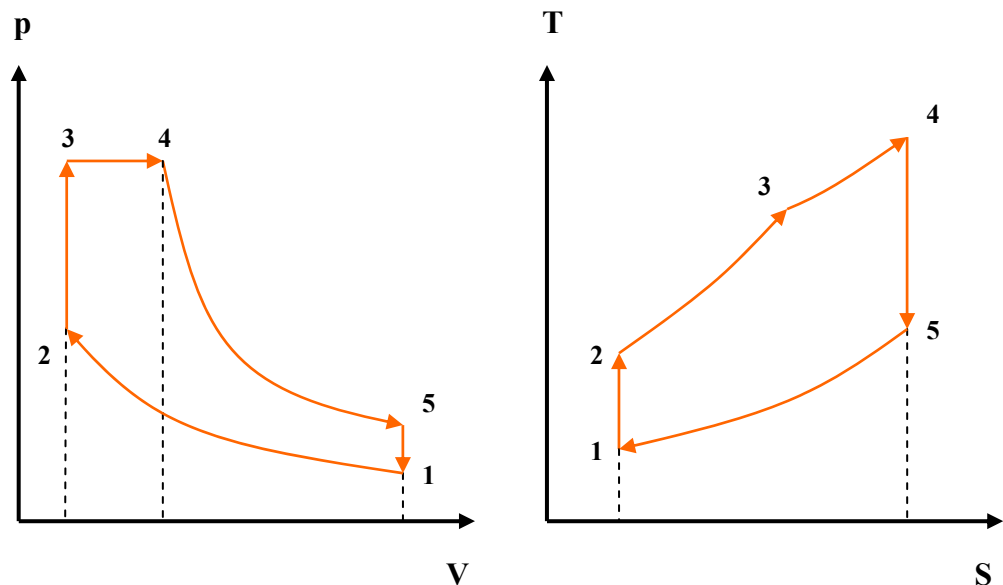
$$W = \frac{p_1 V_1}{\gamma - 1} \varepsilon^{\gamma-1} [\gamma(\alpha - 1) - \varepsilon^{1-\gamma} (\alpha^\gamma - 1)]$$

Το θεωρητικό έργο W εξαρτάται από την κατάσταση 1, την προσδιδόμενη θερμότητα Q_{23} (μέσω της βαθμού διόγκωσης καύσης α) και από το βαθμό συμπίεσης ε .

Η **Μέση Ενεργή Πίεση** του κύκλου (**mean effective pressure**) p_m , θα δίδεται (σε αναλογία με τον κύκλο ΟΤΤΟ):

$$W = p_m (V_1 - V_2) \Rightarrow p_m = \frac{W}{V_1 - V_2} = \frac{W}{V_1 - V_1/\varepsilon} = p_1 \frac{\gamma \varepsilon^\gamma (\alpha - 1) - \varepsilon (\alpha^\gamma - 1)}{(\gamma - 1)(\varepsilon - 1)}$$

ΣΧΗΜΑ 12.3: Ιδανικός
Πρότυπος Μικτός
Κύκλος Αέρα.



12.4 Ο ΜΙΚΤΟΣ ΚΥΚΛΟΣ (DUAL CYCLE)

Ο μικτός κύκλος αποτελεί σύνθεση των δύο προηγούμενων ιδανικών πρότυπων θερμοδυναμικών κύκλων και αποτελείται από τις εξής πέντε μεταβολές:

1. Ισεντροπική συμπίεση του αέρα κατά τη μεταβολή 1-2.

2. Πρόσδοση θερμότητας υπό σταθερό όγκο κατά τη μεταβολή 2-3
3. Πρόσδοση Θερμότητας υπό σταθερή πίεση κατά τη μεταβολή 3-4.
4. Ισεντροπική αποτόνωση του αέρα κατά τη μεταβολή 4-5.
5. Αποβολή θερμότητας υπό σταθερό όγκο κατά τη μεταβολή 5-1, και κλείσιμο του κύκλου.

Όπως είναι φανερό, η συναλλαγή θερμότητας γίνεται σε πρώτη φάση υπό σταθερό όγκο και σε δεύτερη φάση υπό σταθερή πίεση.

Τα χαρακτηριστικά μεγέθη του κύκλου, όπως φαίνονται στα αντίστοιχα διαγράμματα p-V και T-S είναι:

1. Το έργο W, το οποίο ισούται με το εμβαδόν του κύκλου 123451 στα διαγράμματα p-V και T-S.
2. Η προσδιδόμενη θερμότητα Q_{24} , η οποία ισούται με το εμβαδόν κάτω από τις καμπύλες 23 και 34 στο διάγραμμα T-S.
3. Η αποβαλλόμενη θερμότητα Q_{51} , η οποία ισούται με το εμβαδόν κάτω από την καμπύλη 51 στο διάγραμμα T-S.

Ο **θερμικός βαθμός απόδοσης** η του μικτού κύκλου, ορίζεται (όπως κάθε θερμικός βαθμός απόδοσης) ως ο λόγος του αποδιδόμενου έργου προς την προσδιδόμενη θερμότητα. Επειδή από τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο ισχύει (θεωρώντας απόλυτες τιμές των θερμοτήτων):

$$W = Q_{24} - Q_{51}$$

οπότε προκύπτει:

$$\eta = \frac{W}{Q_{24}} = \frac{Q_{24} - Q_{51}}{Q_{24}} = 1 - \frac{Q_{51}}{Q_{24}}$$

Αν m η μάζα του εργαζόμενου μέσου (αέρα) τότε οι θερμότητες συνδέονται με τις μεταβολές της θερμοκρασίας με τις σχέσεις:

$$Q_{51} = m c_v (T_5 - T_1)$$

$$Q_{23} = m c_v (T_3 - T_2)$$

$$Q_{34} = m c_p (T_4 - T_3)$$

και ο βαθμός απόδοσης γίνεται:

$$\eta = 1 - \frac{T_1 - T_5}{T_3 - T_2 + \gamma(T_4 - T_3)}$$

Χρησιμοποιώντας τις σχέσεις που συνδέουν τις διάφορες μεταβολές

μεταξύ τους γράφουμε τις θερμοκρασίες στα σημεία 2, 3, 4, 5 ως συνάρτηση της θερμοκρασίας T_1 , με διαδικασία αντίστοιχη με εκείνη που ακολουθήθηκε στις προηγούμενες παραγράφους. Οι σχέσεις που προκύπτουν είναι:

$$T_2 = T_1 \varepsilon^{\gamma-1}$$

$$T_3 = T_1 r_p \varepsilon^{\gamma-1}$$

$$T_4 = T_1 r_p \alpha \varepsilon^{\gamma-1}$$

$$T_5 = T_1 r_p \alpha^\gamma$$

Με αντικατάσταση στη σχέση του βαθμού απόδοσης και με εκτέλεση των πράξεων, τελικά προκύπτει:

$$\eta = 1 - \left(\frac{1}{\varepsilon^{\gamma-1}} \right) \left(\frac{r_p \alpha^\gamma - 1}{r_p - 1 + r_p (\alpha - 1)} \right)$$

Το συνολικό θεωρητικό έργο εξόδου W υπολογίζεται με την άθροιση των έργων σε κάθε μεταβολή του κύκλου:

$$W = W_{12} + W_{23} + W_{34} + W_{45} + W_{51}$$

Επειδή οι μεταβολές 23 και 51 είναι ισόογκες, τα αντίστοιχα έργα είναι μηδενικά, οπότε:

$$W = W_{12} + W_{34} + W_{45}$$

Όπως δείχθηκε στην προηγούμενη παράγραφο, το αναστρέψιμο ειδικό έργο ισεντροπικής μεταβολής προκύπτει:

$$W_{12} = \frac{p_1 V_1 - p_2 V_2}{\gamma - 1}$$

όμοια

$$W_{45} = \frac{p_4 V_4 - p_5 V_5}{\gamma - 1}$$

Το έργο κατά την ισόθλιπτη μεταβολή 34 θα δίνεται προφανώς

$$W_{34} = p_3 (V_4 - V_3)$$

Αθροίζοντας τα τρία επιμέρους έργα θα έχουμε για το συνολικό έργο του κύκλου:

$$W = \frac{p_1 V_1 - p_2 V_2}{\gamma - 1} + p_3 (V_4 - V_3) + \frac{p_4 V_4 - p_5 V_5}{\gamma - 1}$$

Χρησιμοποιώντας το λόγο συμπίεσης, το βαθμό συμπίεσης καύσης και το

βαθμό διόγκωσης καύσης προκύπτει τελικά

$$W = \frac{p_1 V_1}{\gamma - 1} \left[\gamma \varepsilon^{\gamma-1} r_p (\alpha - 1) + \varepsilon^{\gamma-1} (r_p - 1) - (r_p \alpha^{\gamma} - 1) \right]$$

Το θεωρητικό έργο W εξαρτάται από την κατάσταση 1, την προσδιδόμενη θερμότητα Q_{23} (μέσω της βαθμού διόγκωσης καύσης α και του βαθμού συμπίεσης ε).

Η **Μέση Ενεργή Πίεση** του κύκλου (**mean effective pressure**) p_m , θα δίνεται (σε αναλογία με τους κύκλους ΟΤΤΟ και DIESEL):

$$p_m = \frac{W}{V_1 - V_2} = p_1 \frac{\gamma \varepsilon^{\gamma} r_p (\alpha - 1) + \varepsilon^{\gamma} (r_p - 1) - \varepsilon (r_p \alpha^{\gamma} - 1)}{(\gamma - 1)(\varepsilon - 1)}$$

Ο Μικτός θεωρητικός πρότυπος κύκλος αέρα, ο οποίος περιλαμβάνει πρόσδοση θερμότητας και ισόθλιπτα και ισόογκα, περιγράφει με τον καλύτερο τρόπο όλες τις σύγχρονες εμβολοφόρες μηχανές εσωτερικής καύσης, προσεγγίζοντας περισσότερο τον κύκλο ΟΤΤΟ ή τον κύκλο DIESEL ανάλογα με τα ποσοστά της ισόχωρης και της ισόθλιπτης καύσης που λαμβάνονται. Αν στις προηγούμενες σχέσεις τεθεί $\alpha=1$ λαμβάνεται η περίπτωση του κύκλου ΟΤΤΟ. Αντίστοιχα αν τεθεί στις προηγούμενες σχέσεις $r_p=1$ λαμβάνεται η περίπτωση του θεωρητικού κύκλου DIESEL.

12.5 ΔΙΑΠΙΣΤΩΣΕΙΣ ΕΠΙ ΤΩΝ ΠΡΟΤΥΠΩΝ ΙΔΑΝΙΚΩΝ ΚΥΚΛΩΝ ΑΕΡΑ

Η αποτόνωση κατά τη διαδρομή 3-4 (ή 4-5 στο μεικτό κύκλο) δεν εκμεταλλεύεται πλήρως τη διαθέσιμη διαφορά πίεσης. Ενώ δηλαδή θα μπορούσε να συνεχιστεί η αποτόνωση του εργαζόμενου μέσου μέχρι τελικής πίεσης p_1 , διακόπτεται στην πίεση p_4 . Το γεγονός αυτό είναι αποτέλεσμα του σταθερού μήκους διαδρομής του εμβόλου, το οποίο είναι το ίδιο και για την συμπίεση όσο και για την αποτόνωση. Η δυνατότητα εκμετάλλευσης της επιπλέον πτώσης της πίεσης με αντίστοιχη αύξηση του όγκου θα οδηγούσε σε αντίστοιχη αύξηση του ωφέλιμου έργου του κύκλου. Ο θερμοδυναμικός κύκλος ο οποίος περιγράφει την αντίστοιχη μεταβολή είναι ο κύκλος Atkinson.

Στην πράξη δεν είναι δυνατή η εφαρμογή πλήρους αποτόνωσης μέχρι πίεσεως p_1 , διότι θα απαιτούνταν η κατασκευή μηχανής με μεταβλητή διαδρομή κατά τη συμπίεση και κατά την αποτόνωση, με αντίστοιχη αύξηση του κόστους και της πολυπλοκότητας. Επί πλέον, λόγω της μεγάλης αύξησης της διαδρομής του εμβόλου κατά την αποτόνωση, ένα μεγάλο τμήμα του πρόσθετου έργου θα καταναλωνόταν σε τριβές. Παράλληλα, λόγω της ιδιαίτερης αύξησης του μεγέθους της μηχανής (για μικρή πρόσθετη ισχύ) θα χειροτέρευε η συγκέντρωση ισχύος της.

Η ιδέα της χρησιμοποίησης του πρόσθετου αυτού έργου της αποτόνωσης μέχρι την πίεση p_1 βρήκε απλούστερη και πιο χρήσιμη εφαρμογή στη χρήση των

στροβιλοϋπερπληρωτών. Το διαθέσιμο έργο λόγω της υψηλής πίεσης των καυσαερίων απορροφάται σε ένα στρόβιλο, ο οποίος με τα σειρά του κινεί ένα συμπίεστή, ο οποίος τροφοδοτεί τον κινητήρα με αέρα πίεσης υψηλότερης του περιβάλλοντος, άρα και μεγαλύτερης πυκνότητας, αυξάνοντας έτσι την παροχή μάζας, και συνακόλουθα την ισχύ της μηχανής. Η χρησιμοποίηση του διαθέσιμου πρόσθετου αυτού έργου από τον στρόβιλο έχει ως αποτέλεσμα την άνοδο του βαθμού απόδοσης της μηχανής.

Όπως φάνηκε από την ανάλυση των ιδανικών πρότυπων κύκλων, η αύξηση του λόγου συμπίεσης προκαλεί αύξηση του βαθμού απόδοσης του κύκλου. Αυτό είναι άμεσο αποτέλεσμα του Δεύτερου Θερμοδυναμικού Νόμου, διότι όσο μεγαλύτερος ο βαθμός συμπίεσης τόσο μεγαλύτερη η θερμοκρασία στην οποία γίνεται η πρόσδοση θερμότητας, οπότε τόσο μεγαλώνει ο βαθμός απόδοσης (σε αναλογία με τον κύκλο Carnot). Επομένως στις εμβολοφόρες μηχανές εσωτερικής καύσης είναι επιθυμητή η επίτευξη υψηλών λόγων συμπίεσης για την αύξηση του βαθμού απόδοσης του κύκλου. Η αύξηση του βαθμού συμπίεσης περιορίζεται στους κινητήρες DIESEL από τα όρια αντοχής των μετάλλων, από την υπέρμετρη αύξηση των τριβών στις υψηλές πιέσεις και από τις αυξημένες απώλειες θερμότητας, που εξισορροπούν το όφελος από την άνοδο του βαθμού συμπίεσης. Στους κινητήρες OTTO ο βαθμός συμπίεσης είναι χαμηλότερος και περιορίζεται από το γεγονός της αυτανάφλεξης του καυσίμου (κρουστική καύση).

Ενώ για τον ίδιο λόγο συμπίεσης ο βαθμός απόδοσης του κύκλου OTTO είναι μεγαλύτερος του αντίστοιχου κύκλου DIESEL, η ικανότητα των κινητήρων DIESEL να λειτουργούν σε υψηλούς λόγους συμπίεσης (15-24 σε μικρές μηχανές) σε σχέση με τους κινητήρες OTTO (7-11), τους επιτρέπει να επιτυγχάνουν αρκετά μεγαλύτερους θεωρητικούς και παράλληλα και πραγματικούς βαθμούς απόδοσης.

12.6 ΠΡΟΤΥΠΟΙ ΚΥΚΛΟΙ ΑΕΡΑ-ΚΑΥΣΙΜΟΥ

Οι ιδανικοί πρότυποι κύκλοι που εξετάστηκαν προηγουμένως θεωρούν ως εργαζόμενο μέσο αέρα, ο οποίος συμπεριφέρεται ως τέλειο αέριο, με σταθερές τιμές των ειδικών θερμοχωρητικοτήτων. Μία πρώτη πιο κοντινή προσέγγιση προς τους πραγματικούς κύκλους των εμβολοφόρων μηχανών εσωτερικής καύσης προκύπτει με την μερική άρση των παραδοχών όσον αφορά τη σύσταση του εργαζόμενου μέσου. Έτσι για το άκαυστο μίγμα θεωρούμε ότι έχουμε τέλεια αέρια σε ανάμιξη σταθερής σύνθεσης, ενώ για το μίγμα που έχει προέλθει από την καύση, θεωρούμε κατάσταση δυναμικής ισορροπίας. Οι συγκεκριμένοι κύκλοι που προκύπτουν ονομάζονται Πρότυποι κύκλοι Αέρα-Καυσίμου. Λόγω του ότι λαμβάνουν υπ' όψιν την παρουσία καυσίμου και καυσαερίου, επιτρέπουν να μελετηθεί η επίδραση παραμέτρων όπως ο λόγος αέρα-καυσίμου στην λειτουργία και την απόδοση του κινητήρα.

Οι πρότυποι κύκλοι αέρα καυσίμου, εκτός της πραγματικής σύστασης του καυσίμου, λαμβάνουν υπ' όψιν και τη μεταβολή των ειδικών θερμοχωρητικοτήτων του εργαζόμενου μέσου με τη θερμοκρασία. Η αύξηση της θερμοκρασίας του εργαζόμενου μέσου και η μεταβολή των ειδικών θερμοχωρητικοτήτων έχει σαν αποτέλεσμα τη μεταβολή (μείωση) του εκθέτη γ

με τη θερμοκρασία.

Οι βασικές παραδοχές των κύκλων αέρα καυσίμου παρατίθενται στη συνέχεια, μαζί με τις αντίστοιχες μεταβολές

1. Μεταβολή 1-2: αναστρέψιμη αδιαβατική συμπίεση μίγματος αέρα, ατμών καυσίμου και καυσαερίου (το οποίο παρέμεινε στον κύλινδρο), χωρίς καμία μεταβολή στη χημική τους σύσταση.
2. Μεταβολή 2-3: πλήρης καύση του μίγματος (υπό σταθερό όγκο, ή σταθερή πίεση ή συνδυασμό τους), χωρίς θερμικές απώλειες, με παραγωγή καυσαερίων, σε κατάσταση χημικής ισορροπίας.
3. Μεταβολή 3-4: αναστρέψιμη αδιαβατική εκτόνωση των καυσαερίων, τα οποία παραμένουν σε χημική ισορροπία.
4. Η έξοδος των καυσαερίων γίνεται αδιαβατικά και με σταθερή χημική σύσταση
5. Η ανάμιξη του νέου μίγματος με τα παραμένοντα στο θάλαμο καύσης καυσαέρια γίνεται αδιαβατικά, με διατήρηση σταθερής χημικής σύστασης.

Αν ορίσουμε ως λόγο αέρα / καυσίμου A/F τον λόγο των αντίστοιχων μαζών ή των αντίστοιχων παροχών και λόγο καυσίμου / αέρα F/A τον αντίστροφο του προηγούμενου, θα έχουμε:

$$A / F = \frac{\dot{m}_a}{\dot{m}_B}$$

$$F / A = \frac{\dot{m}_B}{\dot{m}_a}$$

Ονομάζουμε **στοιχειομετρικό λόγο αέρα/καυσίμου** (ή αντίστοιχα **καυσίμου / αέρα**) τον λόγο των μαζών (ή παροχών) που αντιστοιχεί σε πλήρη καύση του καυσίμου χωρίς περίσσεια Οξυγόνου. Επειδή η σύσταση των καυσαερίων εξαρτάται σημαντικά από το πόσο απομακρυνόμαστε από τη στοιχειομετρική σύσταση, ορίζουμε ως λόγο ισοδυναμίας καυσίμου / αέρα το πηλίκο του πραγματικού προς τον στοιχειομετρικό λόγο καυσίμου / αέρα:

$$\phi = \frac{(F / A)}{(F / A)_s}$$

Το αντίστροφο μέγεθος του λόγου ισοδυναμίας καυσίμου / αέρα καλείται **σχετικός λόγος αέρα / καυσίμου** λ και δίδεται:

$$\lambda = \frac{1}{\phi} = \frac{(A / F)}{(A / F)_s}$$

Ονομάζουμε φτωχά μίγματα εκείνα όπου $\phi < 1$ ή $\lambda > 1$, στοιχειομετρικά τα μίγματα για τα οποία ισχύει $\phi = \lambda = 1$ και πλούσια τα μίγματα για τα οποία ισχύει

$\phi > 1$ ή $\lambda < 1$.

Εκτεταμένα πειραματικά αποτελέσματα έχουν δείξει ότι ο βαθμός απόδοσης και η μέση ενεργή πίεση εξαρτώνται κυρίως από το λόγο συμπίεσης και το λόγο ισοδυναμίας καυσίμου / αέρα..

Στους κύκλους αέρα / καυσίμου, όταν ο λόγος ισοδυναμίας καυσίμου / αέρα μειώνεται κάτω της μονάδας (φτωχά μείγματα) η απόδοση αυξάνεται. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι η μείωση της ποσότητας του καυσίμου οδηγεί σε μείωση των μέγιστων θερμοκρασιών που εμφανίζονται κατά την καύση και συνεπώς ελαττώνεται και η μείωση του γ . Η σημαντική μείωση του γ με την αύξηση της θερμοκρασίας οδηγεί σε μείωση του βαθμού απόδοσης του κύκλου. Η μείωση αυτή είναι αποτέλεσμα της μείωσης της κλίσης των αδιαβατικών (ισεντροπικών) μεταβολών. Επειδή στις ισηντροπικές μεταβολές των κύκλων ισχύει

$$T_2 = T_1 (V_1 / V_2)^{\gamma-1}$$

και

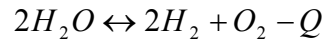
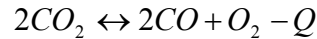
$$T_4 = T_3 (V_3 / V_4)^{\gamma-1}$$

μείωση του γ στις υψηλές θερμοκρασίες σημαίνει μείωση των θερμοκρασιών στο πέρας κάθε μεταβολής (για δεδομένο βαθμό συμπίεσης), άρα μείωση του εμβαδού του κύκλου και συνεπώς μείωση του αποδιδόμενου έργου και του βαθμού απόδοσης του κύκλου.

Ένα σημαντικό φαινόμενο, το οποίο παρατηρείται κατά την καύση του μίγματος αέρα- καυσίμου και το οποίο λαμβάνεται υπ' όψιν στους κύκλους αέρα καυσίμου, είναι το φαινόμενο της **διάστασης των καυσαερίων**. Διάσταση των καυσαερίων είναι το φαινόμενο κατά το οποίο τα προϊόντα της καύσης διασπώνται, υπό την επίδραση των υψηλών θερμοκρασιών, απορροφώντας ποσά θερμότητας (ενώ η καύση είναι εξώθερμη αντίδραση, η διάσταση η οποία είναι η αντίθετη αντίδραση, είναι ενδόθερμη, πραγματοποιείται δηλαδή με απορρόφηση θερμότητας). Η διάσταση των καυσαερίων, λόγω της απορρόφησης θερμότητας που προκαλεί, έχει σαν αποτέλεσμα τη μείωση της μέγιστης θερμοκρασίας του κύκλου, οπότε μειώνεται και η ισχύς και ο βαθμός απόδοσης του κύκλου.

Η διάσταση είναι πιο έντονη για στοιχειομετρική αναλογία καυσίμου / αέρα, οπότε και εμφανίζονται οι μεγαλύτερες θερμοκρασίες στον κύκλο, οι οποίες ευνοούν τη διάσταση. Στην περίπτωση φτωχών μιγμάτων, η μεγάλη παρουσία Οξυγόνου (που ωθεί την αντίδραση προς το μέρος της καύσης) και οι μικρότερες θερμοκρασίες που εμφανίζονται μειώνουν το φαινόμενο της διάστασης. Στην περίπτωση που ο λόγος ισοδυναμίας καυσίμου / αέρα παίρνει τιμές μεγαλύτερες της μονάδας (πλούσια μείγματα), η ύπαρξη ποσοτήτων μονοξειδίου του άνθρακα CO στα καυσαέρια εμποδίζει την αύξηση της διάστασης, ωθώντας την αντίδραση προς την αντίθετη κατεύθυνση.

Οι αντιδράσεις της διάστασης παρουσιάζονται στη συνέχεια:



Από τα προηγούμενα γίνεται φανερό, ότι για φτωχότερα μίγματα αυξάνεται για τον κύκλο αέρα / καυσίμου ο βαθμός απόδοσης λόγω της μείωσης της διάστασης και λόγω της μείωσης των θερμοκρασιών (που προκαλεί αύξηση του γ). Έτσι όσο μειώνεται ο λόγος καυσίμου / αέρα (F/A) τόσο ο βαθμός απόδοσης του κύκλου αέρα / καυσίμου πλησιάζει τον θεωρητικό βαθμό απόδοσης του κύκλου αέρα (ο οποίος βέβαια δεν εξαρτάται καθόλου από το F/A). Ο βαθμός απόδοσης του κύκλου αέρα / καυσίμου βαίνει συνεχώς μειούμενος με την αύξηση του λόγου F/A , σε αντίθεση με τον πραγματικό κύκλο, ο οποίος εμφανίζει μέγιστο κοντά στη στοιχειομετρική αναλογία.

Η μέση ενεργή πίεση του κύκλου είναι ανάλογη του λόγου συμπίεσης. Για σταθερό όμως λόγο συμπίεσης εμφανίζει μέγιστο για λόγο ϕ λίγο μεγαλύτερο του 1 (δηλαδή για μίγμα λίγο πλουσιότερο από το στοιχειομετρικό). Επειδή το έργο του κύκλου είναι ανάλογο της μέσης ενεργής πίεσης, το μέγιστο έργο παρατηρείται για τιμή του ϕ λίγο μεγαλύτερη του 1.

