

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3

ΣΤΟΙΧΕΙΑ ΑΤΜΟΣΦΑΙΡΙΚΗΣ ΘΕΡΜΟΔΥΝΑΜΙΚΗΣ

Η ατμόσφαιρα της γης αποτελείται από μόρια και άτομα τα οποία βρίσκονται σε συνεχή κίνηση. Αν θεωρήσουμε ένα μεγάλο αριθμό μορίων και μελετήσουμε στατιστικά τις κινήσεις τους μπορούμε να καθορίσουμε την συμπεριφορά μακροσκοπικών παραμέτρων που διέπουν τη φυσική των αερίων αυτών στοιχείων στην ατμόσφαιρα. Αυτή είναι η μεθοδολογία ακολουθείται από την στατιστική θερμοδυναμική. Έτσι μπορούμε να αντικαταστήσουμε τις τυχαίες κινήσεις ενός μεγάλου αριθμού μεμονωμένων μορίων με μακροσκοπικές φυσικές ποσότητες (π.χ., θερμοκρασία, πίεση) που διέπουν την κατάσταση ενός ρευστού. Η μελέτη των μακροσκοπικών ιδιοτήτων των ρευστών είναι αντικείμενο της θερμοδυναμικής.

Οι νόμοι της θερμοδυναμικής παίζουν σημαντικό ρόλο στην κατανόηση διαφόρων ατμοσφαιρικών φαινομένων, από το σχηματισμό των νεφών ως τη γενική κυκλοφορία της ατμόσφαιρας. Σκοπός του παρόντος κεφαλαίου είναι η ανασκόπηση μερικών βασικών ιδεών και νόμων της θερμοδυναμικής και η εφαρμογή τους σε μερικές απλές αλλά βασικές διεργασίες και φαινόμενα που λαβαίνουν χώρα στην τροπόσφαιρα, που αποτελεί αντικείμενο μελέτης της μετεωρολογίας.

Στη θερμοδυναμική ο, όρος *σύστημα* συνήθως αναφέρεται σε κάποιο υλικό σώμα ορισμένης μάζας και σύνθεσης που είναι υπό μελέτη. Όλα τα άλλα σώματα με τα οποία ένα σύστημα μπορεί να ανταλλάξει θερμότητα αποτελούν το περιβάλλον του συστήματος. Στο εργαστήριο το σύστημα συνήθως περιβάλλεται, ή καθορίζεται από κάποια επιφάνεια, διά της οποίας διαχωρίζεται σαφώς από το περιβάλλον του. Τα συστήματα που συναντάμε στη μετεωρολογία είναι πιο πολύπλοκα. Εδώ μιλάμε για κάποια, συνήθως όχι σαφώς καθορισμένων διαστάσεων, αέρια μάζα η οποία δε διαχωρίζεται από την υπόλοιπη ατμόσφαιρα από κάποια επιφάνεια αλλά μπορεί να διαφοροποιείται γιατί έχει π.χ. διαφορετική θερμοκρασία ή σύσταση. Στην ατμόσφαιρα αναφερόμαστε και μελετάμε συνήθως δύο τύπους συστημάτων: α) σε *αέριες μάζες*, θερμοδυναμικά συστήματα αέρα μικρών ή μεγάλων διαστάσεων που θεωρούνται μίγμα δύο αερίων: ξηρού ατμοσφαιρικού αέρα και μη κορεσμένων υδρατμών, και β) *νέφη*, αέριες μάζες που αποτελούνται από ξηρό ατμοσφαιρικό αέρα, κορεσμένου υδρατμούς, σταγονίδια ύδατος ή/και κρυσταλλίδια πάγου.

3.2 Εφαρμογή της καταστατικής εξίσωσης ιδανικών αερίων στην ατμόσφαιρα

Η καταστατική εξίσωση ενός ιδανικού αερίου είναι μία σχέση μεταξύ της πίεσης, p , του όγκου, V , και της απόλυτης θερμοκρασίας, T , του αερίου,

$$pV = nR * T = mRT, \quad (3.1)$$

όπου n είναι η μάζα του αερίου σε χιλιογραμμομόρια ($n \equiv m / \mu$, m είναι η μάζα σε χιλιογράμμο προς το μοριακό βάρος μ), $R^* = 8314$ (J/K-kmol) είναι η παγκόσμια σταθερά των αερίων, και $R = R^*/\mu$ είναι η *σταθερά αερίου* (J/K-kg).

Για ένα μίγμα n αερίων ισχύει ο νόμος του Dalton, ο οποίος λέει ότι η ολική πίεση του μίγματος αερίων, p , ισούται με το άθροισμα των μερικών πιέσεων, p_i , κάθε μέλους του μίγματος

$$p = p_1 + p_2 + p_3 + \dots + p_n. \quad (3.2)$$

Η μερική πίεση ενός ιδανικού αερίου είναι η πίεση που ασκεί χωριστά κάθε συστατικό αέριο του μίγματος όταν έχει την αυτή θερμοκρασία και καταλαμβάνει τον ίδιο όγκο που καταλαμβάνει το μίγμα.

Αν τώρα υποθέσουμε ότι ο ξηρός ατμοσφαιρικός αέρας συμπεριφέρεται σαν ένα μίγμα ιδανικών αερίων με ολική πίεση p_ξ , και χρησιμοποιήσουμε τις (3.1) και (3.2), γράφουμε την καταστατική εξίσωση του ξηρού ατμοσφαιρικού αέρα

$$p_\xi = \rho_\xi R_\xi T \quad (3.3)$$

όπου, $\rho_\xi = \sum_{i=1}^n m_i / V$ είναι η πυκνότητα του ξηρού αέρα, $R_\xi \equiv R^* / \mu_\xi = 8314/28.96 = 287 \text{ J/K}\cdot\text{kg}$ είναι η σταθερά του ξηρού αέρα και $\mu_\xi \equiv \sum_{i=1}^n m_i \mu_i / \sum_{i=1}^n (m_i) = 28.96 \text{ kg / kmole}$, είναι το μέσο μοριακό βάρος του.

Συμβολίζοντας τη μερική πίεση των υδρατμών με e , γράφουμε την καταστατική εξίσωση των υδρατμών

$$e = \rho_v R_v T, \quad (3.4)$$

όπου, $R_v \equiv \frac{R^*}{\mu_v} = \frac{8314}{18} \approx 462 \text{ (J/K}\cdot\text{kg)}$ είναι η σταθερά αερίου των υδρατμών. Από

τις τιμές των σταθερών R_ξ και R_v προκύπτει

$$\frac{R_\xi}{R_v} = \frac{\mu_v}{\mu_\xi} \equiv \varepsilon = 0.622. \quad (3.5)$$

Παράδειγμα. Υπολογίστε την πυκνότητα των υδρατμών (H_2O) που ασκούν πίεση 9 mb σε θερμοκρασία 20C. (Απάντηση . $\rho_v = 6.67 \times 10^{-3} \text{ (kg/m}^3\text{)}$).

3.2 Διέπουσα θερμοκρασία

Από τον Πίνακα 1.1 φαίνεται ότι η ποσότητα υδρατμών στον ατμοσφαιρικό αέρα μεταβάλλεται μεταξύ μεγάλων ορίων. Συνεπώς μία καταστατική εξίσωση για τον ατμοσφαιρικό αέρα (όπως η 3.3) που θα περιλάμβανε και τους υδρατμούς θα ήταν περιορισμένης χρησιμότητας, επειδή για κάθε διαφορετικό σε περιεχόμενο υδρατμών δείγμα αέρα έχει διαφορετική σταθερά του $R_{\mu\gamma}$. Για αυτό το λόγο στην προηγούμενη παράγραφο ξεχωρίσαμε τους υδρατμούς από τον ξηρό ατμοσφαιρικό αέρα και γράψαμε δύο καταστατικές εξισώσεις, μία για τον ξηρό αέρα (3.3) και μία για τους υδρατμούς (3.4). Για να συμπεριλάβουμε και τους υδρατμούς και τον ξηρό αέρα στην ίδια καταστατική εξίσωση, με μία και αμετάβλητη σταθερά $R_{\mu\gamma}$, πρέπει να μεταφέρουμε τη μεταβλητότητα της σύστασης σε κάποια από τις άλλες παραμέτρους της εξίσωσης. Είναι εύχρηστο στους υπολογισμούς να χρησιμοποιήσουμε τη σταθερά του ξηρού ατμοσφαιρικού αέρα R_ξ και να επαναπροσδιορίσουμε τη θερμοκρασία (ώστε να εμπεριέχει και τις μεταβολές των υδρατμών), την οποία και θα ονομάσουμε *διέπουσα θερμοκρασία (virtual temperature)*

Η πυκνότητα ρ ενός δείγματος υγρού ατμοσφαιρικού αέρα που καταλαμβάνει όγκο V και περιέχει μάζα m_ξ ξηρού αέρα και μάζα m_v υδρατμών είναι

$$\rho = \frac{m_\xi + m_v}{V} = \rho_\xi + \rho_v, \quad (3.6)$$

όπου ρ_ξ και ρ_v είναι οι πυκνότητες που θα είχαν οι αυτές μάζες ξηρού αέρα και υδρατμών, αντίστοιχα, αν καταλάμβαναν τον αυτό όγκο χωριστά. Από πρώτη ματιά ίσως φαίνεται ότι η πυκνότητα του υγρού αέρα είναι μεγαλύτερη αυτής του ξηρού. Τούτο δεν είναι όμως αληθές, γιατί η *μερική πυκνότητα* ρ_ξ είναι μικρότερη από την πραγματική πυκνότητα του ξηρού αέρα.

Γράφοντας την καταστατική εξίσωση για τους υδρατμούς και τον ξηρό αέρα χωριστά έχουμε

$$e = \rho_v R_v T \quad \text{και} \quad p_\xi = \rho_\xi R_\xi T, \quad (3.7)$$

για τη μερική πίεση των υδρατμών, e , και του ξηρού αέρα, p_ξ , αντίστοιχα, και χρησιμοποιώντας το νόμο του Dalton

$$p = p_\xi + e, \quad (3.8)$$

και τις (3.6) και (3.7) παίρνουμε

$$\rho = \frac{p - e}{R_\xi T} + \frac{e}{R_v T},$$

ή

$$\rho = \frac{p}{R_\xi T} \left[1 - \frac{e}{p} (1 - \varepsilon) \right], \quad (3.9)$$

όπου $\varepsilon = R_v/R_\xi$. Ορίζοντας τη *διέπουσα θερμοκρασία* T_v , ως

$$T_v = \frac{T}{1 - (e/p)(1 - \varepsilon)}, \quad (3.10)$$

γράφουμε την καταστατική εξίσωση του υγρού ατμοσφαιρικού αέρα

$$p = \rho R_\xi T_v. \quad (3.11)$$

Εδώ πρέπει να σημειωθεί ότι στην καταστατική εξίσωση (3.11) ενώ οι θερμοδυναμικές ποσότητες p , ρ και T_v αναφέρονται στο μίγμα, η σταθερά R_ξ είναι αυτή του ξηρού ατμοσφαιρικού αέρα. Επίσης, από την (3.10), φαίνεται ότι η διέπουσα θερμοκρασία T_v είναι πάντοτε μεγαλύτερη της πραγματικής θερμοκρασίας T .

3.3 Υψομετρική εξίσωση

Χρησιμοποιώντας τον ορισμό του γεωδυναμικού $d\Phi = g dz$, την υδροστατική εξίσωση $dp = -\rho dz$, και την (3.11), παίρνουμε

$$d\Phi = -R_{\xi}T_v \frac{dp}{p}. \quad (3.12)$$

Ολοκληρώνοντας μεταξύ δύο υψομετρικών επιπέδων (z_1, z_2) παίρνουμε

$$\Phi_2 - \Phi_1 = -R_{\xi} \int_{p_1}^{p_2} T_v \frac{dp}{p}. \quad (3.13)$$

Χρησιμοποιώντας τον ορισμό του γεωδυναμικού ύψους η τελευταία εξίσωση γράφεται

$$Z_2 - Z_1 = -\frac{R_{\xi}}{g_0} \int_{p_1}^{p_2} T_v \frac{dp}{p}. \quad (3.14)$$

Στην περίπτωση που το ατμοσφαιρικό στρώμα μεταξύ των υψών z_1, z_2 είναι ισόθερμο ($T_v = \text{σταθερά}$) η (3.14) ολοκληρώνεται, ώστε

$$Z_2 - Z_1 = -\frac{R_{\xi}T_v}{g_0} \ln\left(\frac{p_1}{p_2}\right) = H_v \ln\left(\frac{p_1}{p_2}\right), \quad (3.15)$$

όπου $H_v = \frac{R_{\xi}T_v}{g_0} = 29.3T_v$, είναι η κλίμακα ύψους σε km. Επειδή η θερμοκρασία ενός στρώματος αέρα δεν είναι συνήθως σταθερή. Στην πράξη ολοκληρώνουμε την (3.14) ορίζοντας τη μέση διέπουσα θερμοκρασία ως

$$\bar{T}_v = \frac{\int_{p_1}^{p_2} T_v \frac{dp}{p}}{\int_{p_1}^{p_2} \frac{dp}{p}}. \quad (3.16)$$

Οπότε προκύπτει

$$Z_2 - Z_1 = -\frac{R_{\xi}\bar{T}_v}{g_0} \ln\left(\frac{p_1}{p_2}\right) = \bar{H}_v \ln\left(\frac{p_1}{p_2}\right). \quad (3.17)$$

Η εξίσωση αυτή είναι γνωστή ως *υψομετρική εξίσωση*.

Η διαφορά μεταξύ δύο γεωδυναμικών υψών, $\Delta z = Z_2 - Z_1$, ονομάζεται *εύρος* του μεταξύ *στρώματος*. Σημειώστε ότι γαι την τροπόσφαιρα το γεωδυναμικό ύψος Z μπορεί να ληφθεί πρακτικά ίσο με z . Από την υψομετρική εξίσωση βλέπουμε ότι το εύρος μεταξύ των πιέσεων p_2 και p_1 είναι ανάλογο της μέσης διέπουσας θερμοκρασίας \bar{T}_v .

Παράδειγμα Υπολογίστε το εύρος του ατμοσφαιρικού στρώματος μεταξύ των πιέσεων 1000 και 500 mb α) σε ένα σημείο κοντά στον ισημερινό, όπου $\bar{T}_v = 9^\circ C$ και β) στους πόλους, όπου $\bar{T}_v = -40^\circ C$.