Αντίστοιχα μέγιστη πίεση και θερμοκρασία στο τέλος της καύσης επιτυγχάνονται για ελαφρώς πλούσιο μίγμα, όπως και η μέση ενεργή πίεση (ανεξάρτητα του λόγου συμπίεσης του κύκλου).

Η μέγιστη θερμοκρασία στο τέλος της εκτόνωσης επιτυγχάνεται για στοιχειομετρικό μίγμα, ενώ αυτή μειώνεται με την αύξηση του βαθμού συμπίεσης. Αυτό οφείλεται στο γεγονός με αύξηση του βαθμού συμπίεσης έχουμε αύξηση του αποδιδόμενου έργου, οπότε μειώνεται η θερμότητα που αποβάλλεται για δεδομένη θερμότητα εισόδου, οπότε μειώνεται η θερμοκρασία στο τέλος της εκτόνωσης.

13 ΕΙΣΑΓΩΓΗ ΣΤΗ ΜΕΤΑΔΟΣΗ ΘΕΡΜΟΤΗΤΑΣ

13.1 ΓΕΝΙΚΑ

Το αντικείμενο της Μετάδοσης Θερμότητας είναι η διερεύνηση των μηχανισμών με τους οποίους η θερμότητα μεταδίδεται μεταξύ των σωμάτων και η ποσοτικοποίηση αυτής της συναλλαγής. Θα μπορούσε να διατυπωθεί ο παρακάτω ορισμός για τη μετάδοση θερμότητας:

Μετάδοση θερμότητας είναι η μεταφορά ενέργειας λόγω θερμοκρασιακής διαφοράς.

Έτσι όταν υπάρχει θερμοκρασιακή διαφορά μεταξύ δύο εργαζόμενων μέσων ή δύο συστημάτων παρατηρείται μετάδοση θερμότητας από το θερμότερο προς το ψυχρότερο.

Υπάρχουν τρεις διαφορετικοί μηχανισμοί με τους οποίους γίνεται αυτή η μεταφορά ενέργειας. Ο πρώτος μηχανισμός αναφέρεται σε ακίνητο μέσο (στερεό, υγρό ή αέριο) και ονομάζεται **αγωγή (conduction)**. Ο δεύτερος μηχανισμός αναφέρεται σε μετάδοση θερμότητας μεταξύ μιας στερεής επιφάνειας και ενός κινούμενου ρευστού και ονομάζεται **συναγωγή (convection)**. Ο τρίτος μηχανισμός στηρίζεται στο γεγονός ότι κάθε σώμα πεπερασμένης θερμοκρασίας εκπέμπει ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία. Έτσι μεταξύ δύο σωμάτων διαφορετικής θερμοκρασίας θα υπάρχει μετάδοση θερμότητας, χωρίς την ανάγκη παρουσίας κάποιου ενδιάμεσου σώματος, με την εφαρμογή του τρίτου μηχανισμού, της **θερμικής ακτινοβολίας (thermal radiation)**.

Στο κεφάλαιο αυτό θα γίνει λίγο διαφορετική χρήση των συμβόλων σε σχέση με τα προηγούμενα κεφάλαια, με την θερμότητα και τη θερμοροή (θερμική ισχύς) να συμβολίζονται με μικρά γράμματα (χωρίς να αναφερόμαστε στα αντίστοιχα ειδικά μεγέθη), τηρώντας την παράδοση που ακολουθείται στη μετάδοση θερμότητας.

13.2 ΑΓΩΓΗ

Ο πρώτος μηχανισμός μετάδοσης θερμότητας που θα εξεταστεί είναι η αγωγή θερμότητας. Εδώ θα γίνει γενική αναφορά στο φαινόμενο, ενώ περισσότερες λεπτομέρειες μπορούν να βρεθούν στη σχετική βιβλιογραφία. Η αγωγή θερμότητας αναφέρεται σε μακροσκοπικώς ακίνητα σώματα (στερεά ή ρευστά σε ακινησία) και συνδέεται με τη συναλλαγή ενέργειας σε μοριακό επίπεδο. Ουσιαστικά πρόκειται για τη μετάδοση ενέργειας από σωματίδια υψηλότερης προς σωματίδια χαμηλότερης ενέργειας, δια της μεταξύ τους αλληλεπίδρασης.

Ας θεωρήσουμε ένα αέριο, το οποίο μακροσκοπικά βρίσκεται σε ακινησία. Έστω ότι το αέριο βρίσκεται μεταξύ δύο επιφανειών διαφορετικής θερμοκρασίας. Η υψηλότερη θερμοκρασία σε κάποιο σημείο του αερίου συνδέεται με υψηλότερη ενέργεια των σωματιδίων του αερίου λόγω τυχαίας κίνησης, λόγω εσωτερικής περιστροφής και λόγω ταλάντωσης των ατόμων του κάθε μορίου του αερίου. Τα σωματίδια σε επαφή με τη πιο θερμή επιφάνεια διαθέτουν υψηλότερη ενέργεια την οποία μεταδίδουν στα γειτονικά τους σωματίδια χαμηλότερης ενέργειας μέσω των συγκρούσεων. Έτσι στην περίπτωση παρουσίας θερμοκρασιακής κλίσης στο εσωτερικό του αερίου υπάρχει μετάδοση ενέργειας από την περιοχή της υψηλότερης θερμοκρασίας προς την περιοχή της χαμηλότερης θερμοκρασίας, μέσω ακριβώς των συγκρούσεων των μορίων. Η μετάδοση αυτή της ενέργειας μέσω των τυχαίων συγκρούσεων των μορίων καλείται *διάχυση* ενέργειας (*diffusion*).

Παρόμοιος μηχανισμός εμφανίζεται και στην περίπτωση των ακίνητων υγρών. Στην περίπτωση όμως των υγρών οι αλληλεπιδράσεις μεταξύ των μορίων είναι πολύ πιο ισχυρές (παρουσία ισχυρών διαμοριακών δυνάμεων εκτός των συγκρούσεων), οπότε περιμένουμε λογικά το φαινόμενο της διάχυσης της ενέργειας μέσω της αλληλεπίδρασης των μορίων να είναι πιο έντονο. Στην περίπτωση των στερεών η διάδοση της ενέργειας πραγματοποιείται μέσω δύο μηχανισμών. Στην περίπτωση των μονωτών, η ενέργεια διαδίδεται με μορφή πλεγματικών κυμάτων εντός της δομής του στερεού. Τα κύματα αυτά επάγονται από την ταλαντωτική κίνηση των ατόμων. Στην περίπτωση των αγωγών, τα ελεύθερα ηλεκτρόνια συμμετέχουν, μέσω της κίνησής τους, στη διάχυση της θερμικής ενέργειας στον όγκο του στερεού, μαζί με τα πλεγματικά κύματα.

Η μετάδοση θερμότητας με αγωγή περιγράφεται (σε μία διάσταση) με τον Νόμο του Fourier. Ας θεωρήσουμε επίπεδο σώμα σταθερού πάχους L με τις άλλες δύο διαστάσεις του να εκτείνονται στο άπειρο. Αν επικρατεί στην μία πλευρά του θερμοκρασία T_1 και στην άλλη πλευρά του θερμοκρασία T_2 μικρότερη της T_1 , ενώ η κλίση της θερμοκρασίας στο εσωτερικό του είναι σταθερή (γραμμική μεταβολή της θερμοκρασίας), τότε ο ρυθμός μετάδοσης θερμότητας κατά την x διεύθυνση (κάθετα στο επίπεδο του σώματος) ανά μονάδα επιφανείας δίδεται:

$$\dot{q}_x'' = -k \frac{dT}{dx}$$

Το παραπάνω μέγεθος ονομάζεται **πυκνότητα ροής θερμότητας ή πυκνότητα θερμοροής (heat flux)**, ενώ η μονάδα μέτρησής του είναι W/m^2 (ισχύς ανά μονάδα επιφάνειας). Εκφράζει τη θερμική ενέργεια που περνά από μοναδιαία επιφάνεια στη μονάδα του χρόνου, λόγω της θερμοκρασιακής κλίσης σε διεύθυνση κάθετη στην εν λόγω επιφάνεια. Το αρνητικό πρόσημο στην παραπάνω σχέση οφείλεται στο γεγονός ότι η μετάδοσης θερμότητας πραγματοποιείται από μεγαλύτερες προς μικρότερες θερμοκρασίες, δηλαδή στη φορά των αρνητικών θερμοκρασιακών κλίσεων.

Ο συντελεστής k στην παραπάνω σχέση ονομάζεται **συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας (thermal conductivity)** με μονάδα μέτρησης W/(m K) . Ο συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας εξαρτάται από το υλικό στο οποίο εφαρμόζεται η θερμοκρασιακή κλίση (ενώ μεταβάλλεται με τη θερμοκρασία).

Στη συγκεκριμένη περίπτωση που θεωρήσαμε σταθερή θερμοκρασιακή κλίση στο εσωτερικό του σώματος (γραμμική μεταβολή της θερμοκρασίας), η παραπάνω σχέση γράφεται:

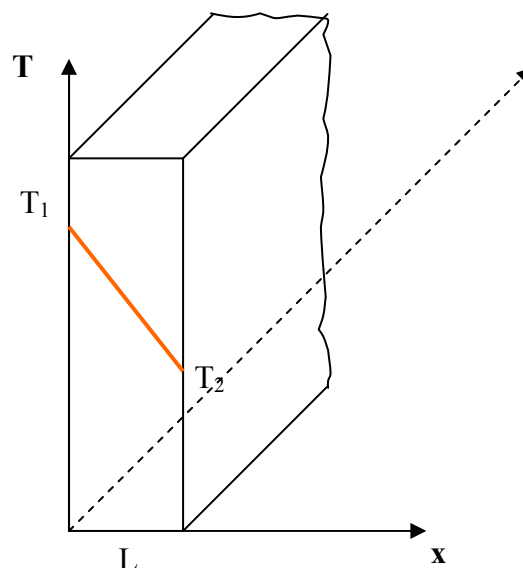
$$\dot{q}_x'' = -k \frac{T_2 - T_1}{L} = k \frac{\Delta T}{L}$$

Ο συνολικός ρυθμός μετάδοσης θερμότητας μέσα από την επιφάνεια (θερμοροή μέσα από την εν λόγω επιφάνεια) προκύπτει πολλαπλασιάζοντας με το εμβαδόν της επιφάνειας, δηλαδή:

$$\dot{q}_x = \dot{q}_x'' \cdot A = -kA \frac{dT}{dx}$$

Στην καθημερινή ζωή υπάρχουν πολλά φαινόμενα τα οποία συνδέονται με την μετάδοση θερμότητας με αγωγή. Η απώλεια θερμότητας από το εσωτερικό του σπιτιού προς το εξωτερικό περιβάλλον το χειμώνα πραγματοποιείται με αγωγή μέσα από τους τοίχους και τα παράθυρα. Η μετάδοση θερμότητας από το μάτι της κουζίνας προς το μαγειρικό σκεύος πραγματοποιείται με αγωγή.

ΣΧΗΜΑ 13.1:
Μονοδιάστατη
μετάδοση θερμότητας με
αγωγή σε σώμα πάχους
 L και απείρων
διαστάσεων.



13.3 ΣΥΝΑΓΩΓΗ.

Η συναγωγή αναφέρεται στη μετάδοση θερμότητας σε κινούμενα ρευστά. Στην περίπτωση αυτή συνυπάρχουν δύο μηχανισμοί μετάδοσης ενέργειας. Ο πρώτος είναι η διάχυση ενέργειας μέσω των σωματιδιακών αλληλεπιδράσεων (όπως στην περίπτωση της αγωγής), ενώ ο δεύτερος μηχανισμός συνδέεται με τη μακροσκοπική κίνηση του ρευστού. Κατά τη μακροσκοπική κίνηση του ρευστού, τα στοιχειώδη σωματίδια που απαρτίζουν τα στοιχεία του ρευστού, μεταφέρουν μαζί με τη μάζα τους και την θερμική ενέργεια που σχετίζεται με την τυχαία μεταφορική κίνησή τους, την εσωτερική περιστροφή τους και την ταλάντωσή τους. Έτσι η συνολική μετάδοση θερμικής ενέργειας είναι το άθροισμα της μετάδοσης λόγω συγκρούσεων (διάχυση) και της μετάδοσης λόγω της μεταφοράς της θερμικής ενέργειας των σωματιδίων μέσω της μακροσκοπικής κίνησης του ρευστού.

Η κύρια περιοχή εφαρμογής της μετάδοσης θερμότητας με συναγωγή είναι η μετάδοση από στερεή επιφάνεια προς κινούμενο ρευστό σε επαφή με την επιφάνεια, ή το αντίθετο. Γνωρίζουμε από τη μηχανική των ρευστών ότι στην περιοχή επαφής του ρευστού με στερεή επιφάνεια αναπτύσσεται το λεγόμενο οριακό στρώμα ταχύτητας (ή υδραυλικό οριακό στρώμα), ως αποτέλεσμα της δράσης των δυνάμεων συνεκτικότητας στο εσωτερικό του ρευστού. Στο οριακό στρώμα εμφανίζεται ομαλή μετάβαση από την ταχύτητα της ροής μακριά από το τοίχωμα (ταχύτητα ελεύθερης ροής) στην μηδενική ταχύτητα στην επιφάνεια του ακίνητου τοιχώματος. Στην περίπτωση κινούμενης επιφάνειας, η ταχύτητα της ροής πάνω στην επιφάνεια ισούται, ως γνωστόν, με την ταχύτητα της επιφάνειας (συνθήκη μη ολίσθησης). Το πάχος του οριακού στρώματος αυξάνεται κατάντι της ροής.

Στην περίπτωση διαφοράς θερμοκρασίας μεταξύ της στερεής επιφάνειας και του ρευστού εμφανίζεται και το λεγόμενο **θερμικό οριακό στρώμα (*thermal boundary layer*)**, του οποίου το πάχος μπορεί να είναι ίσο, μικρότερο ή μεγαλύτερο από αυτό του υδραυλικού οριακού στρώματος. Εντός του θερμικού οριακού στρώματος εμφανίζεται ομαλή μεταβολή της θερμοκρασίας από τη θερμοκρασία της στερεής επιφάνειας T_s μέχρι τη θερμοκρασία της κύριας ροής T_o . Στην περίπτωση που η πρώτη είναι μεγαλύτερη της δεύτερης, η ροή θερμότητας πραγματοποιείται από την θερμή επιφάνεια στο ψυχρότερο ρευστό.

Επειδή στην περιοχή κοντά στο στερεό τοίχωμα οι ταχύτητες της ροής είναι πολύ μικρές, ο μηχανισμός της διάχυσης είναι αυτός που επικρατεί. Αντίθετα, μακριά από το τοίχωμα, όπου έχουν αυξηθεί οι ταχύτητες της ροής, επικρατεί η μετάδοση θερμότητας με μεταφορά. Ειδικά πάνω στο τοίχωμα, που η σχετική ταχύτητα της ροής είναι μηδέν, υπάρχει μόνο μετάδοση θερμότητας με διάχυση.

Η ροή που προκαλεί τη συναγωγή θερμότητας μπορεί να οφείλεται σε εξωτερικούς παράγοντες ή στην ίδια τη μετάδοσης θερμότητας. Έτσι, στην περίπτωση των σωμάτων κεντρικής θέρμανσης ενός σπιτιού, ο θερμαινόμενος (αρχικά μόνο με αγωγή) ακίνητος αέρας, λόγω μείωσης της πυκνότητάς του ανέρχεται, προκαλώντας φυσική κυκλοφορία στο εσωτερικό του δωματίου. Η

φυσική αυτή κυκλοφορία δίνει την αναγκαία μεταφορική κίνηση για την εμφάνιση συναγωγής μεταξύ του θερμαντικού σώματος και του αέρα. Ο μηχανισμός της συναγωγής είναι πολύ πιο έντονος από τον αντίστοιχο της αγωγής. Στην παραπάνω περίπτωση έχουμε **συναγωγή με φυσική κυκλοφορία**.

Στην περίπτωση που η ροή του ρευστού συντηρείται από εξωτερικό αίτιο (μία αντλία ή έναν ανεμιστήρα) τότε έχουμε μετάδοση θερμότητας με συναγωγής με **εξαναγκασμένη κυκλοφορία**. Ένα τέτοιο παράδειγμα είναι η θέρμανση του αέρα στο πιστολάκι των μαλλιών, ή η ψύξη μιας θερμής επιφάνειας με τη χρήση ανεμιστήρα. Συνήθως μαζί με την εξαναγκασμένη κυκλοφορία συνυπάρχει και φυσική κυκλοφορία, λόγω των αντωτικών δυνάμεων από τη μεταβολή των πυκνοτήτων, μόνο που το πρώτο φαινόμενο είναι πιο έντονο στις περισσότερες των περιπτώσεων.

Συνήθως η συναλλαγή θερμότητας με συναγωγή αναφέρεται στην εσωτερική θερμική ενέργεια, η οποία συνδέεται με τη θερμική του κίνηση. Υπάρχουν όμως περιπτώσεις όπου η μετάδοση θερμότητας συνοδεύεται από αλλαγή φάσης, δηλαδή περιλαμβάνει και τη λανθάνουσα θερμότητα αλλαγής φάσης. Ένα παράδειγμα της παραπάνω περίπτωσης είναι η μετάδοση θερμότητας προς το ρευστό από τις φουσαλίδες ατμού που ανέρχονται προς την επιφάνεια, σε δοχείο με νερό που βράζει και προκαλούν ισχυρή κίνηση εντός του ρευστού, με αποτέλεσμα να εντείνεται η συναγωγή. Η μετάδοση θερμότητας με συναγωγή όταν υπάρχει και αλλαγή φάσης είναι πολύ πιο έντονη από την απλή περίπτωση της συναγωγής.

Το φαινόμενο της συναγωγής εξαρτάται από την ροή του ρευστού (και τα χαρακτηριστικά της) και από τη διαφορά θερμοκρασίας μεταξύ του ρευστού και της στερεής επιφάνειας. Μια γενική σχέση που περιγράφει τη μετάδοση θερμότητας με συναγωγή είναι ο νόμος του Newton για τη συναγωγή, ο οποίος δίνει την πυκνότητα ροής θερμότητας:

$$\dot{q}_x'' = h(T_s - T_o)$$

Ο συντελεστής h ονομάζεται **συντελεστής μετάδοσης θερμότητας με συναγωγή** και δίδεται σε $W/(m^2 K)$. Η τιμή του εξαρτάται από το είδος της ροής, τη μορφή της επιφάνειας και τα θερμοδυναμικά και ρευστομηχανικά χαρακτηριστικά του ρευστού. Ο προσδιορισμός του συνήθως απαιτεί σοβαρές γνώσεις ρευστομηχανικής, ενώ για τυπικές ροές η τιμή του βρίσκεται από πίνακες και διαγράμματα.

Ο συνολικός ρυθμός μετάδοσης θερμότητας μέσα από την επιφάνεια (θερμοροή μέσα από την εν λόγω επιφάνεια) προκύπτει πολλαπλασιάζοντας με το εμβαδόν της επιφάνειας, δηλαδή:

$$\dot{q}_x = \dot{q}_x'' \cdot A = Ah(T_s - T_o)$$

13.4 ΜΕΤΑΔΟΣΗ ΘΕΡΜΟΤΗΤΑΣ ΜΕ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑ.

Κάθε σώμα (στερεό, υγρό ή αέριο) το οποίο βρίσκεται σε θερμοκρασία διαφορετική από 0 K εκπέμπει θερμική ακτινοβολία. Η ακτινοβολία (σε μορφή ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων – φωτονίων) δημιουργείται με αλλαγές στην ενεργειακή κατάσταση των ηλεκτρονίων των ατόμων του σώματος. Σε αντίθεση με τους άλλους δύο μηχανισμούς μετάδοσης θερμότητας (αγωγή και συναγωγή), η μετάδοση θερμότητας με ακτινοβολία δεν απαιτεί την ύπαρξη ύλης, αλλά μπορεί να γίνεται και εν κενώ (στην πραγματικότητα η μετάδοση θερμότητας με ακτινοβολία γίνεται πιο αποδοτικά εν κενώ). Στην παρούσα φάση θα ασχοληθούμε με ακτινοβολία μεταξύ στερεών επιφανειών και δεν θα εξετάσουμε τις περιπτώσεις ακτινοβολίας από και προς υγρά και αέρια σώματα.

Ας θεωρήσουμε τη στερεή εξωτερική επιφάνεια ενός σώματος. Η ακτινοβολία που εξέρχεται από την επιφάνεια παράγεται στο εσωτερικό του σώματος και ο ρυθμός με τον οποίο η ενέργεια εξέρχεται από μοναδιαίο εμβαδόν της επιφάνειας καλείται *πυκνότητα εκπεμπόμενης ακτινοβολίας* E , ενώ η μέγιστη τιμή της E_b και δίδεται από τον νόμο *Stefan – Boltzman* ως:

$$E_b = \sigma T_s^4$$

όπου T_s η απόλυτη θερμοκρασία της επιφάνειας (σε K) και σ η σταθερά των Stefan – Boltzmann ($\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2\text{K}^4)$). Η επιφάνεια που εκλύει τη μέγιστη αυτή ισχύ ακτινοβολίας ονομάζεται *μέλαν σώμα (blackbody)*. Σε μία πραγματική επιφάνεια η ακτινοβολούσα ισχύς είναι προφανώς μικρότερη για την ίδια θερμοκρασία και δίδεται:

$$E = \varepsilon \sigma T_s^4$$

όπου ε η *ικανότητα εκπομπής (emissivity)* της επιφάνειας, με τιμές μεταξύ 0 και 1. Η τιμή της εξαρτάται από το υλικό και τα χαρακτηριστικά της επιφάνειας και δείχνει πόσο προσεγγίζει το μέλαν σώμα.

Εκτός από την εκπομπή ακτινοβολίας από μια επιφάνεια, γίνεται και πρόσπτωση ακτινοβολίας που παράγεται εκτός της επιφάνειας. Αν G η *πυκνότητα της προσπίπτουσας ακτινοβολίας* (ισχύς ανά μονάδα επιφανείας), τότε ένα τμήμα της μπορεί να απορροφηθεί από το σώμα (αυξάνοντας την εσωτερική του ενέργεια), ένα τμήμα μπορεί να ανακλαστεί, ενώ το υπόλοιπο τμήμα μπορεί να διαπεράσει το σώμα (εάν αυτό είναι ημιδιαφανές).

Το ποσοστό της προσπίπτουσας ακτινοβολίας που απορροφάται από το σώμα περιγράφεται με την *απορροφητικότητα α* , οπότε ισχύει:

$$G_{\text{απορρ}} = \alpha G$$

Προφανώς η απορροφητικότητα παίρνει τιμές μεταξύ 0 και 1. Η απορροφητικότητα της επιφάνειας δεν εξαρτάται μόνο από την επιφάνεια αλλά και από το είδος της ακτινοβολίας. Η ίδια επιφάνεια μπορεί να έχει διαφορετική απορροφητικότητα σε ακτινοβολίες διαφορετικού μήκους κύματος. Μόνο η

απορροφώμενη ακτινοβολία μεταβάλει την εσωτερική ενέργεια του σώματος, ενώ η ανακλώμενη και η ακτινοβολία που διαπερνά το σώμα δεν έχουν προφανώς καμία επίδραση σε αυτή.

Μία ειδική περίπτωση της μετάδοσης θερμότητας με ακτινοβολία (με σημαντικές όμως εφαρμογές) αφορά στην περίπτωση μιας μικρής επιφάνειας η οποία περικλείεται ολοκληρωτικά από μία αρκετά μεγαλύτερη επιφάνεια, η οποία βρίσκεται σε διαφορετική (σταθερή) θερμοκρασία $T_{εξ}$. Μία τέτοια περίπτωση επιφάνειας είναι τα τοιχώματα ενός φούρνου. Στην περίπτωση αυτή η προσπίπτουσα ακτινοβολία στην μικρή εσωτερική επιφάνεια θερμοκρασίας T_s μπορεί να προσεγγιστεί από την ακτινοβολία που παράγει ένα μέλαν σώμα θερμοκρασίας $T_{εξ}$, δηλαδή:

$$G = \sigma T_{εξ}^4$$

Στην ειδική περίπτωση που υποθέσουμε ότι η μικρή επιφάνεια είναι μία **γκρίζα επιφάνεια**, για την οποία ισχύει

$$\alpha = \varepsilon$$

η καθαρή ισχύς ανά μονάδα επιφάνειας που εξέρχεται από την μικρή εσωτερική επιφάνεια θα δίδεται:

$$\dot{q}_{rad}'' = \frac{\dot{q}_{rad}}{A} = \varepsilon E_b - \alpha G = \varepsilon E_b - \varepsilon G = \varepsilon \sigma (T_s^4 - T_{εξ}^4)$$

Η παραπάνω σχέση δίνει την καθαρή ισχύ που απελευθερώνεται από την επιφάνεια σαν αποτέλεσμα της ισχύος που απορροφάται και της ισχύος που εκλύεται, λόγω της υπάρχουσας διαφοράς θερμοκρασίας μεταξύ της εσωτερικής και της περικλείουσας επιφάνειας.