Λύση Από την υψομετρική εξίσωση βρίσκουμε

$$\Delta Z = 29.3 \bar{T}_v \ln\left(\frac{1000}{500}\right) = 20.3 \bar{T}_v, \text{ και,}$$

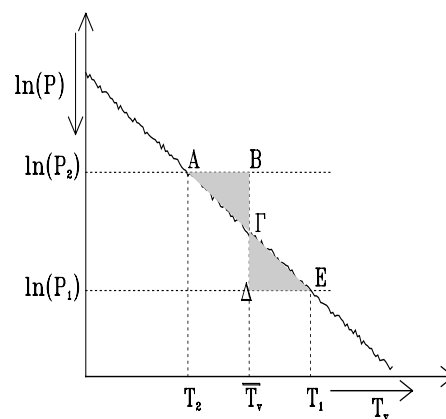
$$\alpha) \Delta Z_{ισ.} = 20.3 \times 282 = 5724m,$$

$$\beta) \Delta Z_{πολ.} = 20.3 \times 233 = 4730m.$$

Συνεπώς, $\Delta Z_{πολ.} < \Delta Z_{ισ.}$.

Το εύρος ενός ατμοσφαιρικού στρώματος μεταξύ δύο ισοβαρών επιφανειών μπορεί να μετρηθεί με ραδιοβολίσεις, που γίνονται με την που απελευθέρωση ενός μικρού αερόστατου στο οποίο υπάρχουν αισθητήρες που μετρούν την πίεση, την θερμοκρασία, υγρασία και την ταχύτητα του ανέμου σε διάφορα ύψη, οι μετρήσεις δε αυτές μεταφέρονται με ένα ραδιο-πομπό σε εραστήριο. Η διέπουσα θερμοκρασία σε κάθε ύψος υπολογίζεται από τις μετρήσεις χρησιμοποιώντας την (3.10). Στη συνέχεια η μέση διέπουσα θερμοκρασία \bar{T}_v υπολογίζεται από ένα διάγραμμα ($\ln p, \bar{T}_v$), χρησιμοποιώντας τη μέθοδο των ίσων εμβαδών, όπως φαίνεται στο Σχήμα 3.1

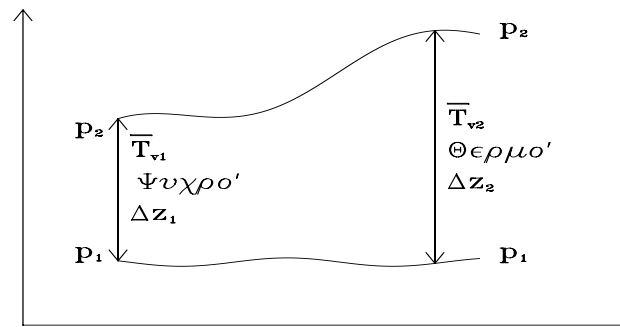
Χρησιμοποιώντας παρατηρήσεις από ένα δίκτυο ραδιοβολίσεων μπορούμε να κατασκευάσουμε διαγράμματα κατανομής των γεωδυναμικών υψών σε ορισμένες βαρομετρικές στάθμες. Τέτοιοι υπολογισμοί γίνονται καθημερινά (υπολογισμοί ρουτίνας) σε μετεωρολογικούς σταθμούς και χρησιμοποιούνται για τον εντοπισμό ατμοσφαιρικών διαταραχών και της δομής τους στο χώρο, που είναι χρήσιμα στοιχεία για την πρόβλεψη του καιρού. Σε μία ισοβαρή επιφάνεια η πίεση είναι εξ ορισμού σταθερή. Το εύρος μεταξύ δύο ισοβαρών επιφανειών (p_1, p_2) είναι ένα *ισοβαρές στρώμα*. Για κάποιο συγκεκριμένο ισοβαρές στρώμα, (π.χ. μεταξύ 1000mb και 500mb), ο παράγων $\ln(p_1/p_2)$, που εμφανίζεται στην υψομετρική εξίσωση (3.17), παραμένει σταθερός ενώ το εύρος $\Delta z = Z_2 - Z_1$ αποτελεί μέτρο της μέσης διέπουσας θερμοκρασίας. Το Σχήμα 3.2 δείχνει τη μεταβολή του εύρους ενός ισοβαρούς στρώματος σε σχέση με τη μέση διέπουσα θερμοκρασία. Η κατανομή των ισοβαρών επιφανειών στο χώρο, χρησιμοποιείται για τον εντοπισμό των βαρομετρικών χαμηλών και υψηλών και των θερμών και ψυχρών περιοχών, στοιχεία που είναι απαραίτητα για τον καθορισμό των ατμοσφαιρικών κινήσεων και την πρόγνωση του καιρού.



Σχήμα 3.1 Εύρεση της μέσης τιμής της διέπουσας θερμοκρασίας με τη μέθοδο των ίσων εμβαδών.

Ας αναφέρουμε μία ακόμη χρήση της υψομετρικής εξίσωσης. Στους διάφορους μετεωρολογικούς σταθμούς, η διαφορά μεταξύ των μετρούμενων πιέσεων κάποια συγκεκριμένη χρονική στιγμή οφείλεται κυρίως στις διαφορές του υψομέτρου των σταθμών.

Για να διαχωρίσουμε το μέρος της πίεσης που οφείλεται στη διέλευση καιρικών συστημάτων είναι αναγκαίο να αναχθούν οι πιέσεις σε ένα κοινό υψόμετρο αναφοράς, για το οποίο λαμβάνεται η επιφάνεια της θάλασσας. Για ένα στρώμα μεταξύ ενός σταθμού s στην ξηρά και την επιφάνεια της θάλασσας, η υψομετρική εξίσωση παίρνει τη μορφή



Σχήμα 3.2 Μεταβολή του πάχους ισοβαρού στρώματος με την διέπουσα θερμοκρασία.

$$z_s = \bar{H}_v \ln(p_0 / p_s). \quad (3.18)$$

Από την τελευταία εξίσωση υπολογίζουμε την πίεση στην επιφάνεια της θάλασσας.

$$p_0 = p_s \exp(z_s / \bar{H}_v) = p_s \exp\left(\frac{g_0 z_s}{R_s \bar{T}_v}\right) \quad (3.19)$$

Η (3.19) δείχνει ότι η p_0 εξαρτάται από τη μέση διέπουσα θερμοκρασία εδάφους. Όταν $z > 1km$ θα πρέπει, για τη σωστή αναγωγή της πίεσης στην επιφάνεια της θάλασσας, να γνωρίζουμε τη μέση διέπουσα θερμοκρασία. Κατά προσέγγιση, μπορούμε να την υπολογίσουμε από τη σχέση

$$\bar{T}_v = T_s + \frac{1}{2} \gamma z_s, \quad \text{όπου} \quad \gamma = -\frac{dT}{dz} \approx 0.006 \text{ K / m}.$$

Για τον υπολογισμό της \bar{T}_v , στους διάφορους μετεωρολογικούς σταθμούς χρησιμοποιούνται εμπειρικές διορθώσεις, σύμφωνα με την τοπογραφία του εδάφους.

Η εξίσωση που χρησιμοποιείται για τη βαθμονόμηση των βαρομετρικών αλτιμέτρων των αεροπλάνων, είναι κατ' ουσία αυτή που προκύπτει στην περίπτωση της πολυτροπικής ατμόσφαιρας,

$$z = \frac{T_0}{\gamma} \left(1 - \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\gamma R_s / g_0} \right) \quad (320)$$

όπου, σύμφωνα με την πρότυπη (standard) ατμόσφαιρα, χρησιμοποιούμε, $g_0 = 9.8 \text{ m/s}^2$, $p_0 = 1013.25 \text{ mb}$, $T_0 = 288 \text{ K}$ και $\gamma = 6.5 \text{ K/km}$.

3.4 Θερμοδυναμικά αξιώματα και εφαρμογές τους στην ατμόσφαιρα

Το πρώτο θερμοδυναμικό αξίωμα περιλαμβάνει δύο σκέλη, κάθε ένα από τα οποία εκφράζει μία εμπειρική πραγματικότητα: *α) η θερμότητα είναι μία μορφή ενέργειας, και β) η ενέργεια διατηρείται.*

Η θερμότητα μετρείται συνήθως σε θερμίδες (*calories*). Εξ' ορισμού μία θερμίδα είναι η θερμότητα που απαιτείται για να αυξηθεί η θερμοκρασία ενός γραμμαρίου ύδατος κατά ένα βαθμό Celsius (από 14 C σε 15 C). Όπως βλέπουμε το πρώτο σκέλος του πρώτου νόμου της θερμοδυναμικής, το οποίο είναι γνωστό και ως νόμος του Joule, εκφράζει την ισοδυναμία θερμότητας και μηχανικής ενέργειας $1 \text{ calorie} = 4.1868 \text{ joule}$.

Το δεύτερο σκέλος εκφράζει την αρχή διατήρησης της ενέργειας και μπορεί να διατυπωθεί ως εξής: *αν μία ποσότητα θερμότητας, dQ , διοχετευτεί σε ένα υλικό σώμα (ή σύστημα) μάζας m , ένα μέρος μπορεί να αυξήσει την εσωτερική ενέργεια του σώματος (η συστήματος) κατά dU και το υπόλοιπο μπορεί να εκτελέσει έργο, dW , στο περιβάλλον του σώματος.* Σε αλγεβρική μορφή αυτό διατυπώνεται ως

$$dQ = dU + dW . \quad (3.21)$$

Είναι συνήθως πιο βολικό να ανάγουμε τη κάθε ποσότητα ανά μονάδα μάζας. Διαιρώντας με τη μάζα m του σώματος, γράφουμε

$$dq = du + dw . \quad (3.22)$$

Οι δύο προηγούμενες σχέσεις αποτελούν μαθηματικές εκφράσεις του πρώτου νόμου της θερμοδυναμικής, που ισχύει βεβαίως για όλα τα σώματα. Εδώ θα τον εφαρμόσουμε σε μία μάζα ατμοσφαιρικού αέρα η οποία δεν περιορίζεται από τα τοιχώματα ενός δοχείου αλλά από κάποια ιδεατή επιφάνεια.

Ας θεωρήσουμε τώρα ένα δείγμα ατμοσφαιρικού αέρα μάζας m , που καταλαμβάνει κάποιον όγκο V , που μπορεί να μεταβληθεί καθώς οριοθετείται από μι μετατοπιζόμενη χωρίς τριβές επιφάνεια A . Ας εξετάσουμε πρώτα τον όρο dW , που αναφέρεται στο έργο που εκτελείται από τη μάζα αέρα στο περιβάλλον της μέσω της επιφάνειας A . Η μεταβολή όγκου dV κατά την στοιχειώδη μετατόπιση ds της επιφάνειας A , είναι

$$dV = A ds . \quad (3.23)$$

Η δύναμη F , που δρα κατά τη μετατόπιση ds , είναι $F = pA$. Συνεπώς το έργο είναι,

$$dW = F ds = p dV . \quad (3.24)$$

Διαιρώντας με τη μάζα m παίρνουμε το έργο, ανά μονάδα μάζας ή το ειδικό έργο, dw ,

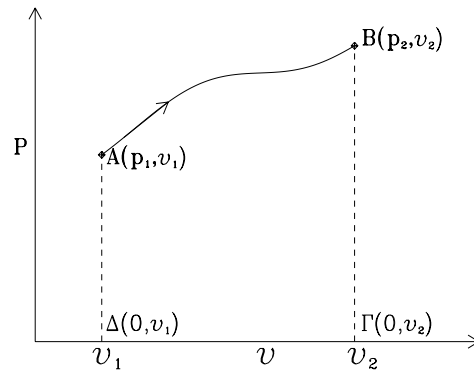
$$dw = p dv , \quad (3.25)$$

όπου $v = V / m = 1 / \rho$ είναι ο ειδικός όγκος (ο όγκος ανά μονάδα μάζας).

Γενικά, το ειδικό έργο που εκτελείται όταν επέρχεται κάποια πεπερασμένη μεταβολή στον όγκο του αερίου από v_1 σε v_2 είναι

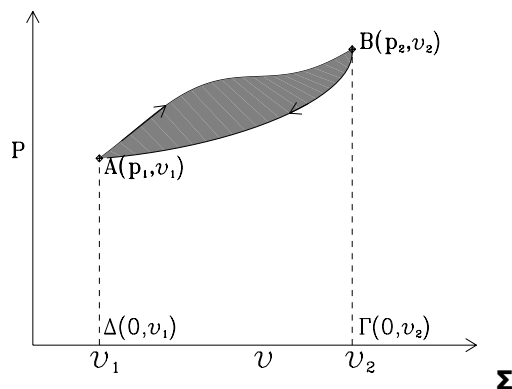
$$\int dw = \int_{v_1}^{v_2} p dv. \quad (3.26)$$

Τέτοια ολοκληρώματα παρίστανται σε *θερμοδυναμικά διαγράμματα* που αποτελούν γραφικές παραστάσεις των μεταβολών των καταστατικών μεταβλητών ενός υλικού σώματος ή συστήματος όταν αυτό υποβάλλεται σε κάποια θερμοδυναμική διεργασία. Η θερμοδυναμική κατάσταση του σώματος αντιπροσωπεύεται από ένα σημείο στο θερμοδυναμικό διάγραμμα. Όταν το σώμα θερμαίνεται, ή υπόκειται στην επίδραση εξωτερικών δυνάμεων, περνάει από μία σειρά διαδοχικών θερμοδυναμικών καταστάσεων, οι οποίες αντιπροσωπεύονται από κάποια καμπύλη στο θερμοδυναμικό διάγραμμα. Το έργο που εκτελείται από μία αέρια μάζα που εκτονώνεται από όγκο v_1 σε όγκο v_2 δίνεται, στο Σχήμα 3.4, σε ένα θερμοδυναμικό διάγραμμα πίεσης ειδικού όγκου.



Σχήμα 3.4 Θερμοδυναμικό διάγραμμα που δείχνει το εκτελούμενο έργο κατά την εκτόνωση ενός συστήματος από όγκο v_1 σε όγκο v_2 .