Η θερμική ισχύς που ακτινοβολείται συχνά εκφράζεται σε μορφή αντίστοιχη με αυτή που μεταδίδεται με συναγωγή, δηλαδή:

$$\dot{q}_{rad} = h_{rad} A (T_s - T_{εξ})$$

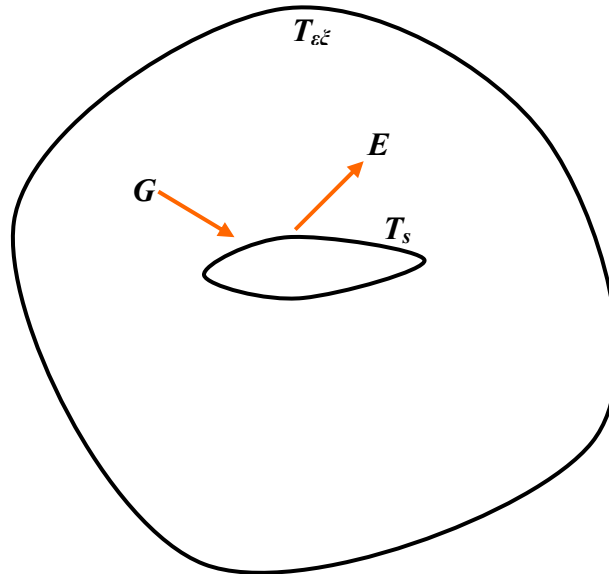
όπου h_{rad} ο **συντελεστής μετάδοσης θερμότητας με ακτινοβολία**, ο οποίος δίδεται:

$$h_{rad} \equiv \varepsilon \sigma (T_s + T_{εξ})(T_s^2 + T_{εξ}^2)$$

Προφανώς ο συντελεστής μετάδοσης θερμότητας με ακτινοβολία μεταβάλλεται ισχυρά με τη θερμοκρασία (ουσιαστικά αυτό που γίνεται με τις παραπάνω σχέσεις είναι μία γραμμικοποίηση της σχέσης που δίνει την μεταδιδόμενη με ακτινοβολία ισχύ, στην περιοχή των θερμοκρασιών της μικρής εσωτερικής επιφάνειας και της περικλείουσας επιφάνειας). Η παραπάνω μοντελοποίηση είναι χρήσιμη στις περιπτώσεις που έχουμε ταυτόχρονη μετάδοση θερμότητας με ακτινοβολία και συναγωγή.

ΣΧΗΜΑ 13.2:

Μετάδοση θερμότητας με ακτινοβολία μεταξύ δύο επιφανειών, όπου η μία περικλείει την άλλη. Οι δύο επιφάνειες βρίσκονται σε διαφορετικές θερμοκρασίες.



13.5 Ο ΠΡΩΤΟΣ ΘΕΡΜΟΔΥΝΑΜΙΚΟΣ ΝΟΜΟΣ ΣΤΗ ΜΕΤΑΔΟΣΗ ΘΕΡΜΟΤΗΤΑΣ.

Ο Πρώτος Θερμοδυναμικός Νόμος αποτελεί βασικό εργαλείο για την επίλυση προβλημάτων μετάδοσης θερμότητας. Είναι ουσιαστικά η αρχή διατήρησης της ενέργειας και στην περίπτωση της μετάδοσης θερμότητας συνήθως εκφράζεται στη μορφή των ρυθμών μεταβολής (δηλαδή περιέχει όρους ισχύος). Η μορφή του είναι λίγο διαφορετική από την κλασική μορφή που παρουσιάστηκε σε προηγούμενα κεφάλαια, λόγω της απουσίας του έργου.

Για την διατύπωση του Πρώτου Θερμοδυναμικού Νόμου (όπως και κάθε νόμου διατήρησης σε ολοκληρωτική μορφή), απαιτείται ο ορισμός ενός **όγκου αναφοράς**, ο οποίο περικλείεται εντός κλειστή **επιφάνειας αναφοράς**, η οποία ορίζει το σύστημα το οποίο μελετάμε.

Μια απλή διατύπωση του Πρώτου Θερμοδυναμικού Νόμου σε μορφή ρυθμών μεταβολής είναι η ακόλουθη:

Η εισερχόμενη θερμική και μηχανική ισχύς από την επιφάνεια αναφοράς συν την παραγόμενη θερμική ισχύ εντός του σώματος, μείον την εξερχόμενη θερμική και μηχανική ισχύ από την επιφάνεια αναφοράς, ισούται με τον ρυθμό μεταβολής της αποθηκευμένης ενέργειας εντός του όγκου αναφοράς.

Δηλαδή:

$$\dot{E}_{in} + \dot{E}_{παρ} - \dot{E}_{out} = \frac{dE_{αποθ}}{dt} = \dot{E}_{αποθ}$$

Η κλασική διατύπωση με χρησιμοποίηση όρων ενέργειας δίδεται:

Η θερμική και μηχανική ενέργεια που εισέρχεται (σε δεδομένο χρόνο) από την επιφάνεια αναφοράς, συν την ενέργεια που παράγεται (στον ίδιο χρόνο) εντός του όγκου αναφοράς, μείον την εξερχόμενη θερμική και μηχανική ενέργεια από την επιφάνεια αναφοράς, ισούται με τη μεταβολή της αποθηκευμένης ενέργειας στον όγκο αναφοράς (στο δεδομένο χρονικό διάστημα).

Δηλαδή:

$$E_{in} + E_{\pi ap} - E_{out} = \Delta E_{\alpha\pi o\theta}$$

Στην περίπτωση **μονίμων καταστάσεων** η αποθηκευμένη ενέργεια δεν μεταβάλλεται, οπότε ο όρος στο δεύτερο σκέλος των παραπάνω εξισώσεων είναι μηδενικός.

Στην κλασική θερμοδυναμική, όπως είδαμε σε προηγούμενα κεφάλαια, χρησιμοποιείται λίγο διαφορετική διατύπωση του παραπάνω νόμου, με τη θερμότητα να θεωρείται θετική όταν εισέρχεται στο σύστημα και το έργο να θεωρείται θετικό όταν εξέρχεται από το σύστημα.

Οι όροι στις παραπάνω εξισώσεις διακρίνονται σε δύο κατηγορίες, στους όρους που αναφέρονται σε μετάδοση ενέργειας μέσα από την επιφάνεια αναφοράς (πρώτος και τρίτος όρος) και στους όρους που αναφέρονται στην παραγωγή και αποθήκευση ενέργειας σε όλο τον όγκο αναφοράς (δεύτερος και τέταρτος όρος).

Η πρώτη κατηγορία περιλαμβάνει τη μετάδοσης θερμότητας (με αγωγή, συναγωγή και ακτινοβολία), τη μετάδοση μηχανικού έργου μέσα από την επιφάνεια αναφοράς και τη μετάδοση ενέργειας, λόγω της κίνησης κάποιου ρευστού (το ρευστό μεταφέρει μαζί του εσωτερική ενέργεια, κινητική ενέργεια, δυναμική ενέργεια και δυνητική ενέργεια –λόγω πίεσης).

Η παραγόμενη θερμότητα εντός του όγκου αναφοράς είναι εκτατικό μέγεθος, εξαρτάται δηλαδή από τον όγκο του συστήματος. Συνήθως εκφράζεται σαν παραγόμενη θερμική ισχύς ανά μονάδα όγκου. Μπορεί να συνδέεται με διαφορετικά φαινόμενα, όπως η παραγόμενη θερμότητα κατά τη ροή ρεύματος μέσα από το σώμα λόγω της ηλεκτρικής του αντίστασης, η παραγόμενη θερμότητα από εξώθερμες χημικές αντιδράσεις, ή η παραγόμενη θερμότητα από πυρηνικές αντιδράσεις.

Η αποθηκευμένη ενέργεια του συστήματος διακρίνεται σε δύο κατηγορίες. Η πρώτη κατηγορία είναι αυτή που οφείλεται σε εξωτερικές επιδράσεις, όπως παρουσία εξωτερικών πεδίων δυνάμεων (βαρυτικό πεδίο, ηλεκτρομαγνητικά πεδία κ.λ.π.) ή κίνηση της μάζας του συστήματος. Η δεύτερη κατηγορία αναφέρεται στην ενέργεια που το ίδιο το σύστημα περιέχει. Την ενέργεια λόγω εξωτερικών πεδίων ονομάζουμε **Δυναμική Ενέργεια** και συμβολίζουμε με E_{Δ} , την ενέργεια λόγω της κίνησης της μάζας του συστήματος ονομάζουμε **Κινητική Ενέργεια** και τη συμβολίζουμε με E_K , ενώ την ενέργεια που περικλείει η μάζα του συστήματος (το υπόλοιπο της ενέργειας αν αφαιρεθούν οι δύο

προηγούμενες κατηγορίες) ονομάζουμε **Εσωτερική Ενέργεια** και τη συμβολίζουμε με U . Δηλαδή έχουμε:

$$E = U + E_{\Delta} + E_K$$

Η εσωτερική ενέργεια περιλαμβάνει όλες τις υπόλοιπες μορφές ενέργειας πλην της δυναμικής και της κινητικής και ουσιαστικά συνδέεται με την θερμοδυναμική κατάσταση του συστήματος. Είναι μία θερμοδυναμική ιδιότητα του συστήματος και μπορεί συνεπώς να εκφραστεί μέσω δύο οποιωνδήποτε καταστατικών μεγεθών. Και οι δύο άλλες κατηγορίες Ενέργειας είναι καταστατικά μεγέθη (αφού εξαρτώνται από την κατάσταση του συστήματος – υψομετρική θέση ή ταχύτητα για έλλειψη άλλων πεδίων πλην βαρυτικού).

Η εσωτερική ενέργεια διακρίνεται στην *αισθητή* ή *θερμική* εσωτερική ενέργεια, η οποία συνδέεται με την τυχαία κίνηση των ατόμων του σώματος (μεταφορική, περιστροφική ή ταλάντωση), στη *λανθάνουσα* εσωτερική ενέργεια, η οποία συνδέεται με τις αλλαγές των διαμοριακών δυνάμεων κατά τις αλλαγές φάσης, τη *χημική* εσωτερική ενέργεια, η οποία συνδέεται με τις δυνάμεις των χημικών δεσμών των μορίων και την *πυρηνική* εσωτερική ενέργεια, που συνδέεται με τις δυνάμεις στον πυρήνα των ατόμων του σώματος. Όταν απουσιάζουν αλλαγές στη χημική κατάσταση του σώματος, αλλαγές φάσης και πυρηνικές αντιδράσεις, οι αλλαγές της εσωτερικής ενέργειας αναφέρονται μόνο στο θερμικό τμήμα της, οι οποίες εκφράζονται με την αλλαγή της θερμοκρασίας του σώματος.

Συχνά σε διάφορα προβλήματα μετάδοσης θερμότητας χρειάζεται να εφαρμοστεί ο Πρώτος Θερμοδυναμικός Νόμος πάνω σε μία επιφάνεια (δηλαδή μεταξύ των δύο πλευρών της επιφάνειας). Στην περίπτωση αυτή δεν υπάρχει περικλειόμενος όγκος αναφοράς, οπότε δεν εμφανίζονται στις σχέσεις οι όροι παραγωγής και αποθήκευσης ενέργειας στον όγκο αναφοράς. Οπότε για την έκφραση του Πρώτου Θερμοδυναμικού Νόμου με όρους ρυθμών μεταβολής θα έχουμε:

$$\dot{E}_{in} - \dot{E}_{out} = 0 \Rightarrow \dot{E}_{in} = \dot{E}_{out}$$

Η παραπάνω σχέση ισχύει τόσο για μόνιμα όσο και για μη μόνιμα φαινόμενα. Στην περίπτωση που η μεταδιδόμενη ενέργεια είναι μόνο θερμότητα, τότε οι παραπάνω όροι υπολογίζονται από τις αντίστοιχες σχέσεις που δίνουν τη θερμοροή, για αγωγή, συναγωγή και ακτινοβολία, ανάλογα με το φαινόμενο (ή τα φαινόμενα) που λαμβάνουν χώρα.

13.6 Η ΓΕΝΙΚΗ ΜΟΡΦΗ ΤΟΥ ΝΟΜΟΥ FOURIER.

Όπως έγινε φανερό σε προηγούμενη παράγραφο, η μετάδοση θερμότητας με αγωγή περιγράφεται σε μία διάσταση από το Νόμο του *Fourier*. Ο παραπάνω νόμος δεν είναι αποτέλεσμα επιστημονικής απόδειξης, αλλά βασίζεται σε πειραματικά αποτελέσματα και παρατηρήσεις. Είναι δηλαδή ένας φαινομενολογικός νόμος, αποτέλεσμα γενίκευσης πολύ μεγάλου αριθμού

πειραμάτων και παρατηρήσεων.

Για παράδειγμα ας θεωρήσουμε μία μεταλλική ράβδο σταθερής κυκλικής διατομής, η οποία είναι περιμετρικά μονωμένη, ώστε η μετάδοση θερμότητας να γίνεται μόνο στη διεύθυνση του άξονα συμμετρίας της ράβδου. Αν διατηρούμε τις δύο βάσεις της ράβδου σε διαφορετικές θερμοκρασίες T_1 και T_2 , με T_1 μεγαλύτερη της T_2 , και την θετική διεύθυνση x ορισμένη από το T_1 στο T_2 , τότε λόγω διαφοράς θερμοκρασίας παρατηρείται μετάδοση θερμότητας με αγωγή από την θερμότερη βάση της ράβδου προς την ψυχρότερη.

Οι παράμετροι του προβλήματος είναι η διαφορά θερμοκρασίας ΔT μεταξύ των δύο πλευρών της ράβδου, το μήκος Δx της ράβδου και η διατομή της A . Αλλάζοντας κάθε φορά διαφορετική παράμετρο και μετρώντας αντίστοιχα τη ροή θερμότητας $\dot{q}_x$ μέσα από τη ράβδο, παρατηρούμε ότι η θερμοροή είναι ανάλογη της διατομής A , ανάλογη της διαφοράς θερμοκρασίας ΔT και αντιστρόφως ανάλογη του μήκους Δx . Η παραπάνω παρατήρηση εκφράζεται ως:

$$\dot{q}_x \propto A \frac{\Delta T}{\Delta x}$$

Αν αλλάχθει το υλικό της ράβδου (για παράδειγμα αντί για μέταλλο να χρησιμοποιηθεί ξύλο) και επαναληφθεί το πείραμα, θα συνεχίσει να ισχύει η ίδια αναλογία, αλλά τα ποσά ροής θερμότητας θα είναι μικρότερα. Εισάγοντας ένα συντελεστή αναλογίας διαφορετικό για κάθε υλικό η παραπάνω αναλογία μπορεί να μετατραπεί σε ισότητα, στη μορφή:

$$\dot{q}_x = kA \frac{\Delta T}{\Delta x}$$

Ο συντελεστής k στην παραπάνω σχέση εξαρτάται από το υλικό και, όπως ήδη έχει αναφερθεί, ονομάζεται **συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας**.

Η παραπάνω σχέση γραμμένη σε μορφή διαφορικού (όταν το Δx τείνει στο μηδέν), γίνεται:

$$\dot{q}_x = -kA \frac{dT}{dx}$$

ενώ διαιρώντας με το εμβαδόν της διατομής της ράβδου προκύπτει η πυκνότητα θερμοροής ως:

$$\dot{q}_x'' = -k \frac{dT}{dx}$$

Το αρνητικό πρόσημο στις παραπάνω σχέσεις δείχνει ότι η θερμότητα μεταδίδεται με αγωγή σε αντίθετη διεύθυνση από τη θερμοκρασιακή κλίση, δηλαδή από υψηλότερες προς χαμηλότερες θερμοκρασίες.

Πρέπει να σημειωθεί ότι με τις παραπάνω σχέσεις ορίζεται ο συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας του υλικού.

Η τελευταία σχέση αποτελεί το Νόμο του *Fourier* για την αγωγή θερμότητας. Η μετάδοση θερμότητας με αγωγή γίνεται σε διεύθυνση κάθετη στις δύο βάσεις της ράβδου, οι οποίες είναι επιφάνειες σταθερής θερμοκρασίας. Γενικότερα, η διεύθυνση της μετάδοσης θερμότητας είναι κάθετη στις ισοθερμοκρασιακές επιφάνειες του σώματος. Είναι δηλαδή η πυκνότητα θερμοροής ένα διανυσματικό μέγεθος, το οποίο στις τρεις διαστάσεις δίδεται:

$$\dot{q}'' = -k\nabla T = -k(\hat{i} \frac{\partial T}{\partial x} + \hat{j} \frac{\partial T}{\partial y} + \hat{k} \frac{\partial T}{\partial z})$$

όπου $T(x,y,z)$ το θερμοκρασιακό πεδίο εντός του σώματος. Ο τελεστής ∇ εφαρμοζόμενος σε ένα βαθμωτό πεδίο, δίνει διάνυσμα, το οποίο έχει διεύθυνση κάθετη στις ισοεπιφάνειες του πεδίου, δίνει δηλαδή σε κάθε σημείο του χώρου, τη διεύθυνση προς την οποία υπάρχει η μέγιστη μεταβολή του πεδίου, με φορά προς την αύξουσα τιμή του.

Αφού η πυκνότητα θερμοροής είναι διάνυσμα, οι τρεις συνιστώσες της θα δίδονται προφανώς:

$$\dot{q}''_x = -k \frac{\partial T}{\partial x}$$

$$\dot{q}''_y = -k \frac{\partial T}{\partial y}$$

$$\dot{q}''_z = -k \frac{\partial T}{\partial z}$$

Για την εξαγωγή των προηγούμενων σχέσεων, καθώς και της γενικευμένης μορφής του Νόμου του *Fourier*, έγινε η υπόθεση ότι ο συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας παίρνει την ίδια τιμή σε κάθε διεύθυνση εντός του σώματος, δηλαδή το σώμα είναι **ισότροπο** ως προς την αγωγή θερμότητας.

13.7 ΘΕΡΜΟΦΥΣΙΚΕΣ ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ ΤΗΣ ΥΛΗΣ.

Οι ιδιότητες της ύλης που συνδέονται με τη μετάδοση θερμότητας συνήθως χαρακτηρίζονται ως **θερμοφυσικές ιδιότητες**. Αυτές διακρίνονται σε δύο κατηγορίες, τις **θερμοδυναμικές ιδιότητες** και τις **ιδιότητες μεταφοράς**. Στην πρώτη κατηγορία συγκαταλέγονται ιδιότητες όπως η ειδική θερμοχωρητικότητα και η πυκνότητα, ενώ στη δεύτερη κατηγορία συγκαταλέγονται ιδιότητες όπως ο συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας k , που συνδέεται με την αγωγή θερμότητας και η κινηματική συνεκτικότητα ν , που συνδέεται με τη συναγωγή θερμότητας.

Ο συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας δίνει μια ένδειξη του ρυθμού με τον οποίο η θερμότητα διαχέεται εντός της ύλης. Αφού η αγωγή θερμότητας πραγματοποιείται σε ατομικό επίπεδο, μέσω των αλληλεπιδράσεων των σωματιδίων, ο συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας θα εξαρτάται από τη

μοριακή δομή του σώματος.

Όπως αναφέρθηκε και προηγουμένως, ο συντελεστής θερμικής διαστολής ορίζεται από το Νόμου του *Fourier* ως:

$$k \equiv -\frac{\dot{q}_x''}{(\partial T / \partial x)}$$

Αφού ο συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας εξαρτάται από τη μοριακή δομή του σώματος, θα μεταβάλλεται σημαντικά ανάμεσα σε σώματα διαφορετικής φάσης. Στα στερεά, όπου οι διαμοριακές αλληλεπιδράσεις είναι πολύ ισχυρές, περιμένουμε μεγάλες τιμές του συντελεστή. Μικρότερες τιμές πρέπει να παίρνει στην περίπτωση των υγρών, ενώ στα αέρια, όπου οι αλληλεπιδράσεις μεταξύ των μορίων και των ατόμων είναι σχετικά πολύ ασθενείς, ο συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας θα παίρνει τις μικρότερες τιμές.

Στα στερεά σώματα η μετάδοση θερμότητας με αγωγή πραγματοποιείται μέσω δύο μηχανισμών. Ο πρώτος συνδέεται με τη διάδοση κυμάτων στην κρυσταλλική δομή, ενώ ο δεύτερος συνδέεται με τη μετακίνηση των ελευθέρων ηλεκτρονίων. Στα μη μεταλλικά υλικά ο πρώτος όρος είναι ο κυρίαρχος. Στην περίπτωση των κρυσταλλικών υλικών, η διάδοση των κυμάτων είναι πιο εύκολη, από την περίπτωση των άμορφων σωμάτων, οπότε ο συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας παίρνει μεγαλύτερες τιμές για κρυσταλλικά υλικά. Ειδικά για μερικά κρυσταλλικά μη μεταλλικά υλικά όπως το διαμάντι, ο συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας μπορεί να ξεπεράσει την τιμή μεταλλικών υλικών. Στα μεταλλικά υλικά κυρίαρχος όρος είναι αυτός που συνδέεται με τα ελεύθερα ηλεκτρόνια του μεταλλικού δεσμού. Ο συγκεκριμένος όρος είναι ανάλογος της ειδικής ηλεκτρικής αγωγιμότητας του μετάλλου, ή αντίστοιχα αντιστρόφως ανάλογος της ειδικής ηλεκτρικής αντίστασης του μετάλλου.

Οι τιμές του συντελεστή θερμικής αγωγιμότητας για τα στερεά, μεταβάλλονται με τη θερμοκρασία, η δε μεταβολή τους εξαρτάται από το σώμα και τη δομή του. Ειδικά στις περιπτώσεις όπου παρατηρείται αλλαγή της κρυσταλλικής δομής με τη θερμοκρασία (π.χ. σίδηρος), η μεταβολή του συντελεστή δεν είναι μονότονη.

Στα ρευστά, όπου οι διαμοριακές αποστάσεις είναι μεγαλύτερες, η μετάδοση θερμότητας με διάχυση ενέργειας γίνεται λιγότερο αποδοτικά, αφού οι αλληλεπιδράσεις των μορίων είναι ασθενέστερες. Ειδικά για τα αέρια, η θερμική αγωγιμότητα και ο μηχανισμός της μπορεί να εξηγηθεί με τη βοήθεια της κινητικής θεωρίας των αερίων. Βάσει της παραπάνω θεωρίας, η θερμική αγωγιμότητα είναι ανάλογη του αριθμού των μορίων n που βρίσκονται εντός μοναδιαίου όγκου, της μέσης ταχύτητας των μορίων c , και της μέσης ελεύθερης διαδρομής λ των μορίων. Δηλαδή:

$$k \propto nc\lambda$$

Η μέση ταχύτητα των μορίων αυξάνεται με τη θερμοκρασία και αυξάνεται με τη μείωση της μοριακής μάζας. Έτσι με την αύξηση της θερμοκρασίας και τη μείωση του μοριακού βάρους περιμένουμε να αυξάνεται ο συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας. Επειδή ο αριθμός των μορίων εντός μοναδιαίου όγκου είναι

ανάλογος της πίεσης του αερίου, ενώ η μέση ελεύθερη διαδρομή είναι αντιστρόφως ανάλογη της πίεσης, περιμένουμε ότι πρακτικά ο συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας θα είναι ανεξάρτητος της πίεσης του αερίου. Οι παραπάνω υποθέσεις υποστηρίζονται και από τα πειραματικά δεδομένα. Έτσι για μεγάλο εύρος πιέσεων που ενδιαφέρουν στην πράξη, ο συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας των αερίων θα λαμβάνεται ανεξάρτητος της πίεσης.

Για την περίπτωση των υγρών δεν έχουν γίνει πλήρως κατανοητοί οι μηχανισμοί που επιδρούν στη μεταβολή του συντελεστή θερμικής αγωγιμότητας. Για τα μη μεταλλικά υγρά ο συντελεστής μειώνεται με την αύξηση της θερμοκρασίας. Δύο χαρακτηριστικές εξαιρέσεις είναι το νερό και η γλυκερίνη. Επίσης εν γένει ο συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας μειώνεται με την αύξηση του μοριακού βάρους. Τα υγρά μέταλλα έχουν συντελεστές θερμικής αγωγιμότητας πολύ μεγαλύτερους από τα μη μεταλλικά υγρά και χρησιμοποιούνται στις περιπτώσεις που είναι επιθυμητοί πολύ υψηλοί ρυθμοί μετάδοσης θερμότητας, όπως στους πυρηνικούς αντιδραστήρες.

Τα μονωτικά υλικά κατασκευάζονται με συνδυασμό διαφορετικών υλικών, τα οποία έχουν χαμηλούς συντελεστές θερμικής αγωγιμότητας, με τρόπο ώστε ο συνολικός (ενεργός) συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας του σύνθετου σώματος να είναι μικρότερος των επιμέρους υλικών. Αυτό γίνεται με την κατάλληλη διασπορά των υλικών (σε μορφή ινών, πούδρας ή φύλλων), ώστε να παρεμβάλλεται μεταξύ τους αέρας, ο οποίος χαρακτηρίζεται από πολύ χαμηλή θερμική αγωγιμότητα. Στην περίπτωση που χρησιμοποιείται κυψελοειδής δομή, τα τμήματα του περιεχόμενου αέρα δεν επικοινωνούν μεταξύ τους, μειώνοντας έτσι τη δυνατότητα μετάδοσης θερμότητας με συναγωγή, στο εσωτερικό του υλικού. Σε περιπτώσεις μονωτικών υλικών υψηλών απαιτήσεων, οι περιοχές μεταξύ των στερεών επιστρώσεων μπορεί να βρίσκονται εν κενώ. Τα επιλεγμένα υλικά επίσης πρέπει να έχουν χαμηλή δυνατότητα μετάδοσης θερμότητας με ακτινοβολία. Σε ειδικές περιπτώσεις χρησιμοποιούνται ειδικά υλικά με υψηλή ανακλαστικότητα, ώστε η προσπίπτουσα ακτινοβολία στο μονωτικό υλικό να επιστρέφεται στην πηγή.