Σ' αυτό το παράδειγμα το αέριο εκτονώνεται από την αρχική κατάσταση $A(p_1, v_1)$ στην τελική κατάσταση $B(p_2, v_2)$. Το ειδικό έργο αντιπροσωπεύεται από το εμβαδόν ABΓΔ. Είναι προφανές ότι υπάρχουν πολλές διαφορετικές διεργασίες (διαδρομές) για να περάσει ένα θερμοδυναμικό σύστημα από την αρχική κατάσταση $A(p_1, v_1)$ στην τελική $B(p_2, v_2)$. Το έργο όμως που εκτελείται σε κάθε περίπτωση εξαρτάται από την ακολουθούμενη διαδρομή (θερμοδυναμική διεργασία). Σε μαθηματική ορολογία λέμε ότι το ολοκλήρωμα (3.26) εξαρτάται από τη διαδρομή ολοκλήρωσης, ή ότι η (3.25) δεν αντιπροσωπεύει ένα πλήρες (ακριβές) διαφορικό.



Σχήμα 3.5 Θερμοδυναμικό διάγραμμα που δείχνει το εκτελούμενο έργο σε μία κυκλική διεργασία.

Ιδιαίτερου ενδιαφέροντος στη θερμοδυναμική είναι κυκλικές διεργασίες, κατά τις οποίες το θερμοδυναμικό σύστημα (το αέριο) περνάει από μία σειρά από θερμοδυναμικές καταστάσεις και καταλήγει στην αρχική. Μία τέτοια κυκλική διαδικασία παρουσιάζεται στο θερμοδυναμικό διάγραμμα που φαίνεται στο Σχήμα 3.5. Το αέριο ξεκινάει από την κατάσταση $A(p_1, v_1)$ και μεταβαίνει στη $B(p_2, v_2)$ ακολουθώντας την καμπύλη που δείχνει το επάνω βέλος. Το έργο που εκτελείται στο περιβάλλον κατά την εκτόνωση δίνεται από το εμβαδόν της επιφάνειας κάτω από αυτή την καμπύλη. Μετά το αέριο συμπιέζεται και επιστρέφει στη αρχική κατάσταση $A(p_1, v_1)$ ακολουθώντας την καμπύλη που δείχνει το κάτω βέλος. Σ' αυτή τη διαδρομή το περιβάλλον εκτελεί έργο επί του αερίου, το οποίο δίνεται από το εμβαδόν της επιφάνειας κάτω από την χαμηλότερη καμπύλη. Στην κυκλική αυτή

διαδρομή το αέριο εκτελεί έργο επί του περιβάλλοντος του ίσο με το εμβαδόν της επιφάνειας κάτω από την άνω καμπύλη μείον το εμβαδόν της επιφάνειας κάτω από την κάτω καμπύλη. Τούτο είναι ίσο με το εμβαδόν της επιφάνειας που περιβάλλεται από τη διαδρομή ABA. Σημειώστε ότι αν ακολουθηθεί η αντίστροφη πορεία (η πορεία με αντιστραμμένα τα βέλη) πάλι το έργο θα δινόταν από το εμβαδόν της περιβαλλόμενης επιφάνειας, θα ήταν ίσο σε μέτρο με το προηγούμενο αλλά αρνητικό, γεγονός που υποδηλώνει ότι το περιβάλλον θα έκτελούσε έργο επί του αερίου.

Σε μαθηματική γλώσσα το έργο που παράγεται σε μία κυκλική διαδικασία δίνεται από το επικαμπύλειο ολοκλήρωμα

$$\oint dw = \oint pdv. \quad (3.27)$$

Για πλήρη διαφορικά το ολοκλήρωμα εξαρτάται μόνο από τα όρια της ολοκλήρωσης και συνεπώς το επικαμπύλειο ολοκλήρωμα σε μία κλειστή διαδρομή ισούται με μηδέν, ενώ εδώ δεν ισχύει αυτό.

Ας θεωρήσουμε τώρα τον όρο du στην (3.22). Για ιδανικά αέρια κάθε αύξηση της εσωτερικής ενέργειας εμφανίζεται σαν αύξηση της θερμοκρασίας, η μεταβολή της οποίας είναι ανάλογη της προστιθέμενης θερμότητας, ώστε να ισχύει

$$dq = cdT.$$

Η σταθερά c ονομάζεται ειδική θερμοχωρητικότητα και, όπως φαίνεται από την (3.22), η τιμή της εξαρτάται από το αν κατά την παροχή της θερμότητας εκτελείται έργο ή όχι. Αφού, σύμφωνα με το πρώτο θερμοδυναμικό αξίωμα, η παροχή θερμότητας σ'ένα υλικό σώμα συνεπάγεται ή τη μεταβολή της εσωτερικής του ενέργειας, ή την εκτέλεση έργου, ή και αμφότερα, είναι προφανές ότι, για την αυτή ποσότητα θερμότητας, η μέγιστη μεταβολή της θερμοκρασίας του σώματος επιτυγχάνεται όταν κατά την παροχή της θερμότητας δεν εκτελείται έργο στο περιβάλλον και, συνεπώς, για ένα ορισμένο υλικό, η c παίρνει τη μικρότερη της τιμή c_v . Επειδή, όπως είδαμε πιο πάνω, η εκτέλεση οποιουδήποτε έργου συνεπάγεται μεταβολή του όγκου του σώματος, ο περιορισμός $dv = 0$, ισοδυναμεί με έλλειψη έργου. Συνεπώς, γράφουμε

$$\left(\frac{dq}{dT}\right)_v \equiv c_v \text{ (J/K-kg)} \quad (3.28)$$

Ο δείκτης v στον ορισμό υποδηλώνει ότι η παροχή της θερμότητας γίνεται καθόσον ο όγκος του υλικού παραμένει σταθερός, έτσι ώστε $dq = du = c_v dT$. Η σταθερά c_v ονομάζεται ειδική θερμοχωρητικότητα υπό σταθερό όγκο και, για ξηρό ατμοσφαιρικό αέρα έχει την τιμή $c_v = 718 \text{ (J/K-kg)}$.

Σύμφωνα με τα ανωτέρω το δεύτερο σκέλος του πρώτου θερμοδυναμικού αξιώματος (3.22) γράφεται

$$dq = c_v dT + pdv. \quad (3.29a)$$

Διαφορίζοντας την καταστατική εξίσωση

$$d(pv = RT) \Rightarrow pdv = RdT - vdp,$$

και αντικαθιστώντας παίρνουμε

$$dq = c_p dT - v dp . \quad (3.29\beta)$$

Η σταθερά $c_p = c_v + R$ ονομάζεται ειδική θερμοχωρητικότητα υπό σταθερή πίεση.

Για ξηρό ατμοσφαιρικό αέρα η c_p έχει την τιμή $c_p = c_v + R_s = 718 + 287 = 1005 \text{ (J/Kkg)}$.

Οι εξισώσεις (3.29α) και (3.29β) αποτελούν εναλλακτικές εκφράσεις του πρώτου θερμοδυναμικού αξιώματος. Διάφορες θερμοδυναμικές διεργασίες ορίζονται μέσω αυτών των εκφράσεων, ως ακολούθως :

α) Η παροχή (ή απώλεια) θερμότητας υπό σταθερή πίεση ($dp = 0$) είναι γνωστή ως *ισοβαρής διεργασία* και, από την (3.29β) έχουμε

$$dq = c_p dT = (c_p / c_v) c_v dT = (c_p / c_v) du \quad (3.30)$$

β) Η παροχή (ή η απώλεια) θερμότητας υπό σταθερή θερμοκρασία ($dT = 0$) ονομάζεται *ισόθερμη διεργασία* και, από τις (3.29α,β) έχουμε

$$dq = p dv = -v dp = dw \quad (3.31)$$

γ) Η παροχή (ή απώλεια) θερμότητας υπό σταθερό όγκο ($dv = 0$) είναι γνωστή ως *ισοχωρος διεργασία* και, από την (3.29α) έχουμε

$$dq = c_v dT = du \quad (3.32)$$

δ) Οποιαδήποτε μεταβολή του όγκου ή της θερμοκρασίας χωρίς την παροχή (ή απώλεια) θερμότητας προς το περιβάλλον ($dq = 0$) ονομάζεται *αδιαβατική διεργασία* και, από τις (3.29α,β) έχουμε

$$c_v dT = -p dv \quad \alpha), \quad \text{ή,} \quad c_p dT = v dp \quad \beta). \quad (3.33)$$

Η περίπτωση της αδιαβατικής διεργασίας είναι ιδιαίτερης σημασίας στη μετεωρολογία. Αντικαθιστώντας την καταστατική εξίσωση, $v = RT/p$, στην (3.33β) $c_p dT/T = R dp/p$, οπότε ολοκληρώνοντας έχουμε

$$T = T_0 (p / p_0)^k, \quad (3.34)$$

όπου $k = \frac{R}{c_p} = \frac{c_p - c_v}{c_p} = 1 - \frac{c_v}{c_p}$, ενώ για ξηρό ατμοσφαιρικό αέρα $k=0.286$.

Η εξίσωση (3.34) είναι γνωστή ως εξίσωση του Poisson για την αδιαβατική διαδικασία. Οι ποσότητες T_0 και p_0 (στην 3.34) αναφέρονται στη θερμοκρασία και την πίεση πριν την έναρξη της αδιαβατικής διαδικασίας (στην αρχική κατάσταση). Σε εφαρμογές της (3.34) στην ατμόσφαιρα παίρνουμε σαν πίεση αναφοράς την πίεση των 1000mb, ($p_0 = 100kPa = 1000mb$) και ορίζουμε μία νέα θερμοδυναμική μεταβλητή, τη *δυναμική θερμοκρασία* Θ (*potential temperature*), ως

$$\Theta = T \left(\frac{p_0}{p} \right)^k = T \left(\frac{100kPa}{p} \right)^k . \quad (3.35)$$

Εξ' ορισμού λοιπόν η δυναμική θερμοκρασία Θ είναι η θερμοκρασία που θα έπαιρνε μια αέρια ατμοσφαιρική μάζα αν μεταφερόνταν από κάποιο αρχικό ατμοσφαιρικό επίπεδο, όπου θερμοκρασία και πίεση είναι T και p , αντίστοιχα, στην επιφάνεια της θάλασσας, όπου η πίεση p_0 λαμβάνεται προσεγγιστικά ίση με 1000mb. Σημειώστε ότι σε μια θερμοδυναμική αδιαβατική μεταβολή η δυναμική θερμοκρασία Θ παραμένει αμετάβλητη, δηλαδή αποτελεί στρθερά της αδιαβατικής μεταβολής. Η δυναμική θερμοκρασία βρίσκει ευρύτατη εφαρμογή στην μετεωρολογία.

Το δεύτερο θερμοδυναμικό αξίωμα, ή ο δεύτερος νόμος της θερμοδυναμικής, υποδηλώνει την ύπαρξη μίας ακόμη θερμοδυναμικής καταστατικής μεταβλητής, της εντροπίας φ , που ορίζεται από τη σχέση

$$d\varphi = \frac{dq}{T}. \quad (3.36)$$

Αντικαθιστώντας $dq = c_p dT - v dp$, από την (3.29β) και την καταστατική εξίσωση, $v = RT / p$, παίρνουμε

$$d\varphi = c_p \left[\frac{dT}{T} - k \frac{dp}{p} \right] = c_p \frac{d\Theta}{\Theta}, \quad (3.37)$$

όπως μπορεί εύκολα να αποδειχτεί διαφορίζοντας την (3.35). Ολοκληρώνοντας παίρνουμε τη σχέση

$$\varphi = c_p \ln \Theta + const., \quad (3.38)$$

η οποία συνδέει την εντροπία φ με τη δυναμική θερμοκρασία Θ . Από τον ορισμό της εντροπίας (3.36) είναι προφανές ότι μία αδιαβατική διαδικασία είναι και *ισεντροπική*.

3.5 Μεταβολή της πίεσης κορεσμένων υδρατμών με τη θερμοκρασία. Η εξίσωση Clausius-Clapeyron

Θεωρούμε ένα θερμικά μονωμένο δοχείο μερικά γεμισμένο με καθαρό νερό (Σχήμα 3.6). Λόγω της θερμικής τους κίνησης, μόρια νερού αποσπώνται από την επιφάνεια του νερού (εξατμίζονται) και διαχέονται στον άνωθεν του νερού χώρο. Μερικά από αυτά τα μόρια συγκρούονται με τα τοιχώματα του δοχείου και με την επιφάνεια του νερού, προσκολλώνται και συμπυκνώνονται.

Εξάτμιση και συμπύκνωση λαβαίνουν χώρα ταυτόχρονα. Για μία δοσμένη θερμοκρασία η εξάτμιση και συμπύκνωση ισορροπούν και όσα μόρια εξατμίζονται άλλα τόσα συμπυκνώνονται. Τότε η θερμοκρασία των υδρατμών πάνω από το νερό είναι ίση με τη θερμοκρασία του νερού και δεν υπάρχει καθαρή μεταφορά μορίων από τη μία φάση στην άλλη. Σ' αυτή την κατάσταση ο υπεράνω της επιφάνειας του νερού χώρος είναι *κορεσμένος από υδρατμούς* και η μερική πίεση των υδρατμών λέγεται *πίεση (ή τάση) κόρου*. Η τάση κόρου e_s εξαρτάται από τη θερμοκρασία και

δίνεται από μία διαφορική εξίσωση γνωστή ως εξίσωση Clausius-Clapeyron, την οποία θα εξάγουμε στα ακόλουθα.