Τα μονωτικά υλικά χαρακτηρίζονται από έναν *ενεργό* συντελεστή θερμικής αγωγιμότητας, ο οποίος λαμβάνει υπ' όψιν όλους τους μηχανισμούς μετάδοσης θερμότητας μέσα από το υλικό. Μία σημαντική παράμετρος από την οποία εξαρτάται η τιμή του ενεργού συντελεστή μετάδοσης θερμότητας είναι η μέση πυκνότητα του υλικού, η οποία δείχνει το μέγεθος των διακένων στο εσωτερικό του υλικού.

Στη συνέχεια θα εξεταστεί η ικανότητα ενός σώματος να άγει τη θερμότητα σε σχέση με την ικανότητά του να αποθηκεύει θερμική εσωτερική ενέργεια. Η ικανότητα ενός σώματος να αποθηκεύει θερμική εσωτερική ενέργεια εκφράζεται από την ειδική θερμοχωρητικότητα υπό σταθερή πίεση c_p , που δίνει την αύξηση της αποθηκευμένης θερμικής εσωτερικής ενέργειας ανά μονάδα μάζας για μοναδιαία αύξηση της απόλυτης θερμοκρασίας. Πρέπει να σημειωθεί ότι για τα υγρά και τα στερεά η ειδική θερμοχωρητικότητα υπό σταθερό όγκο και σταθερή πίεση ταυτίζονται.

Το γινόμενο της ειδικής θερμοχωρητικότητας υπό σταθερή πίεση με την πυκνότητα δίνει την *ειδική θερμοχωρητικότητα ανά μονάδα όγκου*, που

εκφράζει την ικανότητα του σώματος να αποθηκεύει ενέργεια στον όγκο του. Επειδή τα στερεά που έχουν μεγάλη πυκνότητα έχουν μικρές τιμές της ειδικής θερμοχωρητικότητας, ενώ τα υγρά, με μικρότερη πυκνότητα έχουν μεγαλύτερες τιμές της ειδικής θερμοχωρητικότητας, με την εφαρμογή του παραπάνω γινομένου προκύπτει ότι πολλά υγρά και στερεά έχουν συγκρίσιμες τιμές της ειδικής θερμοχωρητικότητας ανά μονάδα όγκου. Τα αέρια αντιθέτως, λόγω της πολύ μικρής τους πυκνότητας, έχουν πολύ χαμηλές τιμές της παραπάνω ιδιότητας, το οποίο εκφράζει τη χαμηλή τους ικανότητα να αποθηκεύουν θερμική εσωτερική ενέργεια.

Η αγωγή θερμότητας και η αποθήκευση θερμότητας δρουν ανταγωνιστικά στο εσωτερικό ενός σώματος. Το μέγεθος που εκφράζει την ικανότητα ενός σώματος να άγει θερμότητα σε σχέση με την ικανότητά του να την αποθηκεύει, ονομάζεται **θερμική διαχυτότητα (thermal diffusivity) α** , και δίδεται:

$$\alpha = \frac{k}{\rho c_p}$$

Τα υλικά με μεγάλη τιμή του α αντιδρούν γρήγορα σε αλλαγές στη θερμοκρασία του περιβάλλοντος, σε αντίθεση με υλικά με μικρή τιμή της θερμικής διαχυτότητας, τα οποία απαιτούν μεγαλύτερο χρόνο για να έρθουν σε θερμική ισορροπία με το περιβάλλον τους.

13.8 Η ΒΑΣΙΚΗ ΕΞΙΣΩΣΗ ΤΗΣ ΑΓΩΓΙΜΟΤΗΤΑΣ (ΕΞΙΣΩΣΗ ΔΙΑΧΥΣΗΣ ΘΕΡΜΟΤΗΤΑΣ).

Για να μπορέσει να υπολογιστεί η πυκνότητα θερμοροής σε ένα τυχαίο σημείο ενός σώματος με τη χρησιμοποίηση του Νόμου του Fourier, είναι απαραίτητη η γνώση του θερμοκρασιακού πεδίου εντός του σώματος. Το θερμοκρασιακό πεδίο διαμορφώνεται με βάση τις συνθήκες που επικρατούν στα όρια του σώματος (**οριακές συνθήκες**) και την αρχική κατάσταση του σώματος (**αρχικές συνθήκες**).

Ας θεωρήσουμε ένα ισότροπο και ομογενές υλικό, το οποίο δεν κινείται, στο εσωτερικό του οποίου παίρνουμε στοιχειώδη όγκο αναφοράς, με διαστάσεις dx, dy, dz σε Καρτεσιανές συντεταγμένες. Στο εσωτερικό του σώματος επικρατεί θερμοκρασιακό πεδίο $T = T(x,y,z,t)$, το οποίο μπορεί να μεταβάλλεται με το χρόνο t .

Σε κάθε πλευρά του στοιχειώδους όγκου, λόγω της μεταβολής της θερμοκρασίας μεταξύ των πλευρών του στοιχειώδους κύβου, εμφανίζεται θερμοροή, με διεύθυνση κάθετη στην εν λόγω πλευρά. Χρησιμοποιώντας ανάπτυγμα Taylor (όπου αμελούνται οι όροι μεγαλύτερης τάξης), οι όροι της θερμοροής μεταξύ δύο απέναντι πλευρών του στοιχειώδους κύβου συνδέονται με τις σχέσεις:

$$\dot{q}_{x+dx} = \dot{q}_x + \frac{\partial \dot{q}_x}{\partial x} dx$$

$$\dot{q}_{y+dy} = \dot{q}_y + \frac{\partial \dot{q}_y}{\partial y} dy$$

$$\dot{q}_{z+dz} = \dot{q}_z + \frac{\partial \dot{q}_z}{\partial z} dz$$

Ουσιαστικά γραμμικοποιείται η μεταβολή της θερμοροής μεταξύ δύο απέναντι πλευρών του στοιχειώδους κύβου, οπότε η μεταβολή της θερμοροής μεταξύ των δύο πλευρών ισούται με την κλίση της συνάρτησης της θερμοροής στη συγκεκριμένη διεύθυνση επί το στοιχειώδες πλάτος του κύβου στη διεύθυνση αυτή.

Αν στο εσωτερικό του σώματος υπάρχει παραγωγή θερμότητας με ρυθμό $\dot{q}$ ανά μονάδα όγκου, τότε η ο ρυθμός παραγωγής θερμότητας στο εσωτερικό του στοιχειώδους όγκου θα δίδεται:

$$\dot{E}_{\piαρ} = \dot{q} dx dy dz$$

Εάν το σώμα δεν εμφανίζει αλλαγή φάσης και η ενέργεια αποθηκεύεται στο εσωτερικό του μόνο ως θερμική εσωτερική ενέργεια, τότε ο ρυθμός μεταβολής της αποθηκευμένης θερμικής ενέργειας στον στοιχειώδη όγκο θα δίδεται:

$$\frac{dE_{αποθ}}{dt} = \dot{E}_{αποθ} = \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} dx dy dz$$

Εφαρμόζοντας τον Πρώτο Θερμοδυναμικό Νόμο στον στοιχειώδη όγκο θα έχουμε:

$$\dot{E}_{in} + \dot{E}_{\piαρ} - \dot{E}_{out} = \dot{E}_{αποθ}$$

Αντικαθιστώντας τους όρους αγωγής θερμότητας στη θέση των όρων εισαγωγής και εξαγωγής ισχύος, καθώς και τους αντίστοιχους όρους παραγωγής θερμότητας και μεταβολής της εσωτερικής ενέργειας, προκύπτει:

$$\dot{q}_x + \dot{q}_y + \dot{q}_z + \dot{q} dx dy dz - \dot{q}_{x+dx} - \dot{q}_{y+dy} - \dot{q}_{z+dz} = \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} dx dy dz$$

Αντικαθιστώντας τα αναπτύγματα *Taylor* προκύπτει:

$$-\frac{\partial \dot{q}_x}{\partial x} dx - \frac{\partial \dot{q}_y}{\partial y} dy - \frac{\partial \dot{q}_z}{\partial z} dz + \dot{q} dx dy dz = \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} dx dy dz$$

Εφαρμόζοντας τον νόμο του *Fourier* σε κάθε μία από τις τρεις πλευρές του κύβου στις θέσεις x, y, z αντίστοιχα, προκύπτει:

$$\dot{q}_x = -k(dydz) \frac{\partial T}{\partial x}$$

$$\dot{q}_y = -k(dx dz) \frac{\partial T}{\partial y}$$

$$\dot{q}_z = -k(dx dy) \frac{\partial T}{\partial z}$$

όπου οι όροι στις παρενθέσεις είναι τα εμβαδά των αντίστοιχων πλευρών.

Αντικαθιστώντας στην έκφραση του Πρώτου Θερμοδυναμικού Νόμου και διαιρώντας με τον στοιχειώδη όγκο ($dx dy dz$), προκύπτει η βασική διαφορική εξίσωση διάχυσης θερμότητας:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(k \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(k \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \dot{q} = \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t}$$

Η λύση της παραπάνω διαφορικής με τη βοήθεια των κατάλληλων οριακών και αρχικών συνθηκών δίνει το θερμοκρασιακό πεδίο στο εσωτερικό του σώματος σε συνάρτηση των Καρτεσιανών συντεταγμένων και του χρόνου t .

Για σταθερή τιμή του συντελεστή θερμικής αγωγιμότητας η παραπάνω εξίσωση γίνεται:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{\dot{q}}{k} = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial t}$$

Για μόνιμα θερμοκρασιακά πεδία η παραπάνω σχέση απλοποιείται περισσότερο, καταλήγοντας στη διαφορική εξίσωση **Poisson**:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = -\dot{q}$$

ενώ αν δεν υπάρχουν διανεμημένες πηγές θερμότητας στο εσωτερικό του σώματος προκύπτει η διαφορική εξίσωση **Laplace**:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0$$

Σε κυλινδρικές συντεταγμένες η εξίσωση διάχυσης θερμότητας γράφεται:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(kr \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \phi} \left(k \frac{\partial T}{\partial \phi} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \dot{q} = \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t}$$

με τις πυκνότητες θερμοροής να δίδονται:

$$\dot{q}_r'' = -k \frac{\partial T}{\partial r}$$

$$\dot{q}_{\phi}'' = -\frac{k}{r} \frac{\partial T}{\partial \phi}$$

$$\dot{q}_z'' = -k \frac{\partial T}{\partial z}$$

Σε σφαιρικές συντεταγμένες η εξίσωση γίνεται:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(kr^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} \left(k \frac{\partial T}{\partial \phi} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(k \sin \theta \frac{\partial T}{\partial \theta} \right) + \dot{q} = \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t}$$

με τις αντίστοιχες πυκνότητες θερμορροής να δίδονται:

$$\dot{q}_r'' = -k \frac{\partial T}{\partial r}$$

$$\dot{q}_{\theta}'' = -\frac{k}{r} \frac{\partial T}{\partial \theta}$$

$$\dot{q}_{\phi}'' = -\frac{k}{r \sin \theta} \frac{\partial T}{\partial \phi}$$

13.9 ΟΡΙΑΚΕΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ ΓΙΑ ΤΗΝ ΕΠΙΛΥΣΗ ΤΗΣ ΕΞΙΣΩΣΗΣ ΔΙΑΧΥΣΗΣ ΘΕΡΜΟΤΗΤΑΣ

Η επίλυση της εξίσωσης διάχυσης θερμότητας, επειδή περιέχει μερικές παραγώγους στις τρεις διευθύνσεις και ως προς τον χρόνο, απαιτεί την χρησιμοποίηση κατάλληλων **οριακών** και **αρχικών** συνθηκών. Οι οριακές συνθήκες αφορούν στον προσδιορισμό της θερμοκρασιακής κατάστασης στα όρια του χωρίου που θέλουμε να προσδιορίσουμε τη θερμοκρασιακή διανομή. Οι αρχικές συνθήκες αφορούν στον προσδιορισμό του πεδίου θερμοκρασίας σε όλο το χωρίο στην αρχή του χρόνου και απαιτούνται στην περίπτωση που επιλύεται το μη μόνιμο (χρονικά) πρόβλημα (η χρονική παράγωγος διαφορετική από το μηδέν). Επειδή οι χρονική παράγωγος είναι πρώτης τάξης, μία μόνο αρχική συνθήκη απαιτείται, ενώ αντίθετα, επειδή οι χωρικές παράγωγοι είναι δεύτερης τάξης απαιτούνται δυο οριακές συνθήκες για κάθε διεύθυνση.

Υπάρχουν δύο γενικές κατηγορίες οριακών συνθηκών στα προβλήματα αυτού του τύπου, οι οριακές συνθήκες Dirichlet και οι οριακές συνθήκες Neumann. Το πρώτο είδος οριακών συνθηκών αφορά στον προσδιορισμό της θερμοκρασίας στο συγκεκριμένο όριο. Για παράδειγμα η οριακή συνθήκη τύπου Dirichlet μπορεί να εφαρμοστεί σε κάποιο όριο όταν αυτό έρχεται σε επαφή με μέσο το οποίο βρίσκεται στη διαδικασία αλλαγής φάσης (π.χ. νερό που βράζει), οπότε η θερμοκρασία παραμένει σταθερή.

Η δεύτερη κατηγορία οριακών συνθηκών δεν αναφέρεται στον προσδιορισμό της θερμοκρασίας σε κάποιο όριο αλλά στον προσδιορισμό της πυκνότητας θερμοροής στα σημεία του συγκεκριμένου ορίου, ή στον προσδιορισμό της θερμοκρασιακής κλίσης στο εν λόγω όριο (τα δύο παραπάνω είναι ισοδύναμα, μιας και συνδέονται με τον νόμο του *Fourier*). Μία ειδική περίπτωση της δεύτερης κατηγορίας οριακών συνθηκών είναι η περίπτωση του αδιαβατικού τοιχώματος. Τότε η πυκνότητα θερμοροής στο τοίχωμα μηδενίζεται και αντίστοιχα μηδενίζεται η θερμοκρασιακή κλίση κάθετα στο τοίχωμα.

Αν και αποτελεί ειδική περίπτωση των συνθηκών τύπου Neumann, χρησιμοποιείται ο χαρακτηρισμός ως οριακές συνθήκες τρίτου τύπου για την περίπτωση που σε κάποιο όριο υπάρχει μετάδοση θερμότητας με συναγωγή. Στην περίπτωση αυτή η πυκνότητα θερμοροής σε κάθε σημείο του ορίου προκύπτει από τον ισολογισμό ισχύος στην επιφάνεια του ορίου, με την εφαρμογή του Πρώτου Θερμοδυναμικού Νόμου.

14 ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ – ΠΙΝΑΚΕΣ ΥΔΡΑΤΜΩΝ

**ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ ΥΔΡΑΤΜΩΝ ΚΕΚΟΡΕΣΜΕΝΗΣ
ΚΑΤΑΣΤΑΣΗΣ
(ΠΙΝΑΚΑΣ ΠΙΕΣΕΩΝ)**

Temp	Pressure	Specific Volume	Internal Energy	Specific Enthalpy	Specific		Phase
					Entropy	Quality	
C	MPa	m ³ /kg	kJ/kg	kJ/kg	kJ/kg/K		
6,977	0,001	0,001	29,29	29,29	0,1059	0	Saturated Liquid
6,977	0,001	129,2	2385	2514	8,976	1	Saturated Vapor
13,03	0,0015	0,001001	54,7	54,7	0,1956	0	Saturated Liquid
13,03	0,0015	87,98	2393	2525	8,828	1	Saturated Vapor
17,5	0,002	0,001001	73,47	73,47	0,2607	0	Saturated Liquid
17,5	0,002	67	2399	2533	8,724	1	Saturated Vapor
21,08	0,0025	0,001002	88,47	88,47	0,312	0	Saturated Liquid
21,08	0,0025	54,25	2404	2540	8,643	1	Saturated Vapor
24,08	0,003	0,001003	101	101	0,3545	0	Saturated Liquid
24,08	0,003	45,67	2409	2546	8,578	1	Saturated Vapor
28,96	0,004	0,001004	121,4	121,4	0,4226	0	Saturated Liquid
28,96	0,004	34,8	2415	2554	8,475	1	Saturated Vapor
32,88	0,005	0,001005	137,8	137,8	0,4763	0	Saturated Liquid
32,88	0,005	28,19	2420	2561	8,395	1	Saturated Vapor
40,29	0,0075	0,001008	168,8	168,8	0,5763	0	Saturated Liquid
40,29	0,0075	19,24	2431	2575	8,251	1	Saturated Vapor
45,81	0,01	0,00101	191,8	191,8	0,6492	0	Saturated Liquid
45,81	0,01	14,67	2438	2585	8,15	1	Saturated Vapor
53,97	0,015	0,001014	225,9	225,9	0,7548	0	Saturated Liquid
53,97	0,015	10,02	2449	2599	8,008	1	Saturated Vapor
60,06	0,02	0,001017	251,4	251,4	0,8319	0	Saturated Liquid
60,06	0,02	7,649	2457	2610	7,908	1	Saturated Vapor
64,97	0,025	0,00102	271,9	271,9	0,893	0	Saturated Liquid
64,97	0,025	6,204	2463	2618	7,831	1	Saturated Vapor
69,1	0,03	0,001022	289,2	289,2	0,9439	0	Saturated Liquid
69,1	0,03	5,229	2468	2625	7,769	1	Saturated Vapor
75,87	0,04	0,001026	317,5	317,6	1,026	0	Saturated Liquid
75,87	0,04	3,993	2477	2637	7,67	1	Saturated Vapor
81,33	0,05	0,00103	340,4	340,5	1,091	0	Saturated Liquid
81,33	0,05	3,24	2484	2646	7,594	1	Saturated Vapor
91,77	0,075	0,001037	384,3	384,4	1,213	0	Saturated Liquid
91,77	0,075	2,217	2497	2663	7,456	1	Saturated Vapor
99,62	0,1	0,001043	417,3	417,4	1,303	0	Saturated Liquid
99,62	0,1	1,694	2506	2675	7,359	1	Saturated Vapor
106	0,125	0,001048	444,2	444,3	1,374	0	Saturated Liquid
106	0,125	1,375	2513	2685	7,284	1	Saturated Vapor
111,4	0,15	0,001053	466,9	467,1	1,434	0	Saturated Liquid
111,4	0,15	1,159	2520	2694	7,223	1	Saturated Vapor
116,1	0,175	0,001057	486,8	487	1,485	0	Saturated Liquid
116,1	0,175	1,004	2525	2701	7,172	1	Saturated Vapor
120,2	0,2	0,001061	504,5	504,7	1,53	0	Saturated Liquid
120,2	0,2	0,8857	2529	2707	7,127	1	Saturated Vapor
124	0,225	0,001064	520,5	520,7	1,57	0	Saturated Liquid
124	0,225	0,7933	2534	2712	7,088	1	Saturated Vapor
127,4	0,25	0,001067	535,1	535,3	1,607	0	Saturated Liquid

127,4	0,25	0,7187	2537	2717	7,053	1	Saturated Vapor
130,6	0,275	0,00107	548,6	548,9	1,641	0	Saturated Liquid
130,6	0,275	0,6573	2541	2721	7,021	1	Saturated Vapor
133,5	0,3	0,001073	561,1	561,4	1,672	0	Saturated Liquid
133,5	0,3	0,6058	2544	2725	6,992	1	Saturated Vapor
136,3	0,325	0,001076	572,9	573,2	1,701	0	Saturated Liquid
136,3	0,325	0,562	2546	2729	6,965	1	Saturated Vapor
138,9	0,35	0,001079	583,9	584,3	1,727	0	Saturated Liquid
138,9	0,35	0,5243	2549	2732	6,94	1	Saturated Vapor
141,3	0,375	0,001081	594,4	594,8	1,753	0	Saturated Liquid
141,3	0,375	0,4914	2551	2736	6,917	1	Saturated Vapor
143,6	0,4	0,001084	604,3	604,7	1,777	0	Saturated Liquid
143,6	0,4	0,4625	2554	2739	6,896	1	Saturated Vapor
147,9	0,45	0,001088	622,7	623,2	1,821	0	Saturated Liquid
147,9	0,45	0,414	2558	2744	6,856	1	Saturated Vapor
151,9	0,5	0,001093	639,7	640,2	1,861	0	Saturated Liquid
151,9	0,5	0,3749	2561	2749	6,821	1	Saturated Vapor
155,5	0,55	0,001097	655,3	655,9	1,897	0	Saturated Liquid
155,5	0,55	0,3427	2564	2753	6,789	1	Saturated Vapor
158,9	0,6	0,001101	669,9	670,5	1,931	0	Saturated Liquid
158,9	0,6	0,3157	2567	2757	6,76	1	Saturated Vapor
162	0,65	0,001104	683,5	684,3	1,963	0	Saturated Liquid
162	0,65	0,2927	2570	2760	6,733	1	Saturated Vapor
165	0,7	0,001108	696,4	697,2	1,992	0	Saturated Liquid
165	0,7	0,2729	2572	2763	6,708	1	Saturated Vapor
167,8	0,75	0,001111	708,6	709,5	2,02	0	Saturated Liquid
167,8	0,75	0,2556	2575	2766	6,685	1	Saturated Vapor
170,4	0,8	0,001115	720,2	721,1	2,046	0	Saturated Liquid
170,4	0,8	0,2404	2577	2769	6,663	1	Saturated Vapor
173	0,85	0,001118	731,2	732,2	2,071	0	Saturated Liquid
173	0,85	0,227	2579	2772	6,642	1	Saturated Vapor
175,4	0,9	0,001121	741,8	742,8	2,095	0	Saturated Liquid
175,4	0,9	0,215	2580	2774	6,623	1	Saturated Vapor
177,7	0,95	0,001124	751,9	753	2,117	0	Saturated Liquid
177,7	0,95	0,2042	2582	2776	6,604	1	Saturated Vapor
179,9	1	0,001127	761,7	762,8	2,139	0	Saturated Liquid
179,9	1	0,1944	2584	2778	6,586	1	Saturated Vapor
184,1	1,1	0,001133	780,1	781,3	2,179	0	Saturated Liquid
184,1	1,1	0,1775	2586	2782	6,553	1	Saturated Vapor
188	1,2	0,001139	797,3	798,6	2,217	0	Saturated Liquid
188	1,2	0,1633	2589	2785	6,523	1	Saturated Vapor
191,6	1,3	0,001144	813,4	814,9	2,251	0	Saturated Liquid
191,6	1,3	0,1513	2591	2788	6,495	1	Saturated Vapor
195,1	1,4	0,001149	828,7	830,3	2,284	0	Saturated Liquid
195,1	1,4	0,1408	2593	2790	6,469	1	Saturated Vapor
198,3	1,5	0,001154	843,1	844,9	2,315	0	Saturated Liquid
198,3	1,5	0,1318	2594	2792	6,445	1	Saturated Vapor
205,8	1,75	0,001166	876,4	878,5	2,385	0	Saturated Liquid
205,8	1,75	0,1135	2598	2796	6,39	1	Saturated Vapor
212,4	2	0,001177	906,4	908,8	2,447	0	Saturated Liquid
212,4	2	0,09963	2600	2800	6,341	1	Saturated Vapor
218,5	2,25	0,001187	933,8	936,5	2,503	0	Saturated Liquid
218,5	2,25	0,08875	2602	2802	6,297	1	Saturated Vapor