Για το πέρασμα από την υγρή στην αέρια φάση απαιτείται ενέργεια. Η ενέργεια που απαιτείται για τη μετατροπή μίας μονάδας μάζας νερού σε υδρατμούς υπό σταθερή θερμοκρασία και πίεση, καλείται *λανθάνουσα θερμότητα εξάτμισης*, L_v . Συνεπώς, για την εξάτμιση μονάδας μάζας νερού υπό σταθερή θερμοκρασία και πίεση, έχουμε

$$L_v = \int_{q_1}^{q_2} dq = \int_{u_1}^{u_2} du + \int_{v_1}^{v_2} e_s dv \quad (3.39)$$

$$= u_2 - u_1 + e_s(v_2 - v_1)$$



όπου e_s είναι η τάση κόρου, η οποία είναι σταθερή κατά την εξάτμιση. Οι δείχτες 1 και 2 υποδηλώνουν την υγρή και την αέρια κατάσταση, αντίστοιχα. Αφού και η θερμοκρασία παραμένει σταθερή κατά την εξάτμιση, μπορούμε να γράψουμε το πρώτο ολοκλήρωμα από τ' αριστερά ως

Σχήμα 3.6 Υδρατμοί σε θερμοδυναμική ισορροπία με νερό. Αυτή η κατάσταση ισορροπίας ονομάζεται *κατάσταση κόρου*.

$$L_v = T \int_{q_1}^{q_2} \frac{dq}{T} = T \int_{\phi_1}^{\phi_2} d\phi = T(\phi_2 - \phi_1). \quad (3.40)$$

Αντικαθιστώντας στην (3.39) και ανασυντάσσοντας του όρους παίρνουμε

$$u_1 + e_s v_1 - T\phi_1 = u_2 + e_s v_2 - T\phi_2. \quad (3.41)$$

Ο συνδυασμός των θερμοδυναμικών μεταβλητών που εμφανίζονται σε κάθε πλευρά αυτής της εξίσωσης (3.41) είναι γνωστός σαν συνάρτηση Gibbs,

$$G = u + e_s v - T\phi. \quad (3.42)$$

Η (3.41) υποδηλώνει ότι σε μία ισοβαρή και ισόθερμη αλλαγή φάσης, η συνάρτηση Gibbs παραμένει σταθερή. Όμως, παρά το γεγονός ότι η συνάρτηση Gibbs παραμένει σταθερή κατά την αλλαγή φάσης δεν παύει να είναι συνάρτηση θερμοδυναμικών μεταβλητών και συνεπώς να μεταβάλλεται μ' αυτές. Η συναρτησιακή αυτή μεταβολή βρίσκεται με διαφορίση

$$dG = du + e_s dv + v de_s - Td\phi - \phi dT = v de_s - \phi dT, \quad (3.43)$$

όπου χρησιμοποιήσαμε το γεγονός ότι $du + e_s dv - Td\phi = 0$, όπως φαίνεται από το συνδυασμό των θερμοδυναμικών αξιωμάτων. Αφού το διαφορικό ισχύει και για τις δύο φάσεις, $dG_1 = dG_2$, αντικαθιστώντας και ανασυντάσσοντας παίρνουμε

$$\frac{de_s}{dT} = \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{\nu_2 - \nu_1} = \frac{L_v}{T(\nu_2 - \nu_1)} \approx \frac{L_v}{T\nu_2} = \frac{L_v}{T(R_v T/e_s)} = \frac{L_v e_s}{R_v T^2}, \quad (3.44)$$

όπου χρησιμοποιήσαμε την προσέγγιση $\nu_2 \gg \nu_1$, δηλ. το γεγονός ότι, υπό την αυτή πίεση και θερμοκρασία, ο όγκος μίας μονάδας μάζας νερού στην αέρια φάση, ν_2 , είναι κατά πολύ μεγαλύτερος του όγκου της αυτής μάζας στη υγρή φάση, ν_1 . Τέλος, χρησιμοποιήσαμε την καταστατική εξίσωση για να απαλείψουμε τον όγκο των υδρατμών, ν_2 , καταλήγοντας στη διαφορική εξίσωση Clausius-Clapeyron

$$\frac{de_s}{dT} = \frac{L_v e_s}{R_v T^2}, \quad (3.45)$$

η οποία δίνει τη σχέση μεταξύ της θερμοκρασίας και της τάσης κορεσμένων υδρατμών σχετικά με την υγρή φάση. Η εξίσωση αυτή ισχύει και για θερμοκρασίες μικρότερες των 0 C, όπου κορεσμένοι υδρατμοί μπορεί να είναι σε ισορροπία με *υπερψυχρο νερό*.

Επίσης, η αυτή εξίσωση δίνει τη σχέση μεταξύ της θερμοκρασίας και της τάσης κορεσμένων υδρατμών σε ισορροπία με νερό στη στερεά φάση (με πάγο), αρκεί να αντικατασταθεί η λανθάνουσα θερμότητα εξάτμισης L_v , με τη *λανθάνουσα θερμότητα εξάχνωσης* L_π , δηλ. με τη λανθάνουσα θερμότητα που απαιτείται για την απευθείας μετάβαση από τη στερεά στη αέρια φάση. Βεβαίως, για θερμοκρασίες πάνω από 0 C, μόνο η υγρή φάση μπορεί να συνυπάρχει με κορεσμένους υδρατμούς.

Σε πρώτη προσέγγιση μπορούμε να θεωρήσουμε τις λανθάνουσες θερμότητες L_v, L_π , σταθερές και να ολοκληρώσουμε την (3.45) παίρνοντας

$$e_{sv} = e_{s0} \exp\left(\frac{L_v}{R_v T_0}\right) \exp\left(-\frac{L_v}{R_v T}\right) = A_v \exp\left(-\frac{B_v}{T}\right), \quad (3.46)$$

όπου προσθέσαμε και το δείκτη v στο $e_s \Rightarrow e_{sv}$ για να τονίσουμε ότι αυτή η ποσότητα αναφέρεται στην τάση κορεσμένων υδρατμών υπεράνω επίπεδης επιφάνειας νερού. e_{s0} είναι (η σταθερά ολοκλήρωσης) η τάση κορεσμένων υδρατμών υπεράνω επίπεδης επιφάνειας νερού στη θερμοκρασία T_0 , η οποία πρέπει να καθοριστεί πειραματικά.

Για $T_0 = 273K$, $e_{s0} = 611 Pa$ και, στην αυτή θερμοκρασία, $L_v = 2.50 \times 10^6 (J/kg)$, $A_v = 2.53 \times 10^8 kPa$ και $B_v = 5.42 \times 10^3 K$.

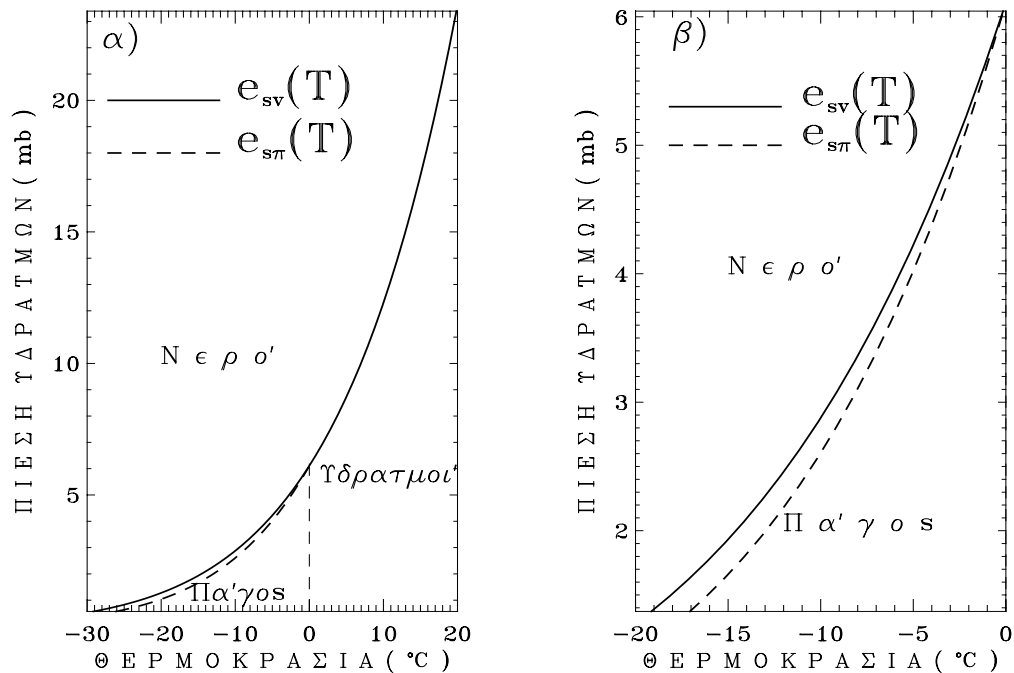
Η λανθάνουσα θερμότητα εξάτμισης L_v εξαρτάται ελαφρά από τη θερμοκρασία. Στο διάστημα -30C έως 30C μεταβάλλεται κατά ~6%. Αυτή η εξάρτηση μπορεί να εξαχθεί από την (3.39). Σημειώνοντας ότι $\nu_2 \gg \nu_1$, $e_2 \nu_2 = R_v T$ και διαφορίζοντας ως προς τη θερμοκρασία παίρνουμε

$$(dL_v / dT) = c_{2v} - c_{1v} + R_v = c_{2p} - c_{1v},$$

όπου $c_{2v} = (du_2 / dT)_v$ είναι η ειδική θερμοχωρητικότητα των υδρατμών υπό σταθερό όγκο, $c_{1v} = (du_1 / dT)_v$ η ειδική θερμοχωρητικότητα του νερού και $c_{2p} = c_{2v} + R_v$. είναι η ειδική θερμοχωρητικότητα των υδρατμών υπό σταθερά πίεση. Στη συνέχεια, θεωρώντας τις θερμοχωρητικότητες σταθερές και ολοκληρώνοντας παίρνουμε

$$L_v(T) = L_0 - (c_{1v} - c_{2p})(T - T_0), \quad (3.47)$$

όπου $L_0 = L_v(T_0)$ είναι η σταθερά ολοκλήρωσης. Αντικατάσταση της (3.47) στην (3.45) και ολοκλήρωση δίνει μία ακριβέστερη σχέση για την $e_{sv}(T)$.



Σχήμα 3.7 Μεταβολή της τάσης κορεσμένων υδρατμών υπεράνω οριζόντιας επιφάνειας ύδατος και υπεράνω πάγου. (Λύσεις των Εξ. 3.46, και 3.48. α) $-30 < T < 20$; β) $-20 < T < 0$.)

Όπως προαναφέρθηκε, στη συνάρτηση Gibbs (3.41) πήραμε αυθαίρετα τις καταστάσεις (1,2) να αντιπροσωπεύουν την υγρή και την αέρια φάση, αντίστοιχα. Οι καταστάσεις (1,2) θα μπορούσε επίσης να αναφέρονται στη στερεά και την αέρια φάση. Σ'αυτή την περίπτωση πρέπει να αντικαταστήσουμε στην εξίσωση Clausius-Clapeyron (3.45) αντί της λανθάνουσας θερμότητας εξάτμισης L_v , τη λανθάνουσα θερμότητα εξάχνωσης L_π . Συνεπώς για την περίπτωση της εξάχνωσης (δηλ. στην περίπτωση απ' ευθείας μετάβασης από τη στερεά στην αέρια φάση) έχουμε

$$e_{s\pi} = e_{s0} \exp\left(\frac{L_\pi}{R_v T_0}\right) \exp\left(-\frac{L_\pi}{R_v T}\right) = A_\pi \exp\left(-\frac{B_\pi}{T}\right), \quad (3.48)$$

όπου, $e_{s0} = 611 Pa$, $L_\pi = 2.83 \times 10^6 (j / kg)$, $A_\pi = 3.41 \times 10^{12} Pa$, και $B_\pi = 6.13 \times 10^3 K$.

Συγκρίνοντας την (3.46) με την (3.48) για την τάση κορεσμένων υδρατμών υπεράνω νερού και πάγου, αντίστοιχα παίρνουμε

$$\frac{e_{sv}(T)}{e_{s\pi}(T)} = \exp\left\{\frac{L_\tau}{R_v T_0} \left(\frac{T_0}{T} - 1\right)\right\}, \quad (3.49)$$

όπου, $L_\tau = L_\pi - L_v$ είναι η λανθάνουσα θερμότητα *τήξεως* (δηλ. η απαιτούμενη θερμότητα για τη μετάβαση από τη στερεά στην υγρή φάση). Αφού η (3.48) ισχύει μόνο για $T \leq T_0 = 273^\circ K$, το αυτό ισχύει και για την (3.49), από την οποία φαίνεται ότι ο λόγος $(e_{sv} / e_{s\pi})$ αυξάνει συνεχώς καθώς ελαττώνεται η θερμοκρασία. Στο Σχήμα 3.7 δίνεται γραφική απεικόνιση των εξισώσεων (3.46), η συνεχής καμπύλη, και (3.48), η διακεκομμένη.

3.6 Παράμετροι υγρασίας

Στη μετεωρολογία, ο γενικός όρος *υγρασία* αναφέρεται στην παρουσία ύδατος στον ατμοσφαιρικό αέρα. Στα ακόλουθα θα ορίσουμε μερικές παραμέτρους που σχετίζονται με την ποσότητα υδρατμών στον ατμοσφαιρικό αέρα.

3.6.1 Απόλυτη υγρασία

Ο όρος *απόλυτη υγρασία* αναφέρεται στη μάζα των υδρατμών ανά μονάδα όγκου, $(m_v/V) = \rho_v$, ή την πυκνότητα των υδρατμών όπως εμφανίζεται στην καταστατική εξίσωση του ιδανικού αερίου,

$$\rho_v = (e/R_v T). \quad (3.50)$$

Σε συνθήκες κορεσμένων υδρατμών, ορίζουμε την *απόλυτη υγρασία κόρου*,

$$\rho_{vs} = (e_s/R_v T), \quad (3.51)$$

όπου ο δείκτης *s* υποδηλώνει συνθήκες κόρου.

Στο εύρος των θερμοκρασιών που συναντώνται στην επιφάνεια της γης και στην τροπόσφαιρα οι ποσότητες ρ_v και ρ_{vs} , στο MKS σύστημα μονάδων, είναι αριθμητικά μικρές, συνήθως $\rho_v < \rho_{vs} \leq 0.06 \text{ kg} / \text{m}^3$. Γι' αυτό όταν μιλούμε για την απόλυτη υγρασία την εκφράζουμε σε γραμμάρια ύδατος ανά κυβικό μέτρο.

Πίνακας 3.1 Μέγιστη δυνατή περιεκτικότητα υδρατμών ανά κυβικό μέτρο σε διάφορες θερμοκρασίες.

ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑ ($^\circ C$)	ΚΟΡΕΣΜΕΝΗ ΑΠΟΛΥΤΗ ΥΓΡΑΣΙΑ (gr / m^3)	ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑ ($^\circ C$)	ΚΟΡΕΣΜΕΝΗ ΑΠΟΛΥΤΗ ΥΓΡΑΣΙΑ (gr / m^3)
-40	0.120	0	4.847
-35	0.205	5	6.797
-30	0.342	10	9.401
-25	0.559	15	12.832
-20	0.894	20	17.300
-15	1.403	25	23.049
-10	2.158	30	30.371
-5	3.261	35	39.599
		40	51.117

Τιμές της απόλυτης υγρασίας κόρου δίνονται στον Πίνακα 3.1. Οι τιμές αυτές αντιπροσωπεύουν την μέγιστη δυνατή ποσότητα υδρατμών που μπορεί να

εμπεριέχονται ανά κυβικό μέτρο και εξαρτάται μόνο από τη θερμοκρασία, επειδή, όπως γνωρίζουμε, η τάση κόρου εξαρτάται μόνο από τη θερμοκρασία.

3.6.2 Ειδική υγρασία

Η *ειδική υγρασία* ορίζεται ως ο λόγος της μάζας των υδρατμών m_v που εμπεριέχονται ανά μονάδα μάζας υγρού ατμοσφαιρικού αέρα m_a . Η ειδική υγρασία εκφράζεται σε γραμμάρια ύδατος ανά χιλιόγραμμο υγρού ατμοσφαιρικού αέρα. Συμβολίζοντας την ειδική υγρασία με α , και αφού υδρατμοί και ξηρός αέρας καταλαμβάνουν τον ίδιο όγκο, γράφουμε

$$\alpha = \frac{m_v}{m_a} = \frac{m_v}{m_\xi + m_v} = \frac{(m_v/V)}{(m_\xi/V) + (m_v/V)} = \frac{\rho_v}{\rho_\xi + \rho_v}. \quad (3.52)$$

Για να εκφράσουμε την ειδική υγρασία α μέσω των εύκολα μετρήσιμων πιέσεων e και $p = e + p_\xi$ χρησιμοποιούμε την καταστατική εξίσωση, παίρνοντας

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{\rho_v}{\rho_\xi + \rho_v} = \frac{\left(\frac{e}{R_v T}\right)}{\left(\frac{p_\xi}{R_\xi T} + \frac{e}{R_v T}\right)} = \frac{\left(\frac{\mu_v e}{R^* T}\right)}{\left(\frac{\mu_\xi p_\xi}{R^* T} + \frac{\mu_v e}{R^* T}\right)} = \frac{\mu_v}{\mu_\xi} \frac{e}{p_\xi + (\mu_v/\mu_\xi)e} = \\ &= \varepsilon \frac{e}{p - (1 - \mu_v/\mu_\xi)e} = 0.622 \frac{e}{p - 0.378e} \end{aligned} \quad (3.53)$$

Για συνήθεις τάσεις υδρατμών $e \ll p$ και συνεπώς χωρίς σημαντικό σφάλμα

$$\alpha = 0.622 \frac{e}{p}, \quad (3.54)$$

και για συνθήκες κόρου,

$$\alpha_s = 0.622 \frac{e_s}{p - 0.378e_s}. \quad (3.55)$$

Συγκρίνοντας την (3.51) με την (3.55) βλέπουμε ότι η ειδοποιός διαφορά μεταξύ απόλυτης υγρασίας κόρου και ειδικής υγρασίας κόρου είναι ότι η πρώτη είναι συνάρτηση μόνο της θερμοκρασίας ενώ η δεύτερη εξαρτάται από τη θερμοκρασία και την πίεση. Τούτο προέρχεται από το γεγονός ότι για μία δοσμένη σταθερή μάζα αέρα, έστω ενός χιλιόγραμμου, μεταβαλλόμενης της πίεσης μεταβάλλεται και ο όγκος, και συνεπώς, και η ποσότητα υδρατμών που απαιτείται για να επέλθει κόρος. Τιμές της (3.55) στο εύρος των πιέσεων και θερμοκρασιών που συναντώνται στην κατώτερη τροπόσφαιρα δίνονται στον Πίνακα 3.3. Γραφική απεικόνιση της κορεσμένης ειδικής υγρασίας α_s με την πίεση σε λογαριθμική κλίμακα και τη θερμοκρασία σε γραμμική δίνει μια οικογένεια από περίπου ευθείες γραμμές.

Πίνακας 3.3 Ειδική υγρασία κόρου (g/kg). (Ποσότητα υδρατμών που απαιτούνται για τον κορεσμό ενός χιλιόγραμμου υγρού αέρα, σε διάφορες πιέσεις και θερμοκρασίες.)

ΠΙΕΣΗ (ΜΒ)	1000	900	800	700	600	500	400
ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑ (C)							
-40	0.118	0.131	0.147	0.168	0.196	0.235	0.294
-35	0.195	0.217	0.244	0.279	0.326	0.391	0.488
-30	0.317	0.353	0.397	0.453	0.529	0.635	0.793
-25	0.503	0.559	0.629	0.719	0.839	1.007	1.259
-20	0.784	0.871	0.980	1.120	1.307	1.569	1.962
-15	1.20	1.33	1.49	1.71	1.99	2.39	2.99
-10	1.79	1.99	2.23	2.55	2.98	3.58	4.48
-5	2.63	2.92	3.29	3.76	4.39	5.27	6.59
0	3.80	4.23	4.76	5.44	6.35	7.62	9.54
5	5.44	6.05	6.81	7.79	9.09	10.92	13.67
10	7.67	8.53	9.60	11.0	12.8	15.4	
15	10.7	11.9	13.4	15.3	17.9		
20	14.7	16.3	18.4	21.1			
25	20.0	22.2	25.0				
30	26.9	29.9	33.7				
35	35.8	39.8					
40	47.3						

3.6.3 Αναλογία μίγματος

Η αναλογία μίγματος ορίζεται ως ο λόγος της μάζας των υδρατμών που εμπεριέχονται σε ένα δείγμα υγρού αέρα προς τη μάζα του ξηρού αέρα που εμπεριέχεται στο δείγμα. Η αναλογία μίγματος συνεπώς διαφέρει από την ειδική υγρασία κατά το ότι η μάζα των υδρατμών συγκρίνεται με τη μάζα του ξηρού αέρα του δείγματος και όχι με τη συνολική μάζα του δείγματος. Συμβολίζοντας την αναλογία μίγματος με w και σημειώνοντας ότι υδρατμοί και ξηρός αέρας καταλαμβάνουν ταυτόχρονα τον αυτό όγκο γράφουμε

$$w = \frac{\rho_v}{\rho_\xi}, \quad (3.56)$$

ή, χρησιμοποιώντας τις καταστατικές εξισώσεις (3.7) και το νόμο του Dalton (3.8),

$$w = \frac{\mu_v}{\mu_\xi} \frac{e}{p - e} = 0.622 \frac{e}{p - e}. \quad (3.57)$$

Από τον ορισμό της ειδικής υγρασίας (3.52) βλέπουμε ότι η αναλογία μίγματος w και η ειδική υγρασία σχετίζονται ως

$$\alpha = \frac{\rho_v}{\rho_\xi + \rho_v} = \frac{(\rho_v/\rho_\xi)}{1 + (\rho_v/\rho_\xi)} = \frac{w}{1 + w} \approx w, \quad (3.58)$$

όπου η προσέγγιση $\alpha \approx w$ οφείλεται στο γεγονός ότι στην ατμόσφαιρα το w σπανίως υπερβαίνει το 0.02. Συνεπώς, με ακρίβεια καλύτερη του 2% μπορούμε να παίρνουμε $\alpha = w$.

3.6.4 Σχετική υγρασία

Η σχετική υγρασία ορίζεται ως ο λόγος της αναλογίας μίγματος ενός δείγματος αέρα προς την αναλογία μίγματος κόρου υπό την αυτή θερμοκρασία και πίεση. Η σχετική υγρασία εκφράζεται επί της εκατό και γράφεται

$$h = 100 \times \frac{w}{w_s}, \quad (3.59)$$

ή, χρησιμοποιώντας την καταστατική εξίσωση

$$h = 100 \times \frac{\rho_v}{\rho_{vs}} = 100 \times \frac{e}{e_s}. \quad (3.60)$$

3.6.5 Γραμμομοριακό κλάσμα

Το γραμμομοριακό κλάσμα, N_v , ορίζεται ως ο λόγος της μάζας των υδρατμών σε γραμμομόρια προς την ολική μάζα του μίγματος σε γραμμομόρια,

$$N_v = \frac{(m_v/\mu_v)}{(m_g/\mu_g) + (m_v/\mu_v)} = \frac{e}{p}. \quad (3.61)$$

Το γραμμομοριακό κλάσμα χρησιμοποιείται στο πρώτο θερμοδυναμικό αξίωμα όταν αυτό εφαρμόζεται στα νέφη, για να λαμβάνεται υπόψη η έκλυση θερμότητας κατά τη συμπύκνωση υδρατμών σε σταγονίδια, ή η απορρόφηση θερμότητας, κατά την εξάτμιση των σταγονιδίων. Όταν το πρώτο θερμοδυναμικό αξίωμα (3.29α,β) εφαρμόζεται στα νέφη, προσθέτουμε και τον όρο $L_v dN_v$, ο οποίος αντιπροσωπεύει τη λανθάνουσα θερμότητα που εκλύεται κατά τη συμπύκνωση υδρατμών σε σταγονίδια, ή απορροφάται κατά την εξάτμιση σταγονιδίων. Συνεπώς,

$$dq = c_v dT + L_v dN_v + p dv \quad \alpha) \quad (3.62)$$

$$dq = c_p dT + L_v dN_v - v dp \quad \beta)$$

Σημειώστε ότι ο όρος $L_v dN_v$ είναι θετικός κατά την εξάτμιση (απορρόφηση θερμότητας και αύξηση του γραμμομοριακού κλάσματος, $dN_v > 0$) και αρνητικός κατά την συμπύκνωση (έκλυση θερμότητας και ελάττωση του γραμμομοριακού κλάσματος, $dN_v < 0$). Από την (3.61) έχουμε

$$dN_v = \frac{de}{p} - \frac{e}{p^2} dp. \quad (3.63)$$

Από τον ορισμό του γραμμομοριακού κλάσματος (3.61), είναι προφανές ότι σε ένα απομονωμένο σύστημα (νέφος) το e αντιπροσωπεύει συνθήκες κόρου, $e = e_s$, και το N_v μπορεί να μεταβληθεί μόνο όταν η ποσότητα των υδρατμών αυξάνει, ή ελαττώνεται, σε βάρος του υπάρχοντος ύδατος στην υγρή φάση, και αντιστρόφως.

Αφού $e = e_s$, μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε την εξίσωση Clausius-Clapeyron (3.45) για να απαλείψουμε το διαφορικό de σε προτίμηση του dT , παίρνοντας

$$dN_v = \frac{L_v e_s}{R_v T^2 p} dT - \frac{e_s}{p^2} dp. \quad (3.64)$$

Αυτή την εξίσωση θα τη χρησιμοποιήσουμε στά επόμενα κεφάλαια.

3.7 Αέριες μάζες και θερμοδυναμικές διαδικασίες στην τροπόσφαιρα

Στα ακόλουθα θα μελετήσουμε μερικές θερμοδυναμικές διαδικασίες που λαβαίνουν χώρα στην τροπόσφαιρα. Μερικές απ' αυτές οδηγούν στη εμφάνιση γνωστών μετεωρολογικών φαινομένων, άλλες δεν συνοδεύονται από ορατά μετεωρολογικά φαινόμενα.

Όπως είδαμε στην *Παράγραφο 3.5*, η ύπαρξη ύδατος στην επιφάνεια της γης συνεπάγεται την παρουσία του και στην ατμόσφαιρα. Η παρουσία ύδατος στην ατμόσφαιρα είναι είτε ορατή, στην υγρή ή στη στερεά φάση, στα νέφη, είτε αόρατη, στην αέρια φάση. Τα όρια διακύμανσης και η μεταβλητότητα της θερμοκρασίας και της τάσης των υδρατμών στην επιφάνεια της γης και στην ατμόσφαιρα, είναι τέτοια που το νερό βρίσκεται σε αέναη μεταβολή φάσεων. Είδαμε ότι οποιαδήποτε μεταβολή φάσεως συνοδεύεται είτε από απορρόφηση είτε από έκλυση θερμότητας.

Η λανθάνουσα θερμότητα χρησιμοποιείται για τη μετάβαση του υλικού από μία ενεργειακή κατάσταση σε άλλη και συνεπώς αντιπροσωπεύει την ενεργειακή διαφορά μεταξύ των εν λόγω καταστάσεων. Για την εξάτμιση ενός γραμμαρίου ύδατος απαιτούνται περίπου 600 θερμίδες (βλέπε *Παράγραφο 3.5*), ενώ για την εξάχνωση (την απευθείας μετάβαση από τη στερεά στην αέρια φάση) απαιτούνται 680 θερμίδες. Η διαφορά των 80 θερμίδων είναι η λανθάνουσα θερμότητα τήξεως (η θερμότητα που απαιτείται για να λειώσει ένα γραμμάριο πάγου). Οι αντίστροφες αλλαγές φάσεως συνοδεύονται από την έκλυση των ιδίων ακριβώς ποσοτήτων θερμότητας.

Μέσω των αλλαγών φάσεως του ύδατος στην επιφάνεια της γης και στην ατμόσφαιρα, τεράστιες ποσότητες θερμότητας ανταλλάσσονται μεταξύ της επιφάνειας της γης και της ατμόσφαιρας. Η διαδικασία εξάτμισης ύδατος στην επιφάνεια της γης \Rightarrow μεταφορά υδρατμών στην τροπόσφαιρα \Rightarrow συμπύκνωση υδρατμών στην τροπόσφαιρα \Rightarrow επιστροφή ύδατος στην επιφάνεια, ονομάζεται *ατμοσφαιρικός υδρολογικός κύκλος* και αποτελεί ένα σημαντικό μηχανισμό μεταφοράς ενέργειας από την επιφάνεια της γης στην ατμόσφαιρα και σε μεγάλο βαθμό καθορίζει τη δομή της τροπόσφαιρας. Για να κατανοήσουμε τη συμβολή του υδρολογικού κύκλου στη μεταφορά ενέργειας από την επιφάνεια της γης στην ατμόσφαιρα, αρκεί να αναφερθεί ότι το 25% από την ηλιακή ενέργεια που απορροφάται στην επιφάνεια της γης μεταφέρεται στην τροπόσφαιρα μέσω του υδρολογικού κύκλου. Σε απόλυτη τιμή αντιστοιχεί σε 80 W/m². Ο υδρολογικός κύκλος αποτελεί την ενεργοποιό δύναμη της τροπόσφαιρας και του συνόλου των μετεωρολογικών φαινομένων που σχετίζονται με την παρουσία και τις μεταβολές φάσεως του ύδατος στην τροπόσφαιρα που είναι το αντικείμενο της μετεωρολογίας. Για την ανάλυση των μετεωρολογικών αυτών φαινομένων πρέπει να διευκρινίσουμε περαιτέρω την έννοια της αέριας μάζας (του ατμοσφαιρικού θερμοδυναμικού συστήματος) και διάφορες άλλες απαραίτητες έννοιες και ποσότητες.

Στην εισαγωγική παράγραφο του παρόντος κεφαλαίου ορίσαμε την αέρια μάζα σαν ένα μίγμα δύο ιδανικών αερίων (ξηρού ατμοσφαιρικού αέρα και υδρατμών) με καταστατικές εξισώσεις την (3.3) και την (3.4), αντίστοιχα, το οποίο υπακούει στο νόμο του Dalton (3.8). Εδώ θα προσδιορίσουμε περαιτέρω την έννοια της αέριας μάζας διευκρινίζοντας τις υποθέσεις που ισχύουν σχετικά με τις κινήσεις αερίων μαζών στην ατμόσφαιρα.

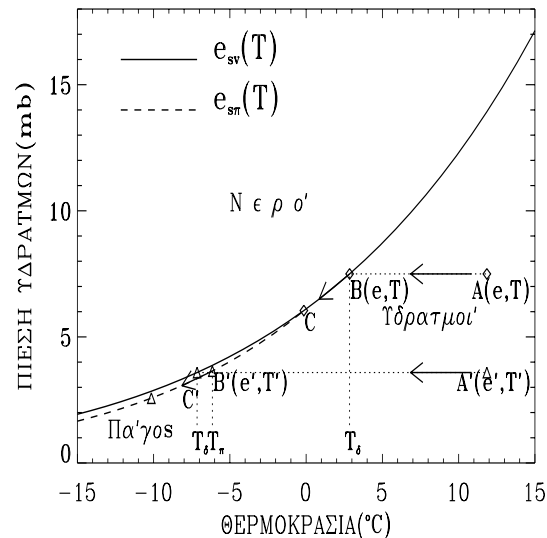
Μία αέρια μάζα καθορίζεται από την αρχική της σύσταση, μάζα, πίεση και θερμοκρασία. Ο χρόνος που απαιτείται για την ανάμιξη της αέριας μάζας με τον αέρα του περιβάλλοντός της, ή για σημαντική ανταλλαγή μάζας, θερμότητας, ορμής, ή άλλων φυσικών μεγεθών μεταξύ της αέριας μάζας και του περιβάλλοντός της είναι μεγάλος, σε σύγκριση με το χρόνο που απαιτείται για σημαντικές μετατοπίσεις της στην ατμόσφαιρα. Συνεπώς, σε πρώτη προσέγγιση, οι αέριες μάζες διατηρούν την ταυτότητά τους και οι κινήσεις τους λαβαίνουν χώρα αδιαβατικά. Δηλαδή, χωρίς την ανταλλαγή θερμότητας μεταξύ της υπό μελέτη αέριας μάζας και του περιβάλλοντός της. Ιδιαίτερου ενδιαφέροντος είναι οι κατακόρυφες κινήσεις.

Αφού η ατμοσφαιρική πίεση ελαττώνεται εκθετικά με το ύψος, κατακόρυφες κινήσεις των αερίων μαζών συνεπάγονται μεταβολές της πίεσης τους. Όμως ο χρόνος που απαιτείται για να προσαρμοστεί η πίεση στο εσωτερικό μίας αέριας μάζας σ' αυτή του περιβάλλοντός της είναι τάξης ίσης με το χρόνο που απαιτείται για να διατρέξει ο ήχος απόσταση ίση με το χαρακτηριστικό μήκος της μάζας. Ο χρόνος αυτός είναι κατά πολύ μικρότερος από το χρόνο που απαιτείται για να διανύσει η αέρια μάζα κατακόρυφη απόσταση ίση με το χαρακτηριστικό μήκος της. Συνεπώς, σε κατακόρυφες κινήσεις αερίων μαζών η πίεση στο εσωτερικό της αέριας μάζας είναι ίση με την πίεση του περιβάλλοντός της. Στις συνθήκες πίεσης και θερμοκρασίας που συναντώνται στην τροπόσφαιρα, ένα μίγμα ξηρού ατμοσφαιρικού αέρα και *ακόρεστων υδρατμών* συμπεριφέρεται σαν ένα μίγμα δύο ιδανικών αερίων. Το εξιδανικευμένο αυτό μοντέλο μίας αέριας μάζας και των κινήσεών της στην ατμόσφαιρα είναι ιδιαίτερα χρήσιμο στην κατανόηση των φυσικών διεργασιών και των φαινομένων που σχετίζονται με κινήσεις αερίων μαζών στην ατμόσφαιρα. Τέλος στην περίπτωση των νεφών, όπου έχομε συνύπαρξη *κορεσμένων υδρατμών*, σταγονιδίων ύδατος και κρυσταλλιδίων πάγου, οποιαδήποτε διαταραχή του συστήματος συνεπάγεται την αλλαγή φάσεων και την έκλυση ή την απορρόφηση λανθάνουσας θερμότητας.

3.7.1 Ισοβαρής ψύξη. Σχηματισμός δρόσου, πάχνης και ομίχλης

Με τον όρο ισοβαρής ψύξη αναφερόμαστε στην ψύξη ατμοσφαιρικού αέρα που λαβαίνει χώρα σε κάποιο σταθερό υψομετρικό επίπεδο, συνήθως πλησίον του εδάφους όπου οι μεταβολές της πίεσης είναι αμελητέες, δηλαδή, τέτοιες που η πίεση να μπορεί να θεωρηθεί σταθερή.

Ο σχηματισμός δρόσου, ή πάχνης, επί του εδάφους ή άλλων επιφανειών, οφείλεται στη συμπίκνωση υδρατμών στην υγρή ή στην στερεά φάση, αντίστοιχα. Όταν υγρός ατμοσφαιρικός αέρας πλησίον του εδάφους ψυχθεί, λόγω ακτινοβολίας, κατά τη διάρκεια της νύχτας, σε θερμοκρασίες μικρότερες από τη θερμοκρασία κόρου, οι υδρατμοί συμπακνώνονται επί πυρήνων συμπίκνωσης που βρίσκονται στο έδαφος, στη χλόη, στα φύλλα ή πάνω σε άλλες επιφάνειες πλησίον του εδάφους, με αποτέλεσμα το σχηματισμό δρόσου ή πάχνης. Το τελικό αποτέλεσμα εξαρτάται από την αρχική τάση των υδρατμών στον ατμοσφαιρικό αέρα και την αρχική θερμοκρασία. Η διεργασία σχηματισμού δρόσου ή πάχνης διευκρινίζεται στο Σχήμα 3.8. Ένα σχετικά λεπτό στρώμα αέρα πλησίον του εδάφους ψύχεται υπό σταθερή πίεση p . Σταθερή επίσης μπορεί να θεωρηθεί και η τάση των υδρατμών πριν κορεσθούν.



Σχήμα 3.8 Ισοβαρής ψύξη, σχηματισμός δρόσου και πάχνης.

Αν η αρχική θερμοκρασία του στρώματος είναι T και τάση των υδρατμών e , η αρχική κατάσταση του θερμοδυναμικού αυτού συστήματος στο Σχήμα 3.8 αντιστοιχεί στο σημείο $A(e, T)$. Κατά την ψύξη η κατάσταση του συστήματος ακολουθεί την πορεία AB . Η θερμοκρασία που αντιστοιχεί στο σημείο B ονομάζεται *θερμοκρασία, ή σημείο, δρόσου*. Στο σημείο αυτό οι υδρατμοί έχουν τάση ίση με την τάση κορεσμένων υδρατμών υπεράνω ύδατος, e_{sv} . Συνεπώς, περαιτέρω ψύξη οδηγεί σε συμπίκνωση των υδρατμών επί πυρήνων συμπίκνωσης που βρίσκονται πάνω στις διάφορες επιφάνειες πλησίον του εδάφους και στο σχηματισμό δρόσου. Σε αυτή τη διαδικασία η κατάσταση του συστήματος ακολουθεί την πορεία BC . Αν το σύστημα ψυχθεί σε θερμοκρασίες μικρότερες του $0\text{ }^\circ\text{C}$, οι σταγόνες της δρόσου που έχουν σχηματιστεί στις διάφορες επιφάνειες παγώνουν σε σφαιρίδια και κρυστάλλους σχηματίζοντας *δροσόπαγο*.

Αν όμως η αρχική θερμοκρασία και τάση των υδρατμών του στρώματος είναι T' και e' , η αρχική κατάσταση του θερμοδυναμικού αυτού συστήματος στο Σχήμα 3.8 αντιστοιχεί στο σημείο $A'(e', T')$. Κατά την ψύξη η κατάσταση του συστήματος ακολουθεί την πορεία $A'B'$. Στο σημείο B' οι υδρατμοί στο σύστημα έχουν τάση ίση με την τάση κορεσμένων υδρατμών υπεράνω πάγου, e_{sn} . Η θερμοκρασία στο σημείο αυτό ονομάζεται *θερμοκρασία, ή σημείο, πάχνης*, T_{π} . Περαιτέρω ψύξη του συστήματος οδηγεί σε εναπόθεση μορίων υδρατμών επί πυρήνων κρυστάλλωσης και το σχηματισμό λευκής πάχνης. Σ' αυτή τη διαδικασία η κατάσταση του συστήματος ακολουθεί την πορεία $B'C'$. Όπως βλέπουμε η ειδοποιός διαφορά στο σχηματισμό δρόσου, δροσόπαγου, ή πάχνης είναι η αρχική τάση των υδρατμών και η τελική θερμοκρασία.

Αν τώρα το εύρος του ατμοσφαιρικού στρώματος που ψύχεται κάτω του σημείου δρόσου είναι σχετικά μεγάλο, έτσι ώστε να μην είναι δυνατό σε όλα τα μέρη των υδρατμών του στρώματος να έρθουν σε επαφή με διάφορες επιφάνειες επί

του εδάφους, η συμπύκνωση λαβαίνει χώρα επί αιωρούμενων πυρήνων συμπύκνωσης, με αποτέλεσμα το σχηματισμό *ομίχλης*. Αν η ψύξη οφείλεται σε απώλεια ενέργειας λόγω ακτινοβολίας (π.χ. στη διάρκεια μιας αίθριας νύχτας) τότε λέμε ότι έχουμε *ομίχλη ακτινοβολίας*. Ένα ατμοσφαιρικό στρώμα μπορεί όμως να ψυχθεί και μέσω μεταφοράς, όπως όταν σχετικά θερμές και υγρές αέριες μάζες μεταφέρονται από ανέμους πάνω από εκτεταμένες παγωμένες επιφάνειες. Τότε έχουμε το σχηματισμό *ομίχλης μεταφοράς*, που συνήθως συναντάται στα μεγάλα γεωγραφικά πλάτη.

Σε όλες αυτές τις περιπτώσεις η ψύξη είναι πρακτικά ισοβαρής, γιατί οι μεταβολές της πίεσης πλησίον του εδάφους είναι σχετικά μικρές και μπορεί να αγνοηθούν. Σε μετρήσεις της θερμοκρασίας πλησίον του εδάφους κατά τη διάρκεια αίθριων νυκτών τις πρώτες πρωινές ώρες, πριν από την έναρξη της συμπύκνωσης, παρατηρείται σχετικά γρήγορη πτώση της θερμοκρασίας. Με την έναρξη της συμπύκνωσης, που αρχίζει να εκλύεται η λανθάνουσα θερμότητα, ο ρυθμός ψύξης ελαττώνεται. Η εμπλεκόμενη ενέργεια σε τέτοιες διαδικασίες μπορεί εύκολα να υπολογιστεί με τη βοήθεια της (3.62β). Κατά την πορεία *AB* οι θερμικές απώλειες, ανά μονάδα μάζας του συστήματος, λόγω ψύξης είναι

$$\Delta q = c_p \Delta T. \quad (3.65)$$

Κατά την πορεία *BC* έχουμε

$$\Delta q = c_p \Delta T + L_v \Delta N_v = \left(c_p + \frac{L_v^2 e}{R_v p T^2} \right) \Delta T, \quad (3.66)$$

όπου, στις (3.62β) και (3.64), χρησιμοποιήσαμε το γεγονός ότι η ψύξη είναι ισοβαρής, $dp = 0$ και ότι είσης $\Delta N_v < 0$. Από αυτές τις σχέσεις βλέπουμε ότι με την εκτίμηση των απωλειών θερμότητας μέσω ακτινοβολίας μπορούμε να υπολογίσουμε την πτώση της θερμοκρασίας πριν την έναρξη της συμπύκνωσης χρησιμοποιώντας την πρώτη από τις άνω σχέσεις και τη δεύτερη για τον υπολογισμό της περαιτέρω πτώσης μετά την έναρξη της συμπύκνωσης.