224	2,5	0,001197	959,1	962,1	2,555	0	Saturated Liquid
224	2,5	0,07998	2603	2803	6,257	1	Saturated Vapor
229,1	2,75	0,001207	982,7	986	2,602	0	Saturated Liquid
229,1	2,75	0,07275	2604	2804	6,221	1	Saturated Vapor
233,9	3	0,001216	1005	1008	2,646	0	Saturated Liquid
233,9	3	0,06668	2604	2804	6,187	1	Saturated Vapor
238,4	3,25	0,001226	1026	1030	2,687	0	Saturated Liquid
238,4	3,25	0,06152	2604	2804	6,155	1	Saturated Vapor
242,6	3,5	0,001235	1045	1050	2,725	0	Saturated Liquid
242,6	3,5	0,05707	2604	2803	6,125	1	Saturated Vapor
246,6	3,75	0,001243	1064	1069	2,762	0	Saturated Liquid
246,6	3,75	0,05319	2603	2803	6,097	1	Saturated Vapor
250,4	4	0,001252	1082	1087	2,796	0	Saturated Liquid
250,4	4	0,04978	2602	2801	6,07	1	Saturated Vapor
264	5	0,001286	1148	1154	2,92	0	Saturated Liquid
264	5	0,03944	2597	2794	5,973	1	Saturated Vapor
275,6	6	0,001319	1205	1213	3,027	0	Saturated Liquid
275,6	6	0,03244	2590	2784	5,889	1	Saturated Vapor
285,9	7	0,001351	1258	1267	3,121	0	Saturated Liquid
285,9	7	0,02737	2580	2772	5,813	1	Saturated Vapor
295,1	8	0,001384	1306	1317	3,207	0	Saturated Liquid
295,1	8	0,02352	2570	2758	5,743	1	Saturated Vapor
303,4	9	0,001418	1350	1363	3,286	0	Saturated Liquid
303,4	9	0,02048	2558	2742	5,677	1	Saturated Vapor
311,1	10	0,001452	1393	1408	3,36	0	Saturated Liquid
311,1	10	0,01803	2544	2725	5,614	1	Saturated Vapor
318,1	11	0,001489	1434	1450	3,429	0	Saturated Liquid
318,1	11	0,01599	2530	2706	5,553	1	Saturated Vapor
324,7	12	0,001527	1473	1491	3,496	0	Saturated Liquid
324,7	12	0,01426	2514	2685	5,492	1	Saturated Vapor
330,9	13	0,001567	1511	1531	3,56	0	Saturated Liquid
330,9	13	0,01278	2496	2662	5,432	1	Saturated Vapor
336,7	14	0,001611	1549	1571	3,623	0	Saturated Liquid
336,7	14	0,01149	2477	2638	5,372	1	Saturated Vapor
342,2	15	0,001658	1586	1610	3,685	0	Saturated Liquid
342,2	15	0,01034	2455	2610	5,31	1	Saturated Vapor
347,4	16	0,001711	1623	1650	3,746	0	Saturated Liquid
347,4	16	0,009306	2432	2581	5,245	1	Saturated Vapor
352,4	17	0,00177	1660	1690	3,808	0	Saturated Liquid
352,4	17	0,008365	2405	2547	5,178	1	Saturated Vapor
357,1	18	0,00184	1699	1732	3,871	0	Saturated Liquid
357,1	18	0,00749	2374	2509	5,104	1	Saturated Vapor
361,5	19	0,001924	1740	1776	3,939	0	Saturated Liquid
361,5	19	0,006657	2338	2465	5,023	1	Saturated Vapor
365,8	20	0,002035	1785	1826	4,014	0	Saturated Liquid
365,8	20	0,005834	2293	2410	4,927	1	Saturated Vapor
369,9	21	0,002206	1842	1888	4,107	0	Saturated Liquid
369,9	21	0,004953	2231	2335	4,801	1	Saturated Vapor
373,8	22	0,002808	1973	2035	4,331	0	Saturated Liquid
373,8	22	0,003526	2081	2159	4,522	1	Saturated Vapor
374,1	22,09	0,003155	2030	2099	4,43	0	Saturated Liquid
374,1	22,09	0,003155	2030	2099	4,43	1	Saturated Vapor

**ΠΙΝΑΚΑΣ ΥΔΡΑΤΜΩΝ ΚΕΚΟΡΕΣΜΕΝΗΣ
ΚΑΤΑΣΤΑΣΗΣ
(ΠΙΝΑΚΑΣ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΩΝ)**

Temp	Pressure	Specific Volume	Internal Energy	Specific Enthalpy	Specific Entropy	Quality	Phase
C	MPa	m ³ /kg	kJ/kg	kJ/kg	kJ/kg/K		
0,01	0,000611	0,001	9,07E-13	0,0006115	2,15E-15	0	Saturated Liquid
0,01	0,000611	206,1	2375	2501	9,156	1	Saturated Vapor
5	0,000872	0,001	20,97	20,98	0,07609	0	Saturated Liquid
5	0,000872	147,1	2382	2511	9,026	1	Saturated Vapor
10	0,001228	0,001	41,99	41,99	0,151	0	Saturated Liquid
10	0,001228	106,4	2389	2520	8,901	1	Saturated Vapor
15	0,001705	0,001001	62,98	62,98	0,2245	0	Saturated Liquid
15	0,001705	77,93	2396	2529	8,781	1	Saturated Vapor
20	0,002339	0,001002	83,94	83,94	0,2966	0	Saturated Liquid
20	0,002339	57,79	2403	2538	8,667	1	Saturated Vapor
25	0,003169	0,001003	104,9	104,9	0,3673	0	Saturated Liquid
25	0,003169	43,36	2410	2547	8,558	1	Saturated Vapor
30	0,004246	0,001004	125,8	125,8	0,4369	0	Saturated Liquid
30	0,004246	32,89	2417	2556	8,453	1	Saturated Vapor
35	0,005628	0,001006	146,7	146,7	0,5052	0	Saturated Liquid
35	0,005628	25,22	2423	2565	8,353	1	Saturated Vapor
40	0,007384	0,001008	167,5	167,5	0,5724	0	Saturated Liquid
40	0,007384	19,52	2430	2574	8,257	1	Saturated Vapor
45	0,009593	0,00101	188,4	188,4	0,6386	0	Saturated Liquid
45	0,009593	15,26	2437	2583	8,165	1	Saturated Vapor
50	0,01235	0,001012	209,3	209,3	0,7037	0	Saturated Liquid
50	0,01235	12,03	2443	2592	8,076	1	Saturated Vapor
55	0,01576	0,001015	230,2	230,2	0,7679	0	Saturated Liquid
55	0,01576	9,568	2450	2601	7,991	1	Saturated Vapor
60	0,01994	0,001017	251,1	251,1	0,8311	0	Saturated Liquid
60	0,01994	7,671	2457	2610	7,909	1	Saturated Vapor
65	0,02503	0,00102	272	272	0,8934	0	Saturated Liquid
65	0,02503	6,197	2463	2618	7,831	1	Saturated Vapor
70	0,03119	0,001023	292,9	293	0,9548	0	Saturated Liquid
70	0,03119	5,042	2470	2627	7,755	1	Saturated Vapor
75	0,03858	0,001026	313,9	313,9	1,015	0	Saturated Liquid
75	0,03858	4,131	2476	2635	7,682	1	Saturated Vapor
80	0,04739	0,001029	334,8	334,9	1,075	0	Saturated Liquid
80	0,04739	3,407	2482	2644	7,612	1	Saturated Vapor
85	0,05783	0,001032	355,8	355,9	1,134	0	Saturated Liquid
85	0,05783	2,828	2488	2652	7,544	1	Saturated Vapor
90	0,07014	0,001036	376,8	376,9	1,192	0	Saturated Liquid
90	0,07014	2,361	2495	2660	7,479	1	Saturated Vapor
95	0,08455	0,00104	397,9	397,9	1,25	0	Saturated Liquid
95	0,08455	1,982	2501	2668	7,416	1	Saturated Vapor
100	0,1013	0,001044	418,9	419	1,307	0	Saturated Liquid
100	0,1013	1,673	2506	2676	7,355	1	Saturated Vapor
105	0,1208	0,001047	440	440,1	1,363	0	Saturated Liquid
105	0,1208	1,419	2512	2684	7,296	1	Saturated Vapor
110	0,1433	0,001052	461,1	461,3	1,418	0	Saturated Liquid
110	0,1433	1,21	2518	2691	7,239	1	Saturated Vapor

115	0,1691	0,001056	482,3	482,5	1,473	0	Saturated Liquid
115	0,1691	1,037	2524	2699	7,183	1	Saturated Vapor
120	0,1985	0,00106	503,5	503,7	1,528	0	Saturated Liquid
120	0,1985	0,8919	2529	2706	7,13	1	Saturated Vapor
125	0,2321	0,001065	524,7	525	1,581	0	Saturated Liquid
125	0,2321	0,7706	2535	2713	7,077	1	Saturated Vapor
130	0,2701	0,00107	546	546,3	1,634	0	Saturated Liquid
130	0,2701	0,6685	2540	2720	7,027	1	Saturated Vapor
135	0,313	0,001075	567,3	567,7	1,687	0	Saturated Liquid
135	0,313	0,5822	2545	2727	6,978	1	Saturated Vapor
140	0,3613	0,00108	588,7	589,1	1,739	0	Saturated Liquid
140	0,3613	0,5089	2550	2734	6,93	1	Saturated Vapor
145	0,4154	0,001085	610,2	610,6	1,791	0	Saturated Liquid
145	0,4154	0,4463	2555	2740	6,883	1	Saturated Vapor
150	0,4759	0,00109	631,7	632,2	1,842	0	Saturated Liquid
150	0,4759	0,3928	2560	2746	6,838	1	Saturated Vapor
155	0,5431	0,001096	653,2	653,8	1,892	0	Saturated Liquid
155	0,5431	0,3468	2564	2752	6,793	1	Saturated Vapor
160	0,6178	0,001102	674,9	675,5	1,943	0	Saturated Liquid
160	0,6178	0,3071	2568	2758	6,75	1	Saturated Vapor
165	0,7005	0,001108	696,5	697,3	1,992	0	Saturated Liquid
165	0,7005	0,2727	2573	2764	6,708	1	Saturated Vapor
170	0,7917	0,001114	718,3	719,2	2,042	0	Saturated Liquid
170	0,7917	0,2428	2576	2769	6,666	1	Saturated Vapor
175	0,892	0,001121	740,2	741,2	2,091	0	Saturated Liquid
175	0,892	0,2168	2580	2774	6,626	1	Saturated Vapor
180	1,002	0,001127	762,1	763,2	2,14	0	Saturated Liquid
180	1,002	0,194	2584	2778	6,586	1	Saturated Vapor
185	1,123	0,001134	784,1	785,4	2,188	0	Saturated Liquid
185	1,123	0,1741	2587	2782	6,546	1	Saturated Vapor
190	1,254	0,001141	806,2	807,6	2,236	0	Saturated Liquid
190	1,254	0,1565	2590	2786	6,508	1	Saturated Vapor
195	1,398	0,001149	828,4	830	2,283	0	Saturated Liquid
195	1,398	0,1411	2593	2790	6,47	1	Saturated Vapor
200	1,554	0,001156	850,6	852,4	2,331	0	Saturated Liquid
200	1,554	0,1274	2595	2793	6,432	1	Saturated Vapor
205	1,723	0,001164	873	875	2,378	0	Saturated Liquid
205	1,723	0,1152	2598	2796	6,395	1	Saturated Vapor
210	1,906	0,001173	895,5	897,7	2,425	0	Saturated Liquid
210	1,906	0,1044	2599	2798	6,358	1	Saturated Vapor
215	2,104	0,001181	918,1	920,6	2,471	0	Saturated Liquid
215	2,104	0,09479	2601	2801	6,322	1	Saturated Vapor
220	2,318	0,00119	940,9	943,6	2,518	0	Saturated Liquid
220	2,318	0,08619	2602	2802	6,286	1	Saturated Vapor
225	2,548	0,001199	963,7	966,8	2,564	0	Saturated Liquid
225	2,548	0,07849	2603	2803	6,25	1	Saturated Vapor
230	2,795	0,001209	986,7	990,1	2,61	0	Saturated Liquid
230	2,795	0,07158	2604	2804	6,215	1	Saturated Vapor
235	3,06	0,001219	1010	1014	2,656	0	Saturated Liquid
235	3,06	0,06536	2604	2804	6,179	1	Saturated Vapor
240	3,344	0,001229	1033	1037	2,701	0	Saturated Liquid
240	3,344	0,05976	2604	2804	6,144	1	Saturated Vapor
245	3,648	0,00124	1057	1061	2,747	0	Saturated Liquid

245	3,648	0,0547	2603	2803	6,108	1	Saturated Vapor
250	3,973	0,001251	1080	1085	2,793	0	Saturated Liquid
250	3,973	0,05013	2602	2802	6,073	1	Saturated Vapor
255	4,319	0,001263	1104	1110	2,838	0	Saturated Liquid
255	4,319	0,04598	2601	2800	6,037	1	Saturated Vapor
260	4,689	0,001276	1128	1134	2,884	0	Saturated Liquid
260	4,689	0,0422	2599	2797	6,002	1	Saturated Vapor
265	5,081	0,001289	1153	1159	2,929	0	Saturated Liquid
265	5,081	0,03877	2597	2794	5,966	1	Saturated Vapor
270	5,499	0,001302	1177	1184	2,975	0	Saturated Liquid
270	5,499	0,03564	2594	2790	5,93	1	Saturated Vapor
275	5,942	0,001317	1202	1210	3,021	0	Saturated Liquid
275	5,942	0,03279	2590	2785	5,894	1	Saturated Vapor
280	6,412	0,001332	1227	1236	3,067	0	Saturated Liquid
280	6,412	0,03017	2586	2780	5,857	1	Saturated Vapor
285	6,909	0,001348	1253	1262	3,113	0	Saturated Liquid
285	6,909	0,02777	2581	2773	5,82	1	Saturated Vapor
290	7,436	0,001366	1279	1289	3,159	0	Saturated Liquid
290	7,436	0,02557	2576	2766	5,782	1	Saturated Vapor
295	7,993	0,001384	1305	1316	3,206	0	Saturated Liquid
295	7,993	0,02354	2570	2758	5,744	1	Saturated Vapor
300	8,581	0,001404	1332	1344	3,253	0	Saturated Liquid
300	8,581	0,02167	2563	2749	5,704	1	Saturated Vapor
305	9,202	0,001425	1359	1372	3,301	0	Saturated Liquid
305	9,202	0,01995	2555	2739	5,664	1	Saturated Vapor
310	9,857	0,001447	1387	1401	3,349	0	Saturated Liquid
310	9,857	0,01835	2546	2727	5,623	1	Saturated Vapor
315	10,55	0,001472	1415	1431	3,398	0	Saturated Liquid
315	10,55	0,01687	2537	2714	5,58	1	Saturated Vapor
320	11,27	0,001499	1445	1461	3,448	0	Saturated Liquid
320	11,27	0,01549	2525	2700	5,536	1	Saturated Vapor
325	12,04	0,001528	1474	1493	3,499	0	Saturated Liquid
325	12,04	0,0142	2513	2684	5,49	1	Saturated Vapor
330	12,85	0,001561	1505	1525	3,551	0	Saturated Liquid
330	12,85	0,013	2499	2666	5,442	1	Saturated Vapor
335	13,69	0,001597	1537	1559	3,604	0	Saturated Liquid
335	13,69	0,01186	2483	2645	5,39	1	Saturated Vapor
340	14,59	0,001638	1570	1594	3,659	0	Saturated Liquid
340	14,59	0,0108	2465	2622	5,336	1	Saturated Vapor
345	15,53	0,001685	1605	1631	3,717	0	Saturated Liquid
345	15,53	0,009783	2443	2595	5,276	1	Saturated Vapor
350	16,51	0,00174	1642	1671	3,778	0	Saturated Liquid
350	16,51	0,008813	2418	2564	5,211	1	Saturated Vapor
355	17,55	0,001807	1681	1713	3,843	0	Saturated Liquid
355	17,55	0,007873	2389	2527	5,138	1	Saturated Vapor
360	18,65	0,001892	1725	1760	3,915	0	Saturated Liquid
360	18,65	0,006945	2351	2481	5,052	1	Saturated Vapor
365	19,81	0,002011	1776	1816	3,998	0	Saturated Liquid
365	19,81	0,005994	2303	2421	4,947	1	Saturated Vapor
370	21,03	0,002213	1844	1890	4,11	0	Saturated Liquid
370	21,03	0,004926	2229	2332	4,797	1	Saturated Vapor
374,1	22,08	0,003098	2021	2089	4,414	0	Saturated Liquid
374,1	22,08	0,00321	2038	2109	4,444	1	Saturated Vapor

**ΠΙΝΑΚΑΣ ΙΔΙΟΤΗΤΩΝ ΥΔΡΑΤΜΩΝ
(ΥΠΕΡΘΕΡΜΗ ΚΑΙ ΥΠΟΨΥΚΤΗ ΚΑΤΑΣΤΑΣΗ)**

<i>Temp</i>	<i>Pressure</i>	<i>Specific Volume</i>	<i>Internal Energy</i>	<i>Specific Enthalpy</i>	<i>Specific Entropy</i>	<i>Phase</i>
<i>C</i>	<i>MPa</i>	<i>m³/kg</i>	<i>kJ/kg</i>	<i>kJ/kg</i>	<i>kJ/kg/K</i>	
45,81	0,01	14,67355	2437,89	2584,63	8,1501	Saturated Vapor
50	0,01	14,87	2444	2593	8,175	Superheated Vapor
100	0,01	17,2	2515	2687	8,448	Superheated Vapor
150	0,01	19,51	2588	2783	8,688	Superheated Vapor
200	0,01	21,83	2661	2880	8,904	Superheated Vapor
250	0,01	24,14	2736	2977	9,1	Superheated Vapor
300	0,01	26,45	2812	3077	9,281	Superheated Vapor
350	0,01	28,75	2890	3177	9,45	Superheated Vapor
400	0,01	31,06	2969	3280	9,608	Dense Fluid (T>TC)
450	0,01	33,37	3050	3383	9,756	Dense Fluid (T>TC)
500	0,01	35,68	3132	3489	9,898	Dense Fluid (T>TC)
550	0,01	37,99	3216	3596	10,03	Dense Fluid (T>TC)
600	0,01	40,29	3302	3705	10,16	Dense Fluid (T>TC)
650	0,01	42,6	3390	3816	10,28	Dense Fluid (T>TC)
700	0,01	44,91	3480	3929	10,4	Dense Fluid (T>TC)
750	0,01	47,22	3571	4043	10,52	Dense Fluid (T>TC)
800	0,01	49,53	3664	4159	10,63	Dense Fluid (T>TC)
850	0,01	51,83	3759	4277	10,74	Dense Fluid (T>TC)
900	0,01	54,14	3855	4396	10,84	Dense Fluid (T>TC)
950	0,01	56,45	3953	4518	10,94	Dense Fluid (T>TC)
1000	0,01	58,76	4053	4641	11,04	Dense Fluid (T>TC)
1050	0,01	61,06	4154	4765	11,14	Dense Fluid (T>TC)
1100	0,01	63,37	4257	4891	11,23	Dense Fluid (T>TC)
1150	0,01	65,68	4362	5019	11,32	Dense Fluid (T>TC)
1200	0,01	67,99	4468	5148	11,41	Dense Fluid (T>TC)
1250	0,01	70,29	4575	5278	11,5	Dense Fluid (T>TC)
1299	0,01	72,56	4681	5407	11,58	Dense Fluid (T>TC)
<i>Temp</i>	<i>Pressure</i>	<i>Specific Volume</i>	<i>Internal Energy</i>	<i>Specific Enthalpy</i>	<i>Specific Entropy</i>	<i>Phase</i>
<i>C</i>	<i>MPa</i>	<i>m³/kg</i>	<i>kJ/kg</i>	<i>kJ/kg</i>	<i>kJ/kg/K</i>	
81,33	0,05	3,24034	1483,85	2645,87	7,5939	Saturated Vapor
100	0,05	3,418	2512	2683	7,695	Superheated Vapor
150	0,05	3,889	2586	2780	7,94	Superheated Vapor
200	0,05	4,356	2660	2878	8,158	Superheated Vapor
250	0,05	4,82	2735	2976	8,356	Superheated Vapor
300	0,05	5,284	2811	3076	8,537	Superheated Vapor
350	0,05	5,747	2889	3176	8,706	Superheated Vapor
400	0,05	6,209	2968	3279	8,864	Dense Fluid (T>TC)
450	0,05	6,672	3049	3383	9,013	Dense Fluid (T>TC)
500	0,05	7,134	3132	3489	9,154	Dense Fluid (T>TC)
550	0,05	7,596	3216	3596	9,289	Dense Fluid (T>TC)
600	0,05	8,057	3302	3705	9,418	Dense Fluid (T>TC)
650	0,05	8,519	3390	3816	9,541	Dense Fluid (T>TC)
700	0,05	8,981	3479	3929	9,66	Dense Fluid (T>TC)
750	0,05	9,443	3571	4043	9,774	Dense Fluid (T>TC)

800	0,05	9,904	3664	4159	9,885	Dense Fluid (T>TC)
850	0,05	10,37	3758	4277	9,993	Dense Fluid (T>TC)
900	0,05	10,83	3855	4396	10,1	Dense Fluid (T>TC)
950	0,05	11,29	3953	4518	10,2	Dense Fluid (T>TC)
1000	0,05	11,75	4053	4640	10,3	Dense Fluid (T>TC)
1050	0,05	12,21	4154	4765	10,39	Dense Fluid (T>TC)
1100	0,05	12,67	4257	4891	10,49	Dense Fluid (T>TC)
1150	0,05	13,14	4362	5019	10,58	Dense Fluid (T>TC)
1200	0,05	13,6	4468	5148	10,67	Dense Fluid (T>TC)
1250	0,05	14,06	4575	5278	10,75	Dense Fluid (T>TC)
1299	0,05	14,51	4681	5407	10,84	Dense Fluid (T>TC)
		Specific	Internal	Specific	Specific	
Temp	Pressure	Volume	Energy	Enthalpy	Entropy	Phase
C	MPa	m3/kg	kJ/kg	kJ/kg	kJ/kg/K	
99,62	0,1	1,694	2506,06	2675,46	7,3593	Saturated Vapor
150	0,1	1,936	2583	2776	7,613	Superheated Vapor
200	0,1	2,172	2658	2875	7,834	Superheated Vapor
250	0,1	2,406	2734	2974	8,033	Superheated Vapor
300	0,1	2,639	2810	3074	8,216	Superheated Vapor
350	0,1	2,871	2888	3175	8,385	Superheated Vapor
400	0,1	3,103	2968	3278	8,543	Dense Fluid (T>TC)
450	0,1	3,334	3049	3382	8,693	Dense Fluid (T>TC)
500	0,1	3,565	3132	3488	8,834	Dense Fluid (T>TC)
550	0,1	3,797	3216	3596	8,969	Dense Fluid (T>TC)
600	0,1	4,028	3302	3705	9,097	Dense Fluid (T>TC)
650	0,1	4,259	3390	3816	9,221	Dense Fluid (T>TC)
700	0,1	4,49	3479	3928	9,34	Dense Fluid (T>TC)
750	0,1	4,721	3571	4043	9,454	Dense Fluid (T>TC)
800	0,1	4,952	3664	4159	9,565	Dense Fluid (T>TC)
850	0,1	5,183	3758	4277	9,673	Dense Fluid (T>TC)
900	0,1	5,414	3855	4396	9,777	Dense Fluid (T>TC)
950	0,1	5,644	3953	4517	9,878	Dense Fluid (T>TC)
1000	0,1	5,875	4053	4640	9,976	Dense Fluid (T>TC)
1050	0,1	6,106	4154	4765	10,07	Dense Fluid (T>TC)
1100	0,1	6,337	4257	4891	10,17	Dense Fluid (T>TC)
1150	0,1	6,568	4362	5019	10,26	Dense Fluid (T>TC)
1200	0,1	6,799	4468	5148	10,35	Dense Fluid (T>TC)
1250	0,1	7,029	4575	5278	10,43	Dense Fluid (T>TC)
1299	0,1	7,256	4681	5407	10,52	Dense Fluid (T>TC)
		Specific	Internal	Specific	Specific	
Temp	Pressure	Volume	Energy	Enthalpy	Entropy	Phase
C	MPa	m3/kg	kJ/kg	kJ/kg	kJ/kg/K	
120,23	0,2	0,88573	2529,49	2706,63	7,1271	Saturated Vapor
150	0,2	0,9596	2577	2769	7,279	Superheated Vapor
200	0,2	1,08	2654	2870	7,507	Superheated Vapor
250	0,2	1,199	2731	2971	7,709	Superheated Vapor
300	0,2	1,316	2809	3072	7,893	Superheated Vapor
350	0,2	1,433	2887	3174	8,063	Superheated Vapor
400	0,2	1,549	2967	3277	8,222	Dense Fluid (T>TC)
450	0,2	1,665	3048	3381	8,371	Dense Fluid (T>TC)

500	0,2	1,781	3131	3487	8,513	Dense Fluid (T>TC)
550	0,2	1,897	3215	3595	8,648	Dense Fluid (T>TC)
600	0,2	2,013	3301	3704	8,777	Dense Fluid (T>TC)
650	0,2	2,129	3389	3815	8,901	Dense Fluid (T>TC)
700	0,2	2,244	3479	3928	9,019	Dense Fluid (T>TC)
750	0,2	2,36	3570	4042	9,134	Dense Fluid (T>TC)
800	0,2	2,475	3663	4158	9,245	Dense Fluid (T>TC)
850	0,2	2,591	3758	4276	9,352	Dense Fluid (T>TC)
900	0,2	2,706	3854	4396	9,457	Dense Fluid (T>TC)
950	0,2	2,822	3953	4517	9,558	Dense Fluid (T>TC)
1000	0,2	2,937	4053	4640	9,656	Dense Fluid (T>TC)
1050	0,2	3,053	4154	4765	9,752	Dense Fluid (T>TC)
1100	0,2	3,168	4257	4891	9,846	Dense Fluid (T>TC)
1150	0,2	3,284	4362	5018	9,937	Dense Fluid (T>TC)
1200	0,2	3,399	4467	5147	10,03	Dense Fluid (T>TC)
1250	0,2	3,515	4575	5278	10,11	Dense Fluid (T>TC)
1299	0,2	3,628	4681	5407	10,2	Dense Fluid (T>TC)
Temp	Pressure	Specific Volume	Internal Energy	Specific Enthalpy	Specific Entropy	Phase
C	MPa	m ³ /kg	kJ/kg	kJ/kg	kJ/kg/K	
133,55	0,3	0,60582	2543,55	27525,3	6,9918	Saturated Vapor
150	0,3	0,6339	2571	2761	7,078	Superheated Vapor
200	0,3	0,7163	2651	2866	7,311	Superheated Vapor
250	0,3	0,7964	2729	2968	7,517	Superheated Vapor
300	0,3	0,8753	2807	3069	7,702	Superheated Vapor
350	0,3	0,9536	2886	3172	7,873	Superheated Vapor
400	0,3	1,032	2966	3275	8,033	Dense Fluid (T>TC)
450	0,3	1,109	3047	3380	8,183	Dense Fluid (T>TC)
500	0,3	1,187	3130	3486	8,325	Dense Fluid (T>TC)
550	0,3	1,264	3215	3594	8,46	Dense Fluid (T>TC)
600	0,3	1,341	3301	3703	8,589	Dense Fluid (T>TC)
650	0,3	1,419	3389	3814	8,713	Dense Fluid (T>TC)
700	0,3	1,496	3478	3927	8,832	Dense Fluid (T>TC)
750	0,3	1,573	3570	4042	8,947	Dense Fluid (T>TC)
800	0,3	1,65	3663	4158	9,058	Dense Fluid (T>TC)
850	0,3	1,727	3758	4276	9,165	Dense Fluid (T>TC)
900	0,3	1,804	3854	4395	9,269	Dense Fluid (T>TC)
950	0,3	1,881	3952	4517	9,37	Dense Fluid (T>TC)
1000	0,3	1,958	4052	4640	9,469	Dense Fluid (T>TC)
1050	0,3	2,035	4154	4764	9,565	Dense Fluid (T>TC)
1100	0,3	2,112	4257	4890	9,658	Dense Fluid (T>TC)
1150	0,3	2,189	4361	5018	9,75	Dense Fluid (T>TC)
1200	0,3	2,266	4467	5147	9,839	Dense Fluid (T>TC)
1250	0,3	2,343	4574	5277	9,926	Dense Fluid (T>TC)
1299	0,3	2,419	4681	5406	10,01	Dense Fluid (T>TC)
Temp	Pressure	Specific Volume	Internal Energy	Specific Enthalpy	Specific Entropy	Phase
C	MPa	m ³ /kg	kJ/kg	kJ/kg	kJ/kg/K	
143,63	0,4	0,46246	2553,55	2738,53	6,8958	Saturated Vapor
150	0,4	0,4708	2564	2753	6,93	Superheated Vapor