3.7.2 Ισοβαρής μίξη

Θεωρούμε δύο υγρές αέριες μάζες στην αυτή πίεση p . Η πρώτη έχει μάζα M_1 , θερμοκρασία T_1 , μερική πίεση υδρατμών e_1 και αναλογία μίγματος W_1 , και η δεύτερη M_2 , T_2 , e_2 , W_2 , αντίστοιχα. Οι δύο αυτές αέριες μάζες αναμιγνύονται πλήρως, υπό την αυτή σταθερή πίεση, p . Υποθέτουμε ότι κατά την ανάμιξη οι δύο αέριες μάζες ανταλλάσσουν μάζα και θερμότητα μεταξύ τους αλλά όχι και με το περιβάλλον τους. Συνεπώς, αν T είναι η θερμοκρασία του προκύπτοντος μίγματος, έχουμε

$$dQ = 0 = M_1 c_{p_1} (T_1 - T) - M_2 c_{p_2} (T_2 - T). \quad (3.67)$$

Υποθέτοντας ότι $c_{p_1} = c_{p_2}$, παίρνουμε

$$T = \frac{M_1}{M_1 + M_2} T_1 + \frac{M_2}{M_1 + M_2} T_2. \quad (3.68)$$

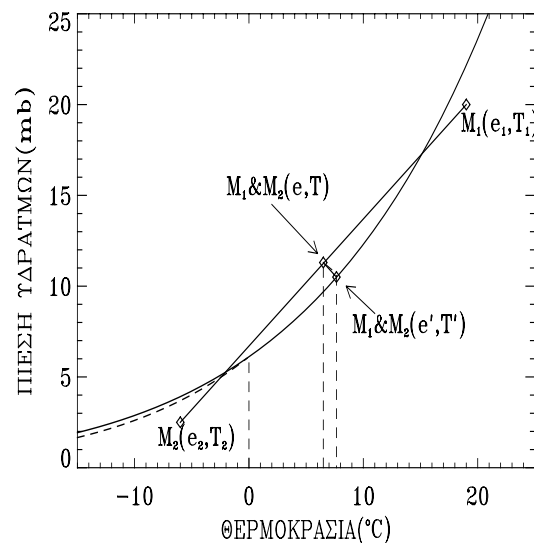
Η (3.68) δείχνει ότι η θερμοκρασία του δείγματος που προέκυψε είναι η ζυγισμένη μέση τιμή των θερμοκρασιών των αρχικών δειγμάτων. Έτσι υποθέτουμε ότι, σε πρώτη προσέγγιση, και η αναλογία μίγματος και η μερική πίεση των υδρατμών του δείγματος που προέκυψε είναι

$$W = \frac{M_1}{M_1 + M_2} W_1 + \frac{M_2}{M_1 + M_2} W_2, \quad (3.69)$$

$$e = \frac{M_1}{M_1 + M_2} e_1 + \frac{M_2}{M_1 + M_2} e_2. \quad (3.70)$$

Αυτή η διεργασία μίξης περιγράφεται μέσω του υδρομετρικού διαγράμματος, το οποίο, όπως φαίνεται στο Σχήμα 3.9, είναι ένα διάγραμμα τάσης υδρατμών-θερμοκρασίας. Στο υδρομετρικό διάγραμμα οι θερμοδυναμικές καταστάσεις των αρχικών δειγμάτων δίνονται από τα σημεία (e_1, T_1) και (e_2, T_2) . Από τις εξισώσεις (3.68) και (3.70) βλέπουμε ότι η θερμοδυναμική κατάσταση του προκύπτοντος δείγματος (e, T) είναι επί της ευθείας που ενώνει τα αρχικά σημεία e_1, T_1 και e_2, T_2 , ενώ η θέση του επ' αυτής εξαρτάται από το λόγο M_1/M_2 . Αυτό μπορεί ναδειχθεί μέσω χρήσης ομοίων ορθογωνίων τριγώνων μέσω των οποίων επαληθεύονται οι (3.68) και (3.70). Η συνεχής καμπύλη αντιπροσωπεύει την τάση κόρου, e_{sv} , η οποία εξαρτάται μόνο από τη θερμοκρασία.

Όταν αέριες μάζες αναμιχθούν κάτω από αυτές τις συνθήκες υπάρχει η δυνατότητα το μίγμα που προκύπτει να είναι υπερκορεσμένο, οπότε ακολουθεί συμπύκνωση και σχηματισμός νέφους. Στην περίπτωση αυτή η ευθεία $(e_1, T_1 : e_2, T_2)$ τέμνει την καμπύλη e_{sv} και η κατάσταση του μίγματος (e, T) κείται αριστερά της καμπύλης e_{sv} . Αφού όλα τα σημεία (e, T) αριστερά της καμπύλης e_{sv} αντιστοιχούν σε καταστάσεις υπερκορεσμού οι οποίες, όταν συνυπάρχουν με πυρήνες συμπύκνωσης είτε υδροσταγόνες είναι ασταθείς (βλέπε Κεφ. 4), οι υδρατμοί θα συμπυκνωθούν και η θερμοδυναμική κατάσταση του μίγματος θα κινηθεί προς την καμπύλη e_{sv} , όπου και θα ισορροπήσει. Επειδή κατά την συμπύκνωση εκλύεται λανθάνουσα θερμότητα, η τελική θερμοκρασία ισορροπίας του μίγματος T' είναι μεγαλύτερη της αρχικής T . Βεβαίως, κατά τη συμπύκνωση ελαττώνονται και αρχική αναλογία μίγματος, W , και η τάση των υδρατμών, e . Η θερμότητα που εκλύεται είναι



Σχήμα 3.9 Ισοβαρής μίξη δύο αερίων μαζών $M_1(e_1, T_1)$ και $M_2(e_2, T_2)$. Το μίγμα παίρνει την τελική κατάσταση $M_1 \& M_2(e', T')$.

$$dq = -L_v dW \approx -L_v \varepsilon \frac{de}{p} = c_p dT \Rightarrow \frac{de}{dT} = -\frac{pc_p}{\varepsilon L_v}. \quad (3.73)$$

Η εξίσωση αυτή δίνει την κλίση (de/dT) που διαγράφει η θερμοδυναμική κατάσταση του μίγματος κατά την ισοβαρή συμπίκνωση από το σημείο (e, T) στο σημείο ισοροπίας (e', T') , επί της καμπύλης e_{sv} .

Στη διαδικασία ισοβαρούς μίξης που περιγράψαμε, οφείλονται φαινόμενα όπως: η συμπίκνωση της εκπνοής των ανθρώπων και ζώων, και η συμπίκνωση των υδρατμών που εμπεριέχονται στα καυσαέρια των κινητήρων των αυτοκινήτων, που παρατηρούνται κατά τη διάρκεια ψυχρών ημερών, η των καυσαερίων αεροπλάνων που πετούν σε μεγάλα ύψη, κλπ. Σε ισοβαρή μίξη επίσης οφείλονται και ομίχλες που παρατηρούνται κατά την ανάμιξη υγρών και ψυχρών αερίων μαζών και είναι γνωστές ως ομίχλες μίξης

3.7.3 Ξηρή αδιαβατική θερμοβαθμίδα

Θεωρούμε μία ξηρή αέρια μάζα που ανέρχεται (ή κατέρχεται) αδιαβατικά στην ατμόσφαιρα. Από την Παράγραφο 3.4 γνωρίζουμε ότι η πίεση και η θερμοκρασία της αέριας αυτής μάζας σχετίζονται μέσω της εξίσωσης του Poisson (3.34). Επίσης γνωρίζουμε ότι αν η αέρια αυτή μάζα μεταφερθεί από την αρχική της θέση στο επίπεδο των 1000mb (στην επιφάνεια της θάλασσας) θα έχει, σύμφωνα με την (3.35), θερμοκρασία ίση με τη δυναμική θερμοκρασία Θ . Ποια θα είναι όμως η θερμοκρασία της σε ένα οποιοδήποτε ύψος, z ; Για να απαντήσουμε αυτό το ερώτημα χρησιμοποιούμε την υδροστατική εξίσωση

$$dp = -g\rho dz = -g(1/\nu)dz$$

στη δεξιά πλευρά της (3.33β) παίρνοντας

$$-\frac{dT}{dz} = \frac{g}{c_p} \equiv \gamma_\xi. \quad (3.73)$$

Η ποσότητα

$$\gamma_\xi \equiv \frac{g}{c_p} = \frac{9.81(m/s^2)}{1005(j/K - kg)} = 9.8(K/km)$$

ονομάζεται *ξηρή αδιαβατική θερμοβαθμίδα* (dry adiabatic lapse rate) και, όπως φαίνεται από την (3.73), δίνει το ρυθμό μεταβολής της θερμοκρασίας μίας αέριας μάζας ελεύθερης υδρατμών που μετατοπίζεται κατά το ύψος αδιαβατικά στην ατμόσφαιρα.

Η ξηρή αδιαβατική θερμοβαθμίδα, γ_ξ , χρησιμοποιείται και στην περίπτωση υγρών αερίων μαζών, όταν η θερμοκρασία τους είναι μεγαλύτερη της θερμοκρασίας δρόσου, $T > T_\delta$. Δηλαδή, σε μη κορεσμένες αέριες μάζες. Βεβαίως η ειδική θερμοχωρητικότητα, c_p , μίας υγρής αέριας μάζας διαφέρει από αυτή μίας ξηρής, αλλά η διαφορά είναι μικρότερη του 1% και στη πράξη αγνοείται. Ολοκληρώνοντας την (3.73) παίρνουμε

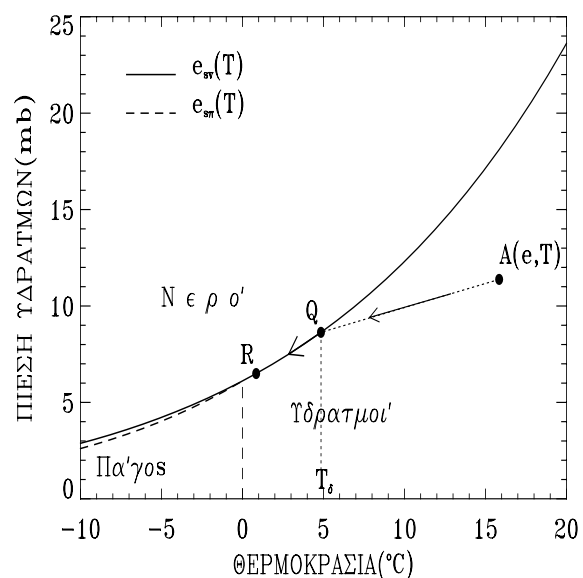
$$T(z) = T_0 - \gamma_\xi z \quad (3.74)$$

για τη μεταβολή της θερμοκρασίας μιας αέριας μάζας που ανέρχεται ή κατέρχεται αδιαβατικά στην ατμόσφαιρα. Η σταθερά ολοκλήρωσης T_0 είναι η θερμοκρασία στο ύψος αναφοράς z_0 , το οποίο στην προκειμένη περίπτωση πήραμε ίσο με μηδέν.

Η ξηρή αδιαβατική θερμοβαθμίδα, γ_ξ , δεν πρέπει να συγχέεται με την ατμοσφαιρική θερμοβαθμίδα (atmospheric lapse rate), $\gamma \equiv -(dT/dz)$ η οποία παίρνει τιμές κατά μέσο όρο μεταξύ 6-7 (K/km). Όμως η ατμοσφαιρική θερμοβαθμίδα, γ , που μετριέται από τόπο σε τόπο, ή από χρόνο σε χρόνο στον αυτό τόπο, μπορεί να διαφέρει σημαντικά από τη μέση τιμή των 6-7 (K/km). Η ατμοσφαιρική θερμοβαθμίδα, γ , μετριέται τακτικά με ραδιοβολίσεις σε μετεωρολογικούς σταθμούς ανά τη γη και χρησιμοποιείται για τον καθορισμό της κατάστασης στατικής ευστάθειας (βλέπε παρακάτω 3.10) της ατμόσφαιρας και στην πρόβλεψη του καιρού.

3.7.4 Κορεσμένη αδιαβατική και ψευδοαδιαβατική διεργασία

Σύμφωνα με τα προηγούμενα, όταν μία υγρή αλλά μη κορεσμένη αέρια μάζα ανυψώνεται αδιαβατικά στην ατμόσφαιρα η θερμοκρασία της ελαττώνεται γραμμικά, με ρυθμό ίσο με την ξηρή αδιαβατική θερμοβαθμίδα, γ_ξ . Από αυτό, και το γεγονός ότι και η τάση κόρου ελαττώνεται εκθετικά με τη θερμοκρασία (3.46), είναι προφανές ότι η ανύψωση αερίων μαζών μπορεί να τις ψύξει επαρκώς ώστε να επέλθει κορεσμός. Το ύψος που επέρχεται ο κόρος είναι γνωστό ως *επίπεδο αδιαβατικής συμπύκνωσης* και εξαρτάται μόνο από την αρχική τάση των υδρατμών και την αρχική θερμοκρασία. Περαιτέρω ανύψωση της αέριας μάζας οδηγεί στη συμπύκνωση των υδρατμών και την έκλυση λανθάνουσας θερμότητας. Αν τα προϊόντα της συμπύκνωσης (νερό ή πάγος) καθώς και η εκλυόμενη λανθάνουσα θερμότητα παραμένουν με την ανερχόμενη αέρια μάζα, η διαδικασία είναι αδιαβατική και αντιστρεπτή. Η διαδικασία αυτή είναι γνωστή ως *κορεσμένη αδιαβατική*. Επίσης είναι λογικό να αναμένουμε ότι, εφόσον η εκλυόμενη λανθάνουσα θερμότητα παραμένει με την ανερχόμενη αέρια μάζα, θα αντισταθμίζει κατά ένα μέρος την ψύξη λόγω της αδιαβατικής εκτόνωσης και, συνεπώς, η θερμοβαθμίδα πάνω από το επίπεδο συμπύκνωσης θα πρέπει να διαφέρει από την ξηρή αδιαβατική θερμοβαθμίδα. Αν τώρα έστω και ένα μικρό μέρος από τα προϊόντα της συμπύκνωσης αποβάλλονται από την αέρια μάζα (π.χ. λόγω βροχόπτωσης), ενώ το μεγαλύτερο μέρος της εκλυόμενης θερμότητας παραμένει, η διαδικασία παύει να είναι αδιαβατική και αντιστρεπτή. Η διαδικασία αυτή ονομάζεται *ψευδοαδιαβατική*.



Σχήμα 3.10 Ψύξη και συμπύκνωση λόγω αδιαβατικής εκτόνωσης.