200	0,4	0,5342	2647	2861	7,171	Superheated Vapor
250	0,4	0,5951	2726	2964	7,379	Superheated Vapor
300	0,4	0,6548	2805	3067	7,566	Superheated Vapor
350	0,4	0,7139	2884	3170	7,738	Superheated Vapor
400	0,4	0,7726	2964	3273	7,898	Dense Fluid (T>TC)
450	0,4	0,8311	3046	3378	8,049	Dense Fluid (T>TC)
500	0,4	0,8893	3129	3485	8,191	Dense Fluid (T>TC)
550	0,4	0,9475	3214	3593	8,327	Dense Fluid (T>TC)
600	0,4	1,006	3300	3702	8,456	Dense Fluid (T>TC)
650	0,4	1,064	3388	3814	8,58	Dense Fluid (T>TC)
700	0,4	1,121	3478	3927	8,699	Dense Fluid (T>TC)
750	0,4	1,179	3569	4041	8,813	Dense Fluid (T>TC)
800	0,4	1,237	3663	4157	8,924	Dense Fluid (T>TC)
850	0,4	1,295	3757	4275	9,032	Dense Fluid (T>TC)
900	0,4	1,353	3854	4395	9,136	Dense Fluid (T>TC)
950	0,4	1,411	3952	4516	9,237	Dense Fluid (T>TC)
1000	0,4	1,468	4052	4639	9,336	Dense Fluid (T>TC)
1050	0,4	1,526	4153	4764	9,432	Dense Fluid (T>TC)
1100	0,4	1,584	4257	4890	9,526	Dense Fluid (T>TC)
1150	0,4	1,642	4361	5018	9,617	Dense Fluid (T>TC)
1200	0,4	1,7	4467	5147	9,706	Dense Fluid (T>TC)
1250	0,4	1,757	4574	5277	9,793	Dense Fluid (T>TC)
1299	0,4	1,814	4681	5406	9,876	Dense Fluid (T>TC)
<i>Temp</i>	<i>Pressure</i>	<i>Specific</i>	<i>Internal</i>	<i>Specific</i>	<i>Specific</i>	<i>Phase</i>
<i>C</i>	<i>MPa</i>	<i>Volume</i>	<i>Energy</i>	<i>Enthalpy</i>	<i>Entropy</i>	
		<i>m3/kg</i>	<i>kJ/kg</i>	<i>kJ/kg</i>	<i>kJ/kg/K</i>	
151,86	0,5	0,3749	2561	2749	6,821	Saturated Vapor
200	0,5	0,4249	2643	2855	7,059	Superheated Vapor
250	0,5	0,4744	2724	2961	7,271	Superheated Vapor
300	0,5	0,5226	2803	3064	7,46	Superheated Vapor
350	0,5	0,5701	2883	3168	7,633	Superheated Vapor
400	0,5	0,6173	2963	3272	7,794	Dense Fluid (T>TC)
450	0,5	0,6642	3045	3377	7,945	Dense Fluid (T>TC)
500	0,5	0,7109	3128	3484	8,087	Dense Fluid (T>TC)
550	0,5	0,7575	3213	3592	8,223	Dense Fluid (T>TC)
600	0,5	0,8041	3300	3702	8,352	Dense Fluid (T>TC)
650	0,5	0,8505	3388	3813	8,476	Dense Fluid (T>TC)
700	0,5	0,8969	3478	3926	8,595	Dense Fluid (T>TC)
750	0,5	0,9433	3569	4041	8,71	Dense Fluid (T>TC)
800	0,5	0,9896	3662	4157	8,821	Dense Fluid (T>TC)
850	0,5	1,036	3757	4275	8,929	Dense Fluid (T>TC)
900	0,5	1,082	3854	4395	9,033	Dense Fluid (T>TC)
950	0,5	1,128	3952	4516	9,134	Dense Fluid (T>TC)
1000	0,5	1,175	4052	4639	9,233	Dense Fluid (T>TC)
1050	0,5	1,221	4153	4764	9,329	Dense Fluid (T>TC)
1100	0,5	1,267	4256	4890	9,422	Dense Fluid (T>TC)
1150	0,5	1,313	4361	5018	9,514	Dense Fluid (T>TC)
1200	0,5	1,36	4467	5147	9,603	Dense Fluid (T>TC)
1250	0,5	1,406	4574	5277	9,69	Dense Fluid (T>TC)
1299	0,5	1,451	4680	5406	9,773	Dense Fluid (T>TC)

Temp	Pressure	Specific Volume	Internal Energy	Specific Enthalpy	Specific Entropy	Phase
C	MPa	m ³ /kg	kJ/kg	kJ/kg	kJ/kg/K	
158,85	0,6	0,3157	2567	2757	6,76	Saturated Vapor
200	0,6	0,352	2639	2850	6,966	Superheated Vapor
250	0,6	0,3938	2721	2957	7,182	Superheated Vapor
300	0,6	0,4344	2801	3062	7,372	Superheated Vapor
350	0,6	0,4742	2881	3166	7,546	Superheated Vapor
400	0,6	0,5137	2962	3270	7,708	Dense Fluid (T>TC)
450	0,6	0,5529	3044	3376	7,859	Dense Fluid (T>TC)
500	0,6	0,592	3128	3483	8,002	Dense Fluid (T>TC)
550	0,6	0,6309	3213	3591	8,138	Dense Fluid (T>TC)
600	0,6	0,6697	3299	3701	8,267	Dense Fluid (T>TC)
650	0,6	0,7085	3387	3812	8,391	Dense Fluid (T>TC)
700	0,6	0,7472	3477	3925	8,511	Dense Fluid (T>TC)
750	0,6	0,7859	3569	4040	8,626	Dense Fluid (T>TC)
800	0,6	0,8245	3662	4157	8,737	Dense Fluid (T>TC)
850	0,6	0,8631	3757	4275	8,844	Dense Fluid (T>TC)
900	0,6	0,9017	3853	4394	8,949	Dense Fluid (T>TC)
950	0,6	0,9403	3952	4516	9,05	Dense Fluid (T>TC)
1000	0,6	0,9788	4052	4639	9,148	Dense Fluid (T>TC)
1050	0,6	1,017	4153	4763	9,244	Dense Fluid (T>TC)
1100	0,6	1,056	4256	4890	9,338	Dense Fluid (T>TC)
1150	0,6	1,094	4361	5017	9,429	Dense Fluid (T>TC)
1200	0,6	1,133	4467	5146	9,519	Dense Fluid (T>TC)
1250	0,6	1,172	4574	5277	9,606	Dense Fluid (T>TC)
1299	0,6	1,209	4680	5406	9,689	Dense Fluid (T>TC)
Temp	Pressure	Specific Volume	Internal Energy	Specific Enthalpy	Specific Entropy	Phase
C	MPa	m ³ /kg	kJ/kg	kJ/kg	kJ/kg/K	
170,43	0,8	0,2405	2577	2769	6,663	Saturated Vapor
200	0,8	0,2608	2631	2839	6,816	Superheated Vapor
250	0,8	0,2931	2715	2950	7,038	Superheated Vapor
300	0,8	0,3241	2797	3056	7,233	Superheated Vapor
350	0,8	0,3544	2878	3162	7,409	Superheated Vapor
400	0,8	0,3843	2960	3267	7,571	Dense Fluid (T>TC)
450	0,8	0,4139	3042	3373	7,724	Dense Fluid (T>TC)
500	0,8	0,4433	3126	3481	7,867	Dense Fluid (T>TC)
550	0,8	0,4726	3211	3589	8,003	Dense Fluid (T>TC)
600	0,8	0,5018	3298	3699	8,133	Dense Fluid (T>TC)
650	0,8	0,531	3386	3811	8,258	Dense Fluid (T>TC)
700	0,8	0,5601	3476	3924	8,377	Dense Fluid (T>TC)
750	0,8	0,5891	3568	4039	8,492	Dense Fluid (T>TC)
800	0,8	0,6181	3661	4156	8,603	Dense Fluid (T>TC)
850	0,8	0,6471	3756	4274	8,711	Dense Fluid (T>TC)
900	0,8	0,6761	3853	4394	8,815	Dense Fluid (T>TC)
950	0,8	0,7051	3951	4515	8,917	Dense Fluid (T>TC)
1000	0,8	0,734	4051	4638	9,015	Dense Fluid (T>TC)
1050	0,8	0,763	4153	4763	9,111	Dense Fluid (T>TC)
1100	0,8	0,7919	4256	4889	9,205	Dense Fluid (T>TC)
1150	0,8	0,8208	4360	5017	9,296	Dense Fluid (T>TC)

1200	0,8	0,8497	4466	5146	9,385	Dense Fluid (T>TC)
1250	0,8	0,8787	4573	5276	9,472	Dense Fluid (T>TC)
1299	0,8	0,907	4680	5405	9,556	Dense Fluid (T>TC)
		Specific	Internal	Specific	Specific	
Temp	Pressure	Volume	Energy	Enthalpy	Entropy	Phase
C	MPa	m³/kg	kJ/kg	kJ/kg	kJ/kg/K	
179,9	0,9	0,2179	2589	2785	6,648	Superheated Vapor
200	0,9	0,2303	2626	2834	6,752	Superheated Vapor
250	0,9	0,2596	2713	2946	6,979	Superheated Vapor
300	0,9	0,2874	2795	3054	7,175	Superheated Vapor
350	0,9	0,3144	2877	3160	7,352	Superheated Vapor
400	0,9	0,3411	2958	3265	7,515	Dense Fluid (T>TC)
450	0,9	0,3675	3041	3372	7,668	Dense Fluid (T>TC)
500	0,9	0,3938	3125	3480	7,812	Dense Fluid (T>TC)
550	0,9	0,4199	3210	3588	7,948	Dense Fluid (T>TC)
600	0,9	0,4459	3297	3699	8,078	Dense Fluid (T>TC)
650	0,9	0,4718	3386	3810	8,203	Dense Fluid (T>TC)
700	0,9	0,4977	3476	3924	8,322	Dense Fluid (T>TC)
750	0,9	0,5235	3567	4039	8,437	Dense Fluid (T>TC)
800	0,9	0,5493	3661	4155	8,549	Dense Fluid (T>TC)
850	0,9	0,5751	3756	4273	8,656	Dense Fluid (T>TC)
900	0,9	0,6009	3852	4393	8,761	Dense Fluid (T>TC)
950	0,9	0,6267	3951	4515	8,862	Dense Fluid (T>TC)
1000	0,9	0,6524	4051	4638	8,961	Dense Fluid (T>TC)
1050	0,9	0,6781	4152	4763	9,057	Dense Fluid (T>TC)
1100	0,9	0,7039	4255	4889	9,15	Dense Fluid (T>TC)
1150	0,9	0,7296	4360	5017	9,242	Dense Fluid (T>TC)
1200	0,9	0,7553	4466	5146	9,331	Dense Fluid (T>TC)
1250	0,9	0,781	4573	5276	9,418	Dense Fluid (T>TC)
1299	0,9	0,8062	4679	5405	9,501	Dense Fluid (T>TC)
		Specific	Internal	Specific	Specific	
Temp	Pressure	Volume	Energy	Enthalpy	Entropy	Phase
C	MPa	m³/kg	kJ/kg	kJ/kg	kJ/kg/K	
179,91	1	0,1945	2584	2778	6,587	Saturated Vapor
200	1	0,206	2622	2828	6,694	Superheated Vapor
250	1	0,2327	2710	2943	6,925	Superheated Vapor
300	1	0,2579	2793	3051	7,123	Superheated Vapor
350	1	0,2825	2875	3158	7,301	Superheated Vapor
400	1	0,3066	2957	3264	7,465	Dense Fluid (T>TC)
450	1	0,3304	3040	3371	7,618	Dense Fluid (T>TC)
500	1	0,3541	3124	3478	7,762	Dense Fluid (T>TC)
550	1	0,3776	3210	3587	7,899	Dense Fluid (T>TC)
600	1	0,4011	3297	3698	8,029	Dense Fluid (T>TC)
650	1	0,4245	3385	3810	8,153	Dense Fluid (T>TC)
700	1	0,4478	3475	3923	8,273	Dense Fluid (T>TC)
750	1	0,4711	3567	4038	8,388	Dense Fluid (T>TC)
800	1	0,4943	3660	4155	8,5	Dense Fluid (T>TC)
850	1	0,5175	3755	4273	8,607	Dense Fluid (T>TC)
900	1	0,5407	3852	4393	8,712	Dense Fluid (T>TC)
950	1	0,5639	3951	4514	8,813	Dense Fluid (T>TC)

1000	1	0,5871	4050	4638	8,912	Dense Fluid (T>TC)
1050	1	0,6103	4152	4762	9,008	Dense Fluid (T>TC)
1100	1	0,6335	4255	4889	9,102	Dense Fluid (T>TC)
1150	1	0,6566	4360	5016	9,193	Dense Fluid (T>TC)
1200	1	0,6798	4466	5145	9,282	Dense Fluid (T>TC)
1250	1	0,7029	4573	5276	9,369	Dense Fluid (T>TC)
1299	1	0,7256	4679	5405	9,453	Dense Fluid (T>TC)
		Specific	Internal	Specific	Specific	
Temp	Pressure	Volume	Energy	Enthalpy	Entropy	Phase
C	MPa	m3/kg	kJ/kg	kJ/kg	kJ/kg/K	
187,99	1,2	0,1633	2589	2785	6,523	Saturated Vapor
200	1,2	0,1693	2613	2816	6,59	Superheated Vapor
250	1,2	0,1923	2704	2935	6,829	Superheated Vapor
300	1,2	0,2138	2789	3046	7,032	Superheated Vapor
350	1,2	0,2345	2872	3154	7,212	Superheated Vapor
400	1,2	0,2548	2955	3261	7,377	Dense Fluid (T>TC)
450	1,2	0,2748	3038	3368	7,531	Dense Fluid (T>TC)
500	1,2	0,2946	3123	3476	7,676	Dense Fluid (T>TC)
550	1,2	0,3143	3208	3586	7,813	Dense Fluid (T>TC)
600	1,2	0,3339	3296	3696	7,943	Dense Fluid (T>TC)
650	1,2	0,3535	3384	3808	8,068	Dense Fluid (T>TC)
700	1,2	0,3729	3474	3922	8,188	Dense Fluid (T>TC)
750	1,2	0,3924	3566	4037	8,303	Dense Fluid (T>TC)
800	1,2	0,4118	3660	4154	8,415	Dense Fluid (T>TC)
850	1,2	0,4312	3755	4272	8,523	Dense Fluid (T>TC)
900	1,2	0,4505	3852	4392	8,627	Dense Fluid (T>TC)
950	1,2	0,4699	3950	4514	8,729	Dense Fluid (T>TC)
1000	1,2	0,4892	4050	4637	8,827	Dense Fluid (T>TC)
1050	1,2	0,5085	4152	4762	8,923	Dense Fluid (T>TC)
1100	1,2	0,5278	4255	4888	9,017	Dense Fluid (T>TC)
1150	1,2	0,5471	4359	5016	9,108	Dense Fluid (T>TC)
1200	1,2	0,5665	4465	5145	9,198	Dense Fluid (T>TC)
1250	1,2	0,5858	4572	5275	9,285	Dense Fluid (T>TC)
1299	1,2	0,6047	4679	5404	9,368	Dense Fluid (T>TC)
		Specific	Internal	Specific	Specific	
Temp	Pressure	Volume	Energy	Enthalpy	Entropy	Phase
C	MPa	m3/kg	kJ/kg	kJ/kg	kJ/kg/K	
195,07	1,4	0,1409	2593	2790	6,469	Saturated Vapor
200	1,4	0,143	2603	2803	6,497	Superheated Vapor
250	1,4	0,1635	2698	2927	6,747	Superheated Vapor
300	1,4	0,1823	2785	3040	6,953	Superheated Vapor
350	1,4	0,2003	2869	3149	7,136	Superheated Vapor
400	1,4	0,2178	2953	3257	7,303	Dense Fluid (T>TC)
450	1,4	0,2351	3036	3365	7,457	Dense Fluid (T>TC)
500	1,4	0,2521	3121	3474	7,603	Dense Fluid (T>TC)
550	1,4	0,2691	3207	3584	7,74	Dense Fluid (T>TC)
600	1,4	0,286	3294	3695	7,871	Dense Fluid (T>TC)
650	1,4	0,3027	3383	3807	7,996	Dense Fluid (T>TC)
700	1,4	0,3195	3474	3921	8,116	Dense Fluid (T>TC)
750	1,4	0,3362	3566	4036	8,232	Dense Fluid (T>TC)

800	1,4	0,3528	3659	4153	8,343	Dense Fluid (T>TC)
850	1,4	0,3694	3754	4271	8,451	Dense Fluid (T>TC)
900	1,4	0,3861	3851	4392	8,556	Dense Fluid (T>TC)
950	1,4	0,4027	3949	4513	8,657	Dense Fluid (T>TC)
1000	1,4	0,4192	4049	4636	8,756	Dense Fluid (T>TC)
1050	1,4	0,4358	4151	4761	8,852	Dense Fluid (T>TC)
1100	1,4	0,4524	4254	4887	8,946	Dense Fluid (T>TC)
1150	1,4	0,469	4359	5015	9,037	Dense Fluid (T>TC)
1200	1,4	0,4855	4465	5144	9,126	Dense Fluid (T>TC)
1250	1,4	0,5021	4572	5275	9,213	Dense Fluid (T>TC)
1299	1,4	0,5183	4678	5404	9,297	Dense Fluid (T>TC)
		Specific	Internal	Specific	Specific	
Temp	Pressure	Volume	Energy	Enthalpy	Entropy	Phase
C	MPa	m3/kg	kJ/kg	kJ/kg	kJ/kg/K	
201,4	1,6	0,1238	2596	2794	6,422	Saturated Vapor
250	1,6	0,1418	2692	2919	6,673	Superheated Vapor
300	1,6	0,1586	2781	3035	6,884	Superheated Vapor
350	1,6	0,1746	2866	3145	7,069	Superheated Vapor
400	1,6	0,1901	2950	3254	7,237	Dense Fluid (T>TC)
450	1,6	0,2053	3034	3363	7,393	Dense Fluid (T>TC)
500	1,6	0,2203	3119	3472	7,539	Dense Fluid (T>TC)
550	1,6	0,2352	3206	3582	7,677	Dense Fluid (T>TC)
600	1,6	0,25	3293	3693	7,808	Dense Fluid (T>TC)
650	1,6	0,2647	3382	3806	7,933	Dense Fluid (T>TC)
700	1,6	0,2794	3473	3920	8,054	Dense Fluid (T>TC)
750	1,6	0,294	3565	4035	8,169	Dense Fluid (T>TC)
800	1,6	0,3086	3658	4152	8,281	Dense Fluid (T>TC)
850	1,6	0,3232	3754	4271	8,389	Dense Fluid (T>TC)
900	1,6	0,3377	3850	4391	8,493	Dense Fluid (T>TC)
950	1,6	0,3523	3949	4513	8,595	Dense Fluid (T>TC)
1000	1,6	0,3668	4049	4636	8,694	Dense Fluid (T>TC)
1050	1,6	0,3813	4151	4761	8,79	Dense Fluid (T>TC)
1100	1,6	0,3958	4254	4887	8,884	Dense Fluid (T>TC)
1150	1,6	0,4103	4358	5015	8,975	Dense Fluid (T>TC)
1200	1,6	0,4248	4464	5144	9,064	Dense Fluid (T>TC)
1250	1,6	0,4393	4571	5274	9,151	Dense Fluid (T>TC)
1299	1,6	0,4535	4678	5403	9,235	Dense Fluid (T>TC)
		Specific	Internal	Specific	Specific	
Temp	Pressure	Volume	Energy	Enthalpy	Entropy	Phase
C	MPa	m3/kg	kJ/kg	kJ/kg	kJ/kg/K	
207,15	1,8	0,1104	2598	2797	6,38	Saturated Vapor
250	1,8	0,125	2686	2911	6,607	Superheated Vapor
300	1,8	0,1402	2777	3029	6,823	Superheated Vapor
350	1,8	0,1546	2863	3141	7,01	Superheated Vapor
400	1,8	0,1685	2948	3251	7,179	Dense Fluid (T>TC)
450	1,8	0,1821	3032	3360	7,336	Dense Fluid (T>TC)
500	1,8	0,1955	3118	3470	7,482	Dense Fluid (T>TC)
550	1,8	0,2088	3204	3580	7,621	Dense Fluid (T>TC)
600	1,8	0,222	3292	3692	7,752	Dense Fluid (T>TC)
650	1,8	0,2351	3381	3804	7,878	Dense Fluid (T>TC)

700	1,8	0,2482	3472	3919	7,998	Dense Fluid (T>TC)
750	1,8	0,2612	3564	4034	8,114	Dense Fluid (T>TC)
800	1,8	0,2742	3658	4151	8,226	Dense Fluid (T>TC)
850	1,8	0,2872	3753	4270	8,334	Dense Fluid (T>TC)
900	1,8	0,3001	3850	4390	8,439	Dense Fluid (T>TC)
950	1,8	0,3131	3948	4512	8,54	Dense Fluid (T>TC)
1000	1,8	0,326	4048	4635	8,639	Dense Fluid (T>TC)
1050	1,8	0,3389	4150	4760	8,735	Dense Fluid (T>TC)
1100	1,8	0,3518	4253	4886	8,829	Dense Fluid (T>TC)
1150	1,8	0,3647	4358	5014	8,92	Dense Fluid (T>TC)
1200	1,8	0,3776	4464	5143	9,01	Dense Fluid (T>TC)
1250	1,8	0,3905	4571	5274	9,097	Dense Fluid (T>TC)
1299	1,8	0,4031	4677	5403	9,18	Dense Fluid (T>TC)
		Specific	Internal	Specific	Specific	
Temp	Pressure	Volume	Energy	Enthalpy	Entropy	Phase
C	MPa	m3/kg	kJ/kg	kJ/kg	kJ/kg/K	
212,42	2	0,09966	2600	2800	6,341	Saturated Vapor
250	2	0,1114	2680	2902	6,545	Superheated Vapor
300	2	0,1255	2773	3023	6,766	Superheated Vapor
350	2	0,1386	2860	3137	6,956	Superheated Vapor
400	2	0,1512	2945	3248	7,127	Dense Fluid (T>TC)
450	2	0,1635	3030	3357	7,284	Dense Fluid (T>TC)
500	2	0,1757	3116	3468	7,432	Dense Fluid (T>TC)
550	2	0,1877	3203	3578	7,57	Dense Fluid (T>TC)
600	2	0,1996	3291	3690	7,702	Dense Fluid (T>TC)
650	2	0,2114	3380	3803	7,828	Dense Fluid (T>TC)
700	2	0,2232	3471	3917	7,949	Dense Fluid (T>TC)
750	2	0,235	3563	4033	8,065	Dense Fluid (T>TC)
800	2	0,2467	3657	4150	8,177	Dense Fluid (T>TC)
850	2	0,2584	3752	4269	8,285	Dense Fluid (T>TC)
900	2	0,27	3849	4389	8,389	Dense Fluid (T>TC)
950	2	0,2817	3948	4511	8,491	Dense Fluid (T>TC)
1000	2	0,2933	4048	4635	8,59	Dense Fluid (T>TC)
1050	2	0,305	4150	4760	8,686	Dense Fluid (T>TC)
1100	2	0,3166	4253	4886	8,78	Dense Fluid (T>TC)
1150	2	0,3282	4357	5014	8,871	Dense Fluid (T>TC)
1200	2	0,3398	4463	5143	8,961	Dense Fluid (T>TC)
1250	2	0,3515	4571	5273	9,048	Dense Fluid (T>TC)
1299	2	0,3628	4677	5402	9,131	Dense Fluid (T>TC)
		Specific	Internal	Specific	Specific	
Temp	Pressure	Volume	Energy	Enthalpy	Entropy	Phase
C	MPa	m3/kg	kJ/kg	kJ/kg	kJ/kg/K	
223,99	2,5	0,07998	2603	2803	6,257	Saturated Vapor
250	2,5	0,087	2663	2880	6,408	Superheated Vapor
300	2,5	0,0989	2762	3009	6,644	Superheated Vapor
350	2,5	0,1098	2852	3126	6,84	Superheated Vapor
400	2,5	0,1201	2939	3239	7,015	Dense Fluid (T>TC)
450	2,5	0,1301	3025	3351	7,175	Dense Fluid (T>TC)
500	2,5	0,14	3112	3462	7,323	Dense Fluid (T>TC)
550	2,5	0,1497	3200	3574	7,463	Dense Fluid (T>TC)

600	2,5	0,1593	3288	3686	7,596	Dense Fluid (T>TC)
650	2,5	0,1688	3378	3800	7,722	Dense Fluid (T>TC)
700	2,5	0,1783	3469	3915	7,844	Dense Fluid (T>TC)
750	2,5	0,1878	3561	4031	7,96	Dense Fluid (T>TC)
800	2,5	0,1972	3655	4148	8,072	Dense Fluid (T>TC)
850	2,5	0,2065	3751	4267	8,18	Dense Fluid (T>TC)
900	2,5	0,2159	3848	4388	8,285	Dense Fluid (T>TC)
950	2,5	0,2252	3947	4510	8,387	Dense Fluid (T>TC)
1000	2,5	0,2346	4047	4633	8,486	Dense Fluid (T>TC)
1050	2,5	0,2439	4148	4758	8,582	Dense Fluid (T>TC)
1100	2,5	0,2532	4252	4885	8,676	Dense Fluid (T>TC)
1150	2,5	0,2625	4356	5012	8,768	Dense Fluid (T>TC)
1200	2,5	0,2718	4462	5142	8,857	Dense Fluid (T>TC)
1250	2,5	0,2812	4569	5272	8,944	Dense Fluid (T>TC)
1299	2,5	0,2903	4676	5401	9,027	Dense Fluid (T>TC)
Temp	Pressure	Specific Volume	Internal Energy	Specific Enthalpy	Specific Entropy	Phase
C	MPa	m ³ /kg	kJ/kg	kJ/kg	kJ/kg/K	
233,9	3	0,06671	2604	2804	6,188	Saturated Vapor
250	3	0,07058	2644	2856	6,287	Superheated Vapor
300	3	0,08114	2750	2993	6,539	Superheated Vapor
350	3	0,09053	2844	3115	6,743	Superheated Vapor
400	3	0,09936	2933	3231	6,921	Dense Fluid (T>TC)
450	3	0,1079	3020	3344	7,083	Dense Fluid (T>TC)
500	3	0,1162	3108	3456	7,234	Dense Fluid (T>TC)
550	3	0,1244	3196	3569	7,375	Dense Fluid (T>TC)
600	3	0,1324	3285	3682	7,508	Dense Fluid (T>TC)
650	3	0,1404	3375	3796	7,636	Dense Fluid (T>TC)
700	3	0,1484	3467	3912	7,757	Dense Fluid (T>TC)
750	3	0,1563	3559	4028	7,874	Dense Fluid (T>TC)
800	3	0,1641	3654	4146	7,986	Dense Fluid (T>TC)
850	3	0,172	3749	4265	8,095	Dense Fluid (T>TC)
900	3	0,1798	3846	4386	8,2	Dense Fluid (T>TC)
950	3	0,1876	3945	4508	8,302	Dense Fluid (T>TC)
1000	3	0,1954	4045	4632	8,401	Dense Fluid (T>TC)
1050	3	0,2032	4147	4757	8,497	Dense Fluid (T>TC)
1100	3	0,211	4250	4883	8,591	Dense Fluid (T>TC)
1150	3	0,2188	4355	5011	8,683	Dense Fluid (T>TC)
1200	3	0,2265	4461	5140	8,772	Dense Fluid (T>TC)
1250	3	0,2343	4568	5271	8,859	Dense Fluid (T>TC)
1299	3	0,2419	4674	5400	8,943	Dense Fluid (T>TC)
Temp	Pressure	Specific Volume	Internal Energy	Specific Enthalpy	Specific Entropy	Phase
C	MPa	m ³ /kg	kJ/kg	kJ/kg	kJ/kg/K	
242,6	3,5	0,05716	2605	2805	6,128	Saturated Vapor
250	3,5	0,05873	2624	2829	6,175	Superheated Vapor
300	3,5	0,06842	2738	2977	6,446	Superheated Vapor
350	3,5	0,07678	2835	3104	6,658	Superheated Vapor
400	3,5	0,08453	2926	3222	6,84	Dense Fluid (T>TC)
450	3,5	0,09196	3015	3337	7,005	Dense Fluid (T>TC)

500	3,5	0,09918	3104	3451	7,157	Dense Fluid (T>TC)
550	3,5	0,1063	3193	3564	7,299	Dense Fluid (T>TC)
600	3,5	0,1132	3282	3678	7,434	Dense Fluid (T>TC)
650	3,5	0,1201	3373	3793	7,562	Dense Fluid (T>TC)
700	3,5	0,127	3464	3909	7,684	Dense Fluid (T>TC)
750	3,5	0,1338	3557	4026	7,801	Dense Fluid (T>TC)
800	3,5	0,1406	3652	4144	7,913	Dense Fluid (T>TC)
850	3,5	0,1473	3748	4263	8,022	Dense Fluid (T>TC)
900	3,5	0,154	3845	4384	8,128	Dense Fluid (T>TC)
950	3,5	0,1607	3944	4506	8,23	Dense Fluid (T>TC)
1000	3,5	0,1674	4044	4630	8,329	Dense Fluid (T>TC)
1050	3,5	0,1741	4146	4755	8,425	Dense Fluid (T>TC)
1100	3,5	0,1808	4249	4882	8,519	Dense Fluid (T>TC)
1150	3,5	0,1875	4354	5010	8,611	Dense Fluid (T>TC)
1200	3,5	0,1941	4460	5139	8,7	Dense Fluid (T>TC)
1250	3,5	0,2008	4567	5270	8,787	Dense Fluid (T>TC)
1299	3,5	0,2074	4673	5399	8,871	Dense Fluid (T>TC)
Temp	Pressure	Specific Volume	Internal Energy	Specific Enthalpy	Specific Entropy	Phase
C	MPa	m3/kg	kJ/kg	kJ/kg	kJ/kg/K	
250,4	4	0,0499	2604	2804	6,074	Saturated Vapor
300	4	0,05884	2725	2961	6,361	Superheated Vapor
350	4	0,06645	2827	3092	6,582	Superheated Vapor
400	4	0,07341	2920	3214	6,769	Dense Fluid (T>TC)
450	4	0,08003	3010	3330	6,936	Dense Fluid (T>TC)
500	4	0,08643	3099	3445	7,09	Dense Fluid (T>TC)
550	4	0,09269	3189	3560	7,233	Dense Fluid (T>TC)
600	4	0,09885	3279	3674	7,369	Dense Fluid (T>TC)
650	4	0,1049	3370	3790	7,497	Dense Fluid (T>TC)
700	4	0,1109	3462	3906	7,62	Dense Fluid (T>TC)
750	4	0,1169	3555	4023	7,737	Dense Fluid (T>TC)
800	4	0,1229	3650	4142	7,85	Dense Fluid (T>TC)
850	4	0,1288	3746	4261	7,959	Dense Fluid (T>TC)
900	4	0,1347	3844	4382	8,065	Dense Fluid (T>TC)
950	4	0,1406	3942	4505	8,167	Dense Fluid (T>TC)
1000	4	0,1464	4043	4629	8,266	Dense Fluid (T>TC)
1050	4	0,1523	4145	4754	8,363	Dense Fluid (T>TC)
1100	4	0,1582	4248	4881	8,457	Dense Fluid (T>TC)
1150	4	0,164	4353	5009	8,548	Dense Fluid (T>TC)
1200	4	0,1699	4459	5138	8,638	Dense Fluid (T>TC)
1250	4	0,1757	4566	5269	8,725	Dense Fluid (T>TC)
1299	4	0,1814	4672	5398	8,808	Dense Fluid (T>TC)
Temp	Pressure	Specific Volume	Internal Energy	Specific Enthalpy	Specific Entropy	Phase
C	MPa	m3/kg	kJ/kg	kJ/kg	kJ/kg/K	
257,48	4,5	0,04416	2602	2800	6,024	Saturated Vapor
300	4,5	0,05135	2712	2943	6,283	Superheated Vapor
350	4,5	0,0584	2818	3081	6,513	Superheated Vapor
400	4,5	0,06475	2913	3205	6,705	Dense Fluid (T>TC)
450	4,5	0,07074	3005	3323	6,875	Dense Fluid (T>TC)

500	4,5	0,07651	3095	3440	7,03	Dense Fluid (T>TC)
550	4,5	0,08213	3185	3555	7,175	Dense Fluid (T>TC)
600	4,5	0,08765	3276	3670	7,311	Dense Fluid (T>TC)
650	4,5	0,09309	3367	3786	7,44	Dense Fluid (T>TC)
700	4,5	0,09847	3460	3903	7,563	Dense Fluid (T>TC)
750	4,5	0,1038	3554	4021	7,681	Dense Fluid (T>TC)
800	4,5	0,1091	3648	4139	7,794	Dense Fluid (T>TC)
850	4,5	0,1144	3745	4259	7,903	Dense Fluid (T>TC)
900	4,5	0,1197	3842	4381	8,009	Dense Fluid (T>TC)
950	4,5	0,1249	3941	4503	8,111	Dense Fluid (T>TC)
1000	4,5	0,1301	4042	4627	8,211	Dense Fluid (T>TC)
1050	4,5	0,1353	4143	4753	8,307	Dense Fluid (T>TC)
1100	4,5	0,1406	4247	4879	8,401	Dense Fluid (T>TC)
1150	4,5	0,1458	4351	5007	8,493	Dense Fluid (T>TC)
1200	4,5	0,151	4457	5137	8,582	Dense Fluid (T>TC)
1250	4,5	0,1562	4565	5268	8,67	Dense Fluid (T>TC)
1299	4,5	0,1613	4671	5397	8,753	Dense Fluid (T>TC)
Temp	Pressure	Specific Volume	Internal Energy	Specific Enthalpy	Specific Entropy	Phase
C	MPa	m3/kg	kJ/kg	kJ/kg	kJ/kg/K	
263,99	5	0,03944	2597	2794	5,973	Saturated Vapor
300	5	0,04532	2698	2925	6,208	Superheated Vapor
350	5	0,05194	2809	3068	6,449	Superheated Vapor
400	5	0,05781	2907	3196	6,646	Dense Fluid (T>TC)
450	5	0,0633	3000	3316	6,818	Dense Fluid (T>TC)
500	5	0,06857	3091	3434	6,976	Dense Fluid (T>TC)
550	5	0,07368	3182	3550	7,122	Dense Fluid (T>TC)
600	5	0,07869	3273	3666	7,259	Dense Fluid (T>TC)
650	5	0,08362	3365	3783	7,389	Dense Fluid (T>TC)
700	5	0,08849	3458	3900	7,512	Dense Fluid (T>TC)
750	5	0,09332	3552	4018	7,63	Dense Fluid (T>TC)
800	5	0,09811	3647	4137	7,744	Dense Fluid (T>TC)
850	5	0,1029	3743	4257	7,853	Dense Fluid (T>TC)
900	5	0,1076	3841	4379	7,959	Dense Fluid (T>TC)
950	5	0,1124	3940	4502	8,062	Dense Fluid (T>TC)
1000	5	0,1171	4040	4626	8,161	Dense Fluid (T>TC)
1050	5	0,1218	4142	4751	8,258	Dense Fluid (T>TC)
1100	5	0,1265	4246	4878	8,352	Dense Fluid (T>TC)
1150	5	0,1312	4350	5006	8,444	Dense Fluid (T>TC)
1200	5	0,1359	4456	5136	8,533	Dense Fluid (T>TC)
1250	5	0,1406	4564	5266	8,62	Dense Fluid (T>TC)
1299	5	0,1452	4670	5396	8,704	Dense Fluid (T>TC)
Temp	Pressure	Specific Volume	Internal Energy	Specific Enthalpy	Specific Entropy	Phase
C	MPa	m3/kg	kJ/kg	kJ/kg	kJ/kg/K	
275,64	6	0,0325	2591	2786	5,892	Saturated Vapor
300	6	0,03616	2667	2884	6,067	Superheated Vapor
350	6	0,04223	2790	3043	6,333	Superheated Vapor
400	6	0,04739	2893	3177	6,541	Dense Fluid (T>TC)
450	6	0,05214	2989	3302	6,719	Dense Fluid (T>TC)

500	6	0,05665	3082	3422	6,88	Dense Fluid (T>TC)
550	6	0,06101	3175	3541	7,029	Dense Fluid (T>TC)
600	6	0,06525	3267	3658	7,168	Dense Fluid (T>TC)
650	6	0,06942	3360	3776	7,299	Dense Fluid (T>TC)
700	6	0,07352	3453	3894	7,423	Dense Fluid (T>TC)
750	6	0,07758	3548	4013	7,542	Dense Fluid (T>TC)
800	6	0,0816	3643	4133	7,657	Dense Fluid (T>TC)
850	6	0,0856	3740	4253	7,767	Dense Fluid (T>TC)
900	6	0,08958	3838	4375	7,873	Dense Fluid (T>TC)
950	6	0,09354	3937	4498	7,975	Dense Fluid (T>TC)
1000	6	0,09749	4038	4623	8,075	Dense Fluid (T>TC)
1050	6	0,1014	4140	4748	8,172	Dense Fluid (T>TC)
1100	6	0,1054	4243	4875	8,266	Dense Fluid (T>TC)
1150	6	0,1093	4348	5004	8,358	Dense Fluid (T>TC)
1200	6	0,1132	4454	5133	8,447	Dense Fluid (T>TC)
1250	6	0,1171	4561	5264	8,535	Dense Fluid (T>TC)
1299	6	0,121	4667	5393	8,618	Dense Fluid (T>TC)
Temp	Pressure	Specific Volume	Internal Energy	Specific Enthalpy	Specific Entropy	Phase
C	MPa	m3/kg	kJ/kg	kJ/kg	kJ/kg/K	
285,88	7	0,02739	2581	2773	5,814	Saturated Vapor
300	7	0,02947	2632	2838	5,93	Superheated Vapor
350	7	0,03524	2769	3016	6,228	Superheated Vapor
400	7	0,03993	2879	3158	6,448	Dense Fluid (T>TC)
450	7	0,04416	2978	3287	6,633	Dense Fluid (T>TC)
500	7	0,04814	3073	3410	6,797	Dense Fluid (T>TC)
550	7	0,05195	3167	3531	6,949	Dense Fluid (T>TC)
600	7	0,05565	3261	3650	7,089	Dense Fluid (T>TC)
650	7	0,05927	3354	3769	7,222	Dense Fluid (T>TC)
700	7	0,06283	3449	3888	7,348	Dense Fluid (T>TC)
750	7	0,06634	3544	4008	7,467	Dense Fluid (T>TC)
800	7	0,06981	3640	4128	7,582	Dense Fluid (T>TC)
850	7	0,07326	3737	4250	7,693	Dense Fluid (T>TC)
900	7	0,07669	3835	4372	7,799	Dense Fluid (T>TC)
950	7	0,0801	3934	4495	7,902	Dense Fluid (T>TC)
1000	7	0,0835	4035	4620	8,002	Dense Fluid (T>TC)
1050	7	0,08689	4137	4746	8,099	Dense Fluid (T>TC)
1100	7	0,09027	4241	4873	8,193	Dense Fluid (T>TC)
1150	7	0,09365	4346	5001	8,285	Dense Fluid (T>TC)
1200	7	0,09703	4452	5131	8,375	Dense Fluid (T>TC)
1250	7	0,1004	4559	5262	8,462	Dense Fluid (T>TC)
1299	7	0,1037	4665	5391	8,546	Dense Fluid (T>TC)
Temp	Pressure	Specific Volume	Internal Energy	Specific Enthalpy	Specific Entropy	Phase
C	MPa	m3/kg	kJ/kg	kJ/kg	kJ/kg/K	
295,06	8	0,02359	2572	2760	5,748	Saturated Vapor
300	8	0,02426	2591	2785	5,791	Superheated Vapor
350	8	0,02995	2748	2987	6,13	Superheated Vapor
400	8	0,03432	2864	3138	6,363	Dense Fluid (T>TC)
450	8	0,03817	2967	3272	6,555	Dense Fluid (T>TC)

500	8	0,04175	3064	3398	6,724	Dense Fluid (T>TC)
550	8	0,04516	3160	3521	6,878	Dense Fluid (T>TC)
600	8	0,04845	3254	3642	7,021	Dense Fluid (T>TC)
650	8	0,05166	3349	3762	7,154	Dense Fluid (T>TC)
700	8	0,05481	3444	3882	7,281	Dense Fluid (T>TC)
750	8	0,05791	3540	4003	7,402	Dense Fluid (T>TC)
800	8	0,06097	3636	4124	7,517	Dense Fluid (T>TC)
850	8	0,06401	3734	4246	7,628	Dense Fluid (T>TC)
900	8	0,06702	3832	4368	7,735	Dense Fluid (T>TC)
950	8	0,07002	3932	4492	7,838	Dense Fluid (T>TC)
1000	8	0,07301	4033	4617	7,938	Dense Fluid (T>TC)
1050	8	0,07599	4135	4743	8,036	Dense Fluid (T>TC)
1100	8	0,07896	4239	4870	8,13	Dense Fluid (T>TC)
1150	8	0,08192	4343	4999	8,222	Dense Fluid (T>TC)
1200	8	0,08489	4449	5129	8,311	Dense Fluid (T>TC)
1250	8	0,08785	4557	5259	8,399	Dense Fluid (T>TC)
1299	8	0,09075	4663	5389	8,482	Dense Fluid (T>TC)
Temp	Pressure	Specific Volume	Internal Energy	Specific Enthalpy	Specific Entropy	Phase
C	MPa	m3/kg	kJ/kg	kJ/kg	kJ/kg/K	
303,4	9	0,02057	2561	2746	5,684	Saturated Vapor
350	9	0,0258	2724	2957	6,036	Superheated Vapor
400	9	0,02993	2848	3118	6,285	Dense Fluid (T>TC)
450	9	0,0335	2955	3257	6,484	Dense Fluid (T>TC)
500	9	0,03677	3055	3386	6,657	Dense Fluid (T>TC)
550	9	0,03987	3152	3511	6,814	Dense Fluid (T>TC)
600	9	0,04285	3248	3634	6,959	Dense Fluid (T>TC)
650	9	0,04574	3344	3755	7,094	Dense Fluid (T>TC)
700	9	0,04857	3439	3877	7,222	Dense Fluid (T>TC)
750	9	0,05135	3536	3998	7,344	Dense Fluid (T>TC)
800	9	0,05409	3633	4119	7,46	Dense Fluid (T>TC)
850	9	0,05681	3730	4242	7,571	Dense Fluid (T>TC)
900	9	0,0595	3829	4365	7,678	Dense Fluid (T>TC)
950	9	0,06218	3929	4489	7,782	Dense Fluid (T>TC)
1000	9	0,06485	4030	4614	7,882	Dense Fluid (T>TC)
1050	9	0,06751	4133	4740	7,979	Dense Fluid (T>TC)
1100	9	0,07016	4236	4868	8,074	Dense Fluid (T>TC)
1150	9	0,0728	4341	4996	8,166	Dense Fluid (T>TC)
1200	9	0,07544	4447	5126	8,256	Dense Fluid (T>TC)
1250	9	0,07808	4554	5257	8,343	Dense Fluid (T>TC)
1299	9	0,08067	4661	5387	8,427	Dense Fluid (T>TC)
Temp	Pressure	Specific Volume	Internal Energy	Specific Enthalpy	Specific Entropy	Phase
C	MPa	m3/kg	kJ/kg	kJ/kg	kJ/kg/K	
311,06	10	0,01809	2547	2728	5,619	Saturated Vapor
350	10	0,02242	2699	2923	5,944	Superheated Vapor
400	10	0,02641	2832	3096	6,212	Dense Fluid (T>TC)
450	10	0,02975	2943	3241	6,419	Dense Fluid (T>TC)
500	10	0,03279	3046	3374	6,597	Dense Fluid (T>TC)
550	10	0,03564	3145	3501	6,756	Dense Fluid (T>TC)

600	10	0,03837	3242	3625	6,903	Dense Fluid (T>TC)
650	10	0,04101	3338	3748	7,04	Dense Fluid (T>TC)
700	10	0,04358	3435	3871	7,169	Dense Fluid (T>TC)
750	10	0,04611	3532	3993	7,291	Dense Fluid (T>TC)
800	10	0,04859	3629	4115	7,408	Dense Fluid (T>TC)
850	10	0,05105	3727	4238	7,52	Dense Fluid (T>TC)
900	10	0,05349	3826	4361	7,627	Dense Fluid (T>TC)
950	10	0,05591	3927	4486	7,731	Dense Fluid (T>TC)
1000	10	0,05832	4028	4611	7,831	Dense Fluid (T>TC)
1050	10	0,06072	4130	4738	7,929	Dense Fluid (T>TC)
1100	10	0,06312	4234	4865	8,024	Dense Fluid (T>TC)
1150	10	0,06551	4339	4994	8,116	Dense Fluid (T>TC)
1200	10	0,06789	4445	5124	8,205	Dense Fluid (T>TC)
1250	10	0,07027	4552	5255	8,293	Dense Fluid (T>TC)
1299	10	0,07261	4658	5384	8,377	Dense Fluid (T>TC)
		Specific	Internal	Specific	Specific	
Temp	Pressure	Volume	Energy	Enthalpy	Entropy	Phase
C	MPa	m3/kg	kJ/kg	kJ/kg	kJ/kg/K	
327,89	12,5	0,01351	2506	2675	5,464	Saturated Vapor
350	12,5	0,01613	2625	2826	5,712	Superheated Vapor
400	12,5	0,02	2789	3039	6,042	Dense Fluid (T>TC)
450	12,5	0,02299	2912	3200	6,272	Dense Fluid (T>TC)
500	12,5	0,0256	3022	3342	6,462	Dense Fluid (T>TC)
550	12,5	0,02801	3125	3475	6,629	Dense Fluid (T>TC)
600	12,5	0,03029	3225	3604	6,781	Dense Fluid (T>TC)
650	12,5	0,03248	3324	3730	6,922	Dense Fluid (T>TC)
700	12,5	0,0346	3423	3855	7,054	Dense Fluid (T>TC)
750	12,5	0,03667	3521	3980	7,178	Dense Fluid (T>TC)
800	12,5	0,03869	3620	4104	7,296	Dense Fluid (T>TC)
850	12,5	0,04069	3719	4228	7,41	Dense Fluid (T>TC)
900	12,5	0,04267	3819	4352	7,518	Dense Fluid (T>TC)
950	12,5	0,04463	3920	4478	7,623	Dense Fluid (T>TC)
1000	12,5	0,04658	4022	4604	7,724	Dense Fluid (T>TC)
1050	12,5	0,04852	4124	4731	7,822	Dense Fluid (T>TC)
1100	12,5	0,05045	4228	4859	7,916	Dense Fluid (T>TC)
1150	12,5	0,05237	4333	4988	8,009	Dense Fluid (T>TC)
1200	12,5	0,0543	4439	5118	8,099	Dense Fluid (T>TC)
1250	12,5	0,05622	4547	5249	8,186	Dense Fluid (T>TC)
1299	12,5	0,0581	4653	5379	8,27	Dense Fluid (T>TC)
		Specific	Internal	Specific	Specific	
Temp	Pressure	Volume	Energy	Enthalpy	Entropy	Phase
C	MPa	m3/kg	kJ/kg	kJ/kg	kJ/kg/K	
342,24	15	0,01038	2458	2614	5,315	Saturated Vapor
350	15	0,01147	2520	2692	5,442	Superheated Vapor
400	15	0,01565	2741	2975	5,881	Dense Fluid (T>TC)
450	15	0,01845	2879	3156	6,14	Dense Fluid (T>TC)
500	15	0,0208	2997	3309	6,344	Dense Fluid (T>TC)
550	15	0,02293	3105	3449	6,52	Dense Fluid (T>TC)
600	15	0,02491	3209	3582	6,678	Dense Fluid (T>TC)
650	15	0,0268	3310	3712	6,822	Dense Fluid (T>TC)

700	15	0,02861	3411	3840	6,957	Dense Fluid (T>TC)
750	15	0,03037	3511	3967	7,084	Dense Fluid (T>TC)
800	15	0,0321	3611	4092	7,204	Dense Fluid (T>TC)
850	15	0,03379	3711	4218	7,318	Dense Fluid (T>TC)
900	15	0,03546	3812	4344	7,428	Dense Fluid (T>TC)
950	15	0,03711	3913	4470	7,533	Dense Fluid (T>TC)
1000	15	0,03875	4015	4597	7,635	Dense Fluid (T>TC)
1050	15	0,04038	4118	4724	7,733	Dense Fluid (T>TC)
1100	15	0,042	4223	4853	7,828	Dense Fluid (T>TC)
1150	15	0,04362	4328	4982	7,921	Dense Fluid (T>TC)
1200	15	0,04523	4434	5112	8,011	Dense Fluid (T>TC)
1250	15	0,04684	4541	5244	8,098	Dense Fluid (T>TC)
1299	15	0,04842	4647	5373	8,182	Dense Fluid (T>TC)
		Specific	Internal	Specific	Specific	
Temp	Pressure	Volume	Energy	Enthalpy	Entropy	Phase
C	MPa	m3/kg	kJ/kg	kJ/kg	kJ/kg/K	
354,75	17,5	0,007977	2394	2534	5,15	Saturated Vapor
400	17,5	0,01245	2685	2903	5,721	Dense Fluid (T>TC)
450	17,5	0,01517	2844	3110	6,018	Dense Fluid (T>TC)
500	17,5	0,01736	2970	3274	6,238	Dense Fluid (T>TC)
550	17,5	0,01929	3084	3421	6,423	Dense Fluid (T>TC)
600	17,5	0,02106	3192	3560	6,587	Dense Fluid (T>TC)
650	17,5	0,02274	3296	3694	6,736	Dense Fluid (T>TC)
700	17,5	0,02434	3399	3825	6,874	Dense Fluid (T>TC)
750	17,5	0,02588	3501	3953	7,003	Dense Fluid (T>TC)
800	17,5	0,02738	3602	4081	7,124	Dense Fluid (T>TC)
850	17,5	0,02886	3703	4208	7,24	Dense Fluid (T>TC)
900	17,5	0,03031	3805	4335	7,351	Dense Fluid (T>TC)
950	17,5	0,03174	3907	4462	7,457	Dense Fluid (T>TC)
1000	17,5	0,03316	4009	4590	7,559	Dense Fluid (T>TC)
1050	17,5	0,03457	4113	4718	7,657	Dense Fluid (T>TC)
1100	17,5	0,03597	4217	4846	7,753	Dense Fluid (T>TC)
1150	17,5	0,03737	4322	4976	7,846	Dense Fluid (T>TC)
1200	17,5	0,03876	4428	5107	7,936	Dense Fluid (T>TC)
1250	17,5	0,04015	4535	5238	8,024	Dense Fluid (T>TC)
1299	17,5	0,04151	4641	5368	8,108	Dense Fluid (T>TC)
		Specific	Internal	Specific	Specific	
Temp	Pressure	Volume	Energy	Enthalpy	Entropy	Phase
C	MPa	m3/kg	kJ/kg	kJ/kg	kJ/kg/K	
365,81	20	0,005908	2300	2418	4,94	Saturated Vapor
400	20	0,009942	2619	2818	5,554	Dense Fluid (T>TC)
450	20	0,0127	2806	3060	5,902	Dense Fluid (T>TC)
500	20	0,01477	2943	3238	6,14	Dense Fluid (T>TC)
550	20	0,01656	3062	3393	6,335	Dense Fluid (T>TC)
600	20	0,01818	3174	3538	6,505	Dense Fluid (T>TC)
650	20	0,01969	3281	3675	6,658	Dense Fluid (T>TC)
700	20	0,02113	3386	3809	6,799	Dense Fluid (T>TC)
750	20	0,02251	3490	3940	6,931	Dense Fluid (T>TC)
800	20	0,02385	3593	4070	7,054	Dense Fluid (T>TC)
850	20	0,02516	3695	4198	7,171	Dense Fluid (T>TC)

900	20	0,02645	3797	4326	7,283	Dense Fluid (T>TC)
950	20	0,02771	3900	4454	7,39	Dense Fluid (T>TC)
1000	20	0,02897	4003	4582	7,492	Dense Fluid (T>TC)
1050	20	0,03021	4107	4711	7,592	Dense Fluid (T>TC)
1100	20	0,03145	4211	4840	7,687	Dense Fluid (T>TC)
1150	20	0,03268	4317	4970	7,78	Dense Fluid (T>TC)
1200	20	0,03391	4423	5101	7,871	Dense Fluid (T>TC)
1250	20	0,03513	4530	5233	7,959	Dense Fluid (T>TC)
1299	20	0,03633	4636	5362	8,042	Dense Fluid (T>TC)
Temp	Pressure	Specific Volume	Internal Energy	Specific Enthalpy	Specific Entropy	Phase
C	MPa	m3/kg	kJ/kg	kJ/kg	kJ/kg/K	
375	25	0,001973	1799	1848	4,032	Dense Fluid (T>TC)
400	25	0,006004	2430	2580	5,142	Dense Fluid (T>TC)
450	25	0,009162	2721	2950	5,674	Dense Fluid (T>TC)
500	25	0,01112	2884	3162	5,959	Dense Fluid (T>TC)
550	25	0,01272	3018	3336	6,176	Dense Fluid (T>TC)
600	25	0,01414	3138	3491	6,36	Dense Fluid (T>TC)
650	25	0,01543	3252	3637	6,523	Dense Fluid (T>TC)
700	25	0,01665	3361	3778	6,671	Dense Fluid (T>TC)
750	25	0,0178	3469	3914	6,807	Dense Fluid (T>TC)
800	25	0,01891	3574	4047	6,934	Dense Fluid (T>TC)
850	25	0,01999	3679	4179	7,054	Dense Fluid (T>TC)
900	25	0,02104	3783	4309	7,168	Dense Fluid (T>TC)
950	25	0,02208	3887	4439	7,276	Dense Fluid (T>TC)
1000	25	0,0231	3991	4568	7,38	Dense Fluid (T>TC)
1050	25	0,02411	4095	4698	7,48	Dense Fluid (T>TC)
1100	25	0,02512	4200	4828	7,576	Dense Fluid (T>TC)
1150	25	0,02612	4306	4959	7,67	Dense Fluid (T>TC)
1200	25	0,02711	4412	5090	7,76	Dense Fluid (T>TC)
1250	25	0,02811	4519	5222	7,848	Dense Fluid (T>TC)
1299	25	0,02908	4625	5352	7,932	Dense Fluid (T>TC)
Temp	Pressure	Specific Volume	Internal Energy	Specific Enthalpy	Specific Entropy	Phase
C	MPa	m3/kg	kJ/kg	kJ/kg	kJ/kg/K	
375	30	0,001789	1738	1791	3,93	Dense Fluid (T>TC)
400	30	0,00279	2067	2151	4,473	Dense Fluid (T>TC)
450	30	0,006735	2619	2821	5,442	Dense Fluid (T>TC)
500	30	0,008679	2821	3081	5,79	Dense Fluid (T>TC)
550	30	0,01017	2970	3275	6,034	Dense Fluid (T>TC)
600	30	0,01145	3101	3444	6,233	Dense Fluid (T>TC)
650	30	0,0126	3221	3599	6,406	Dense Fluid (T>TC)
700	30	0,01366	3336	3746	6,561	Dense Fluid (T>TC)
750	30	0,01466	3447	3887	6,702	Dense Fluid (T>TC)
800	30	0,01562	3556	4024	6,833	Dense Fluid (T>TC)
850	30	0,01655	3663	4159	6,956	Dense Fluid (T>TC)
900	30	0,01745	3768	4292	7,072	Dense Fluid (T>TC)
950	30	0,01833	3874	4424	7,182	Dense Fluid (T>TC)
1000	30	0,0192	3979	4555	7,287	Dense Fluid (T>TC)
1050	30	0,02005	4084	4685	7,387	Dense Fluid (T>TC)

1100	30	0,0209	4189	4816	7,484	Dense Fluid (T>TC)
1150	30	0,02175	4295	4947	7,578	Dense Fluid (T>TC)
1200	30	0,02259	4401	5079	7,669	Dense Fluid (T>TC)
1250	30	0,02343	4508	5211	7,757	Dense Fluid (T>TC)
1299	30	0,02425	4614	5341	7,841	Dense Fluid (T>TC)
		Specific	Internal	Specific	Specific	
Temp	Pressure	Volume	Energy	Enthalpy	Entropy	Phase
C	MPa	m3/kg	kJ/kg	kJ/kg	kJ/kg/K	
375	35	0,0017	1703	1762	3,872	Dense Fluid (T>TC)
400	35	0,0021	1914	1988	4,212	Dense Fluid (T>TC)
450	35	0,004962	2499	2672	5,196	Dense Fluid (T>TC)
500	35	0,006927	2752	2994	5,628	Dense Fluid (T>TC)
550	35	0,008345	2921	3213	5,902	Dense Fluid (T>TC)
600	35	0,009527	3062	3395	6,118	Dense Fluid (T>TC)
650	35	0,01057	3190	3560	6,301	Dense Fluid (T>TC)
700	35	0,01153	3310	3714	6,463	Dense Fluid (T>TC)
750	35	0,01243	3425	3860	6,61	Dense Fluid (T>TC)
800	35	0,01328	3537	4002	6,745	Dense Fluid (T>TC)
850	35	0,01409	3646	4139	6,871	Dense Fluid (T>TC)
900	35	0,01488	3754	4275	6,989	Dense Fluid (T>TC)
950	35	0,01565	3861	4409	7,1	Dense Fluid (T>TC)
1000	35	0,01641	3967	4541	7,206	Dense Fluid (T>TC)
1050	35	0,01716	4072	4673	7,308	Dense Fluid (T>TC)
1100	35	0,0179	4178	4805	7,406	Dense Fluid (T>TC)
1150	35	0,01863	4284	4936	7,5	Dense Fluid (T>TC)
1200	35	0,01936	4391	5068	7,591	Dense Fluid (T>TC)
1250	35	0,02009	4498	5201	7,679	Dense Fluid (T>TC)
1299	35	0,0208	4603	5331	7,764	Dense Fluid (T>TC)
		Specific	Internal	Specific	Specific	
Temp	Pressure	Volume	Energy	Enthalpy	Entropy	Phase
C	MPa	m3/kg	kJ/kg	kJ/kg	kJ/kg/K	
375	40	0,001641	1677	1743	3,829	Dense Fluid (T>TC)
400	40	0,001908	1855	1931	4,113	Dense Fluid (T>TC)
450	40	0,003693	2365	2513	4,946	Dense Fluid (T>TC)
500	40	0,005623	2678	2903	5,47	Dense Fluid (T>TC)
550	40	0,006984	2870	3149	5,778	Dense Fluid (T>TC)
600	40	0,008094	3023	3346	6,011	Dense Fluid (T>TC)
650	40	0,009064	3158	3521	6,205	Dense Fluid (T>TC)
700	40	0,009942	3284	3681	6,375	Dense Fluid (T>TC)
750	40	0,01076	3403	3833	6,527	Dense Fluid (T>TC)
800	40	0,01152	3518	3979	6,666	Dense Fluid (T>TC)
850	40	0,01226	3630	4120	6,795	Dense Fluid (T>TC)
900	40	0,01296	3739	4258	6,915	Dense Fluid (T>TC)
950	40	0,01365	3848	4394	7,028	Dense Fluid (T>TC)
1000	40	0,01432	3955	4528	7,136	Dense Fluid (T>TC)
1050	40	0,01499	4061	4661	7,238	Dense Fluid (T>TC)
1100	40	0,01564	4167	4793	7,336	Dense Fluid (T>TC)
1150	40	0,01629	4274	4925	7,431	Dense Fluid (T>TC)
1200	40	0,01694	4380	5058	7,522	Dense Fluid (T>TC)
1250	40	0,01759	4487	5190	7,611	Dense Fluid (T>TC)

1299	40	0,01822	4592	5321	7,695	Dense Fluid (T>TC)
		Specific	Internal	Specific	Specific	
Temp	Pressure	Volume	Energy	Enthalpy	Entropy	Phase
C	MPa	m3/kg	kJ/kg	kJ/kg	kJ/kg/K	
375	50	0,001559	1639	1717	3,764	Dense Fluid (T>TC)
400	50	0,001731	1788	1875	4,003	Dense Fluid (T>TC)
450	50	0,002486	2160	2284	4,588	Dense Fluid (T>TC)
500	50	0,003892	2525	2720	5,172	Dense Fluid (T>TC)
550	50	0,005118	2764	3020	5,548	Dense Fluid (T>TC)
600	50	0,006112	2942	3248	5,818	Dense Fluid (T>TC)
650	50	0,006966	3094	3442	6,034	Dense Fluid (T>TC)
700	50	0,007727	3231	3617	6,219	Dense Fluid (T>TC)
750	50	0,008425	3358	3780	6,382	Dense Fluid (T>TC)
800	50	0,009076	3480	3934	6,529	Dense Fluid (T>TC)
850	50	0,009693	3597	4081	6,664	Dense Fluid (T>TC)
900	50	0,01028	3710	4224	6,788	Dense Fluid (T>TC)
950	50	0,01085	3821	4364	6,905	Dense Fluid (T>TC)
1000	50	0,01141	3931	4501	7,015	Dense Fluid (T>TC)
1050	50	0,01196	4039	4636	7,119	Dense Fluid (T>TC)
1100	50	0,0125	4146	4771	7,218	Dense Fluid (T>TC)
1150	50	0,01303	4252	4904	7,314	Dense Fluid (T>TC)
1200	50	0,01356	4359	5037	7,406	Dense Fluid (T>TC)
1250	50	0,01409	4466	5170	7,495	Dense Fluid (T>TC)
1299	50	0,01461	4571	5301	7,579	Dense Fluid (T>TC)
		Specific	Internal	Specific	Specific	
Temp	Pressure	Volume	Energy	Enthalpy	Entropy	Phase
C	MPa	m3/kg	kJ/kg	kJ/kg	kJ/kg/K	
375	60	0,001503	1609	1700	3,714	Dense Fluid (T>TC)
400	60	0,001633	1745	1843	3,932	Dense Fluid (T>TC)
450	60	0,002085	2054	2179	4,412	Dense Fluid (T>TC)
500	60	0,002956	2391	2568	4,932	Dense Fluid (T>TC)
550	60	0,003957	2659	2896	5,344	Dense Fluid (T>TC)
600	60	0,004835	2861	3151	5,645	Dense Fluid (T>TC)
650	60	0,005595	3029	3365	5,883	Dense Fluid (T>TC)
700	60	0,006272	3177	3554	6,082	Dense Fluid (T>TC)
750	60	0,006888	3314	3727	6,256	Dense Fluid (T>TC)
800	60	0,007459	3442	3889	6,411	Dense Fluid (T>TC)
850	60	0,007996	3564	4043	6,551	Dense Fluid (T>TC)
900	60	0,008508	3681	4191	6,68	Dense Fluid (T>TC)
950	60	0,009001	3795	4335	6,8	Dense Fluid (T>TC)
1000	60	0,00948	3906	4475	6,913	Dense Fluid (T>TC)
1050	60	0,009948	4016	4613	7,019	Dense Fluid (T>TC)
1100	60	0,01041	4124	4749	7,119	Dense Fluid (T>TC)
1150	60	0,01086	4231	4883	7,216	Dense Fluid (T>TC)
1200	60	0,01132	4338	5017	7,308	Dense Fluid (T>TC)
1250	60	0,01177	4445	5151	7,397	Dense Fluid (T>TC)
1299	60	0,01221	4549	5282	7,482	Dense Fluid (T>TC)
		Specific	Internal	Specific	Specific	
Temp	Pressure	Volume	Energy	Enthalpy	Entropy	Phase

C	MPa	m3/kg	kJ/kg	kJ/kg	kJ/kg/K	
375	70	0,001459	1586	1688	3,673	Dense Fluid (T>TC)
400	70	0,001566	1713	1823	3,877	Dense Fluid (T>TC)
450	70	0,001893	1990	2123	4,307	Dense Fluid (T>TC)
500	70	0,002466	2291	2463	4,762	Dense Fluid (T>TC)
550	70	0,003227	2564	2790	5,171	Dense Fluid (T>TC)
600	70	0,003976	2783	3062	5,492	Dense Fluid (T>TC)
650	70	0,00465	2965	3291	5,748	Dense Fluid (T>TC)
700	70	0,005256	3125	3492	5,961	Dense Fluid (T>TC)
750	70	0,005808	3269	3676	6,144	Dense Fluid (T>TC)
800	70	0,006318	3403	3846	6,307	Dense Fluid (T>TC)
850	70	0,006797	3530	4006	6,453	Dense Fluid (T>TC)
900	70	0,007252	3652	4159	6,586	Dense Fluid (T>TC)
950	70	0,007688	3769	4307	6,709	Dense Fluid (T>TC)
1000	70	0,00811	3882	4450	6,824	Dense Fluid (T>TC)
1050	70	0,008523	3993	4590	6,932	Dense Fluid (T>TC)
1100	70	0,008927	4102	4727	7,034	Dense Fluid (T>TC)
1150	70	0,009327	4210	4863	7,131	Dense Fluid (T>TC)
1200	70	0,009722	4317	4998	7,224	Dense Fluid (T>TC)
1250	70	0,01012	4424	5132	7,313	Dense Fluid (T>TC)
1299	70	0,0105	4528	5263	7,398	Dense Fluid (T>TC)
Temp	Pressure	Specific Volume	Internal Energy	Specific Enthalpy	Specific Entropy	Phase
C	MPa	m3/kg	kJ/kg	kJ/kg	kJ/kg/K	
0	5	0,001091	-338,9	-333,4	-1,221	Saturated Solid
20	5	0,0009995	83,64	88,64	0,2955	Compressed Liquid
40	5	0,001006	166,9	172	0,5705	Compressed Liquid
60	5	0,001015	250,2	255,3	0,8284	Compressed Liquid
80	5	0,001027	333,7	338,8	1,072	Compressed Liquid
100	5	0,001041	417,5	422,7	1,303	Compressed Liquid
120	5	0,001058	501,8	507,1	1,523	Compressed Liquid
140	5	0,001077	586,7	592,1	1,734	Compressed Liquid
160	5	0,001099	672,6	678,1	1,937	Compressed Liquid
180	5	0,001124	759,6	765,2	2,134	Compressed Liquid
200	5	0,001153	848,1	853,8	2,325	Compressed Liquid
220	5	0,001187	938,4	944,4	2,513	Compressed Liquid
240	5	0,001226	1031	1037	2,698	Compressed Liquid
260	5	0,001275	1128	1134	2,883	Compressed Liquid
280	5	0,04224	2646	2857	6,088	Superheated Vapor
Temp	Pressure	Specific Volume	Internal Energy	Specific Enthalpy	Specific Entropy	Phase
C	MPa	m3/kg	kJ/kg	kJ/kg	kJ/kg/K	
0	10	0,001091	-344,3	-333,4	-1,221	Saturated Solid
20	10	0,0009972	83,35	93,32	0,2945	Compressed Liquid
40	10	0,001003	166,3	176,4	0,5685	Compressed Liquid
60	10	0,001013	249,3	259,5	0,8258	Compressed Liquid
80	10	0,001024	332,6	342,8	1,069	Compressed Liquid
100	10	0,001039	416,1	426,5	1,299	Compressed Liquid
120	10	0,001055	500,1	510,6	1,519	Compressed Liquid
140	10	0,001074	584,7	595,4	1,729	Compressed Liquid

160	10	0,001095	670,1	681,1	1,932	Compressed Liquid
180	10	0,00112	756,6	767,8	2,127	Compressed Liquid
200	10	0,001148	844,5	856	2,318	Compressed Liquid
220	10	0,001181	934,1	945,9	2,504	Compressed Liquid
240	10	0,001219	1026	1038	2,687	Compressed Liquid
260	10	0,001265	1121	1134	2,87	Compressed Liquid
280	10	0,001322	1221	1234	3,055	Compressed Liquid
300	10	0,001397	1328	1342	3,247	Compressed Liquid
320	10	0,01925	2589	2781	5,71	Superheated Vapor
Temp	Pressure	Specific Volume	Internal Energy	Specific Enthalpy	Specific Entropy	Phase
C	MPa	m3/kg	kJ/kg	kJ/kg	kJ/kg/K	
0	15	0,001091	-349,8	-333,4	-1,221	Saturated Solid
20	15	0,000995	83,05	97,97	0,2934	Compressed Liquid
40	15	0,001001	165,7	180,8	0,5665	Compressed Liquid
60	15	0,001011	248,5	263,6	0,8231	Compressed Liquid
80	15	0,001022	331,5	346,8	1,065	Compressed Liquid
100	15	0,001036	414,7	430,3	1,295	Compressed Liquid
120	15	0,001052	498,4	514,2	1,514	Compressed Liquid
140	15	0,001071	582,6	598,7	1,724	Compressed Liquid
160	15	0,001092	667,7	684,1	1,926	Compressed Liquid
180	15	0,001116	753,7	770,5	2,121	Compressed Liquid
200	15	0,001143	841	858,2	2,31	Compressed Liquid
220	15	0,001175	929,9	947,5	2,495	Compressed Liquid
240	15	0,001211	1021	1039	2,677	Compressed Liquid
260	15	0,001255	1115	1133	2,858	Compressed Liquid
280	15	0,001308	1212	1232	3,039	Compressed Liquid
300	15	0,001377	1317	1337	3,226	Compressed Liquid
320	15	0,001472	1431	1453	3,425	Compressed Liquid
340	15	0,001631	1567	1592	3,654	Compressed Liquid
360	15	0,01257	2581	2770	5,565	Superheated Vapor
Temp	Pressure	Specific Volume	Internal Energy	Specific Enthalpy	Specific Entropy	Phase
C	MPa	m3/kg	kJ/kg	kJ/kg	kJ/kg/K	
0	20	0,001091	-355,2	-333,4	-1,221	Saturated Solid
20	20	0,0009928	82,75	102,6	0,2922	Compressed Liquid
40	20	0,0009992	165,2	185,1	0,5646	Compressed Liquid
60	20	0,001008	247,7	267,8	0,8205	Compressed Liquid
80	20	0,00102	330,4	350,8	1,062	Compressed Liquid
100	20	0,001034	413,4	434	1,292	Compressed Liquid
120	20	0,00105	496,7	517,7	1,51	Compressed Liquid
140	20	0,001068	580,7	602	1,719	Compressed Liquid
160	20	0,001088	665,3	687,1	1,92	Compressed Liquid
180	20	0,001112	750,9	773,2	2,115	Compressed Liquid
200	20	0,001139	837,7	860,5	2,303	Compressed Liquid
220	20	0,001169	925,9	949,3	2,487	Compressed Liquid
240	20	0,001205	1016	1040	2,667	Compressed Liquid
260	20	0,001246	1109	1133	2,846	Compressed Liquid
280	20	0,001296	1205	1231	3,025	Compressed Liquid
300	20	0,00136	1306	1333	3,207	Compressed Liquid

320	20	0,001444	1416	1445	3,398	Compressed Liquid
340	20	0,001568	1540	1571	3,607	Compressed Liquid
360	20	0,001823	1703	1739	3,877	Compressed Liquid
		Specific	Internal	Specific	Specific	
Temp	Pressure	Volume	Energy	Enthalpy	Entropy	Phase
C	MPa	m3/kg	kJ/kg	kJ/kg	kJ/kg/K	
0	30	0,001091	-366,1	-333,4	-1,221	Saturated Solid
20	30	0,0009886	82,16	111,8	0,2898	Compressed Liquid
40	30	0,0009951	164	193,9	0,5606	Compressed Liquid
60	30	0,001004	246	276,2	0,8153	Compressed Liquid
80	30	0,001016	328,3	358,7	1,056	Compressed Liquid
100	30	0,001029	410,8	441,6	1,284	Compressed Liquid
120	30	0,001044	493,6	524,9	1,502	Compressed Liquid
140	30	0,001062	576,9	608,7	1,71	Compressed Liquid
160	30	0,001082	660,8	693,3	1,91	Compressed Liquid
180	30	0,001105	745,6	778,7	2,102	Compressed Liquid
200	30	0,00113	831,3	865,2	2,289	Compressed Liquid
220	30	0,001159	918,3	953,1	2,471	Compressed Liquid
240	30	0,001192	1007	1043	2,649	Compressed Liquid
260	30	0,00123	1097	1134	2,824	Compressed Liquid
280	30	0,001275	1191	1229	2,999	Compressed Liquid
300	30	0,00133	1288	1328	3,174	Compressed Liquid
320	30	0,0014	1391	1433	3,354	Compressed Liquid
340	30	0,001492	1502	1546	3,542	Compressed Liquid
360	30	0,001627	1627	1675	3,749	Compressed Liquid
380	30	0,001869	1781	1837	4,001	Dense Fluid (T>TC)
		Specific	Internal	Specific	Specific	
Temp	Pressure	Volume	Energy	Enthalpy	Entropy	Phase
C	MPa	m3/kg	kJ/kg	kJ/kg	kJ/kg/K	
0	50	0,001091	-388	-333,4	-1,221	Saturated Solid
20	50	0,0009804	80,98	130	0,2847	Compressed Liquid
40	50	0,0009872	161,8	211,2	0,5526	Compressed Liquid
60	50	0,0009962	243	292,8	0,8051	Compressed Liquid
80	50	0,001007	324,3	374,7	1,044	Compressed Liquid
100	50	0,00102	405,9	456,9	1,27	Compressed Liquid
120	50	0,001035	487,6	539,4	1,486	Compressed Liquid
140	50	0,001052	569,8	622,3	1,691	Compressed Liquid
160	50	0,00107	652,4	705,9	1,889	Compressed Liquid
180	50	0,001091	735,7	790,2	2,079	Compressed Liquid
200	50	0,001115	819,7	875,5	2,263	Compressed Liquid
220	50	0,001141	904,7	961,7	2,442	Compressed Liquid
240	50	0,00117	990,7	1049	2,616	Compressed Liquid
260	50	0,001203	1078	1138	2,786	Compressed Liquid
280	50	0,001242	1167	1229	2,954	Compressed Liquid
300	50	0,001286	1259	1323	3,12	Compressed Liquid
320	50	0,001339	1353	1420	3,287	Compressed Liquid
340	50	0,001403	1452	1522	3,456	Compressed Liquid
360	50	0,001484	1556	1630	3,629	Compressed Liquid
380	50	0,001588	1667	1747	3,81	Dense Fluid (T>TC)