Στην ψευδοαδιαβατική διαδικασία το ποσόν της θερμότητας που αποβάλλεται με τα προϊόντα της συμπύκνωσης, σε σύγκριση με τη θερμότητα που παραμένει, είναι συνήθως μικρό και συνεπώς η κορεσμένη αδιαβατική θερμοβαθμίδα είναι ουσιαστικά ίδια με την ψευδοαδιαβατική. Η αδιαβατική καθώς και η κορεσμένη αδιαβατική διεργασία διευκρινίζονται στο Σχήμα 3.10. Αρχικά η αέρια μάζα είναι στην κατάσταση $A(e, T)$. Κατά την αδιαβατική ανύψωσή της ακολουθεί την πορεία AQ , με θερμοβαθμίδα γ_ξ . Στο σημείο Q επέρχεται κορεσμός. Η θέση του Q εξαρτάται από την αρχική κατάσταση $A(e, T)$. Περαιτέρω ανύψωση της αέριας μάζας οδηγεί σε συμπύκνωση των υδρατμών, σε νεφοσταγόνες ή παγοκρυσταλλίδια, την έκλυση λανθάνουσας θερμότητας και κατά συνέπεια στην ελάττωση του ρυθμού ψύξης. Η διαδικασία αυτή μπορεί να είναι είτε κορεσμένη αδιαβατική ή ψευδοαδιαβατική.

Στο θερμοδυναμικό διάγραμμα (Σχήμα 3.10) η κατάσταση της αέριας μάζας ακολουθεί την πορεία QR κατά μήκος της καμπύλης $e_{sv}(T)$. Η σχέση πίεσης θερμοκρασίας κατά τη διαδρομή QR βρίσκεται θέτοντας στην (3.62β) το $dq = 0$, χρησιμοποιώντας την καταστατική εξίσωση (3.11), και την (3.64) να απαλείψουμε το dN_v , παίρνουμε τη διαφορική εξίσωση (λαμβάνοντας κατά προσέγγιση $T_v \sim T$)

$$\left\{ c_p + \frac{L_v e_s}{R_v p T^2} \right\} \frac{dT}{T} - \left\{ \frac{L e_s}{T p} + R_\xi \right\} \frac{dp}{p} = 0 \quad (3.75)$$

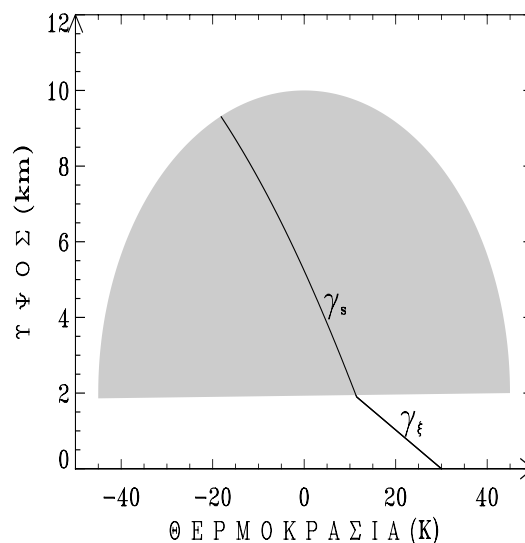
η οποία μπορεί να ολοκληρωθεί αριθμητικά.

Η κορεσμένη αδιαβατική θερμοβαθμίδα βρίσκεται παίρνοντας $dq = 0$ στην (3.62β) και χρησιμοποιώντας την υδροστατική εξίσωση να απαλείψουμε τον όρο $-v dp = g dz$, οπότε παίρνουμε:

$$-\frac{dT}{dz} = \gamma_s = \frac{\gamma_\xi}{\left(1 + \frac{L_v}{c_p} \frac{dN_v}{dT} \right)}. \quad (3.76)$$

Λίγη σκέψη δείχνει ότι σε ένα νέφος (θερμοδυναμικό σύστημα που περιλαμβάνει ξηρό αέρα, κορεσμένους υδρατμούς και νεφοσταγόνες) ισχύει ότι

$(dN_v/dT) > 0$, καθόσον όταν ελαττώνεται η θερμοκρασία ελαττώνεται και η τάση των υδρατμών (συμπυκνώνονται οι υδρατμοί σε νεφοσταγόνες και αυξάνει η υγρή σε βάρος της αέριας φάσης), ενώ όταν αυξάνει η θερμοκρασία αυξάνει και η τάση των υδρατμών (εξατμίζονται οι νεφοσταγόνες και αυξάνει η αέρια σε βάρος της υγρής φάσης). Συνεπώς, η κορεσμένη αδιαβατική, ή ψευδοαδιαβατική, θερμοβαθμίδα είναι πάντα μικρότερη από την ξηρή αδιαβατική θερμοβαθμίδα, $\gamma_s < \gamma_\xi$. Το γ_s παίρνει τιμές μεταξύ $4(K/km)$ πλησίον του εδάφους, όπου συναντώνται θερμές και υγρές



Σχήμα 3.11 Αδιαβατική ανύψωση, εκτόνωση, ψύξη και σχηματισμός νέφους

κορεσμένες μάζες και ο όρος $(L_v/c_p)(dN_v/dT)$ είναι σημαντικός, έως 6 - 7 (K/km), πλησίον της τροπόπαυσης, όπου οι περισσότεροι υδρατμοί έχουν πλέον συμπυκνωθεί και οι αέριες μάζες είναι ψυχρές και ξηρές και ο όρος $(L_v/c_p)(dN_v/dT)$ τείνει στο μηδέν. Η διαδικασία αδιαβατικής ανύψωσης, ψύξης και συμπύκνωσης και οι θερμοβαθμίδες γ_ξ και γ_s δίδονται παραστατικά στο Σχήμα 3.11.

3.9 Μετεωρολογικοί θερμοδυναμικοί χάρτες η διαγράμματα

Οι μετεωρολογικοί θερμοδυναμικοί χάρτες αποτελούνται από οικογένειες καμπυλών, όπως: ισόθερμες, ισοβαρείς, ξηρές και κορεσμένες αδιαβατικές, κορεσμένες ισουγρές, κλπ, για μερικές από τις οποίες παραθέσαμε εξισώσεις στις προηγούμενες παραγράφους. Οι χάρτες αυτοί χρησιμοποιούνται για την απεικόνιση της θερμοδυναμικής κατάστασης κάποιας ατμοσφαιρικής περιοχής κάποια συγκεκριμένη χρονική στιγμή και για την παρακολούθηση της θερμοδυναμικής κατάστασης αερίων μαζών κατά τις κινήσεις τους στην ατμόσφαιρα. Τα δεδομένα: παρατηρήσεις της πίεσης, της θερμοκρασίας, της σχετικής υγρασίας και άλλων μετεωρολογικών παραμέτρων, σε διάφορα ύψη, πάνω από κάποιον τόπο κάποια χρονική στιγμή, προέρχονται από ραδιοβολήσεις που γίνονται από διάφορους μετεωρολογικούς σταθμούς. Τα δεδομένα εισάγονται σε μετεωρολογικούς χάρτες και διαδοχικά σημεία ενώνονται με συνεχείς γραμμές. Έτσι προκύπτει η επικρατούσα κατάσταση της υπό μελέτη ατμοσφαιρικής περιοχής τη συγκεκριμένη χρονική στιγμή. Από τους χάρτες μπορεί να εκτιμηθεί η κατάσταση ευστάθειας της ατμόσφαιρας και να υπολογιστούν διάφορες μετεωρολογικές ποσότητες, που μαζί με άλλα στοιχεία χρησιμοποιούνται στην πρόβλεψη του καιρού.

3.9.1 Το διάγραμμα του Stüve

Ένα παράδειγμα μετεωρολογικού χάρτη είναι το *αδιαβατικό διάγραμμα, ή διάγραμμα του Stüve*. Το διάγραμμα του Stüve δίνει μία γραφική παράσταση της εξίσωσης (3.35) για την αδιαβατική διαδικασία. Γράφοντας αυτή την εξίσωση ως:

$$p^k = \left(\frac{(100kPa)^k}{\Theta} \right) T, \quad (3.78)$$

βλέπουμε ότι ένα διάγραμμα του p^k έναντι του T , για μία σειρά τιμών του Θ , $(\Theta_1, \Theta_2, \Theta_3, \dots, \Theta_n)$, δίνει μία οικογένεια από ευθείες. Μία ευθεία γραμμή κατά μήκος της οποίας το Θ είναι σταθερό ονομάζεται αδιαβατική.

Στο Σχήμα 3.12 εικονίζεται το διάγραμμα Stüve, όπου διευκρινίζονται οι συντεταγμένες πίεσης και θερμοκρασίας καθώς και μερικές ισόθερμες, ισοβαρείς και αδιαβατικές καμπύλες. Η σκιασμένη περιοχή δείχνει το εύρος των τιμών πίεσης και θερμοκρασίας που ενδιαφέρουν τη μετεωρολογία.

Σε διαγράμματα που χρησιμοποιούνται στην πράξη, πέρα από τις ισοβαρείς, ισόθερμες και αδιαβατικές περιλαμβάνονται και ψευδοαδιαβατικές, καθώς και καμπύλες σταθερής κορεσμένης αναλογίας μίγματος, w_s . Το Σχήμα 3.13 δείχνει ένα μετεωρολογικό χάρτη που χρησιμοποιείται στην πράξη. Οι καμπύλες σταθερής δυναμικής θερμοκρασίας, ή ξηρές αδιαβατικές, είναι οι συνεχείς παράλληλες ευθείες με κλίση προς τ'αριστερά. Σε έκαστη απ'αυτές είναι σημειωμένη η τιμή της δυναμικής θερμοκρασίας που αντιστοιχεί: $\Theta_1 = 250, 260, 2703 \dots, 350$. Οι γραμμές

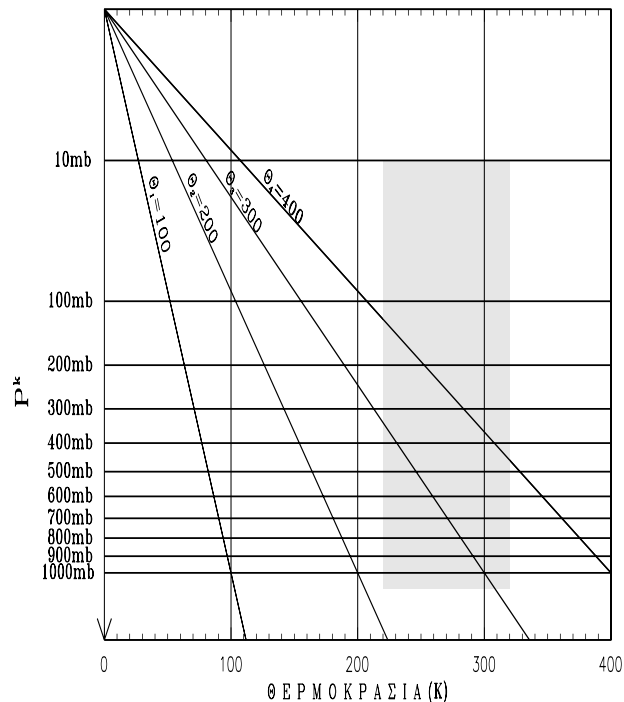
σταθερής κορεσμένης αναλογίας μίγματος, w_s , εικονίζονται διακεκομμένες με ελαφρά κλίση προς τ' αριστερά, σημειωμένες με την τιμή του w_s που αντιστοιχεί: $w_s=0.5, 1.0, 1.5, \dots, 25, 30 \text{ g/kg}$. Οι οριζόντιες συνεχείς γραμμές είναι ισοβαρείς και οι κατακόρυφες ισόθερμες. Οι καμπύλες που έχουν ελαφρά κυρτότητα και η μεταξύ τους απόσταση αυξάνει με την απόσταση, προς τα άνω αριστερά, από τον οριζόντιο άξονα της θερμοκρασίας, είναι ψευδοαδιαβατικές.

Ας υποθέσουμε ότι γνωρίζουμε από μετρήσεις πλησίον του εδάφους ότι μία αέρια μάζα έχει θερμοκρασία $T=23^\circ\text{C}$ και αναλογία μίγματος $w=10 \text{ g/kg}$. Στο μετεωρολογικό χάρτη η θερμοδυναμική κατάσταση της αέριας αυτής μάζας αντιστοιχεί στο (νοητό) σημείο A . Προφανώς η αέρια αυτή μάζα δεν είναι κορεσμένη, γιατί η αναλογία μίγματος κόρου στο A είναι $w_s \sim 17 \text{ g/kg}$. Συνεπώς, αν η εν λόγω μάζα μετατοπιστεί κατά το ύψος θα ακολουθήσει ξηρή αδιαβατική πορεία (παράλληλη προς την πλησιέστερη ξηρή αδιαβατική) μέχρι να έρθει σε κατάσταση κόρου. Τούτο συμβαίνει στο σημείο όπου συναντάται η καμπύλη $w_s = w = 10 \text{ g/kg}$. Η πίεση που αντιστοιχεί στο σημείο αυτό ($p_{is} = 900\text{mb}$) λέγεται *πίεση ισηντροπικής συμπίκνωσης* (isentropic condensation pressure), και η θερμοκρασία ($T_s = 12^\circ\text{C}$), *θερμοκρασία συμπίκνωσης*. Αντιθέτως, αν η μάζα ενύχεται υπό σταθερή πίεση, θα επέρχονταν κόρος σε θερμοκρασία $T_\delta = 14^\circ\text{C}$. Η θερμοκρασία αυτή είναι γνωστή ως *σημείο δρόσου*.

Αν η αέρια μάζα ανυψωθεί πάνω από το επίπεδο ισηντροπικής συμπίκνωσης ($p_{is}=900\text{mb}$) θα ακολουθήσει την ψευδοαδιαβατική πορεία AB , (που είναι παράλληλη προς την πλησιέστερη ψευδοαδιαβατική). Αν τώρα το προφίλ της θερμοκρασίας της ατμόσφαιρας είναι η καμπύλη AC έχουμε δυνητική αστάθεια, (βλέπε Παράγραφο 3.10.1 & Σχήμα 3.18).

3.9.2 Το τεφίγραμμα

Αληθή Θερμοδυναμικά διαγράμματα ονομάζονται εκείνα που η ενέργεια που απορροφάται ή εκλύεται όταν ένα σύστημα υποβάλλεται σε μία κυκλική διαδικασία είναι ανάλογη της επιφάνειας που περιβάλλεται από την καμπύλη που διαγράφεται στο διάγραμμα καθώς το σύστημα περνάει από τις διαδοχικές καταστάσεις της κυκλικής διαδικασίας. Ένα αληθές θερμοδυναμικό διάγραμμα είναι το διάγραμμα πίεσης ειδικού όγκου (p, v), που συναντήσαμε στο Σχήμα 3.5. Από τον ορισμό της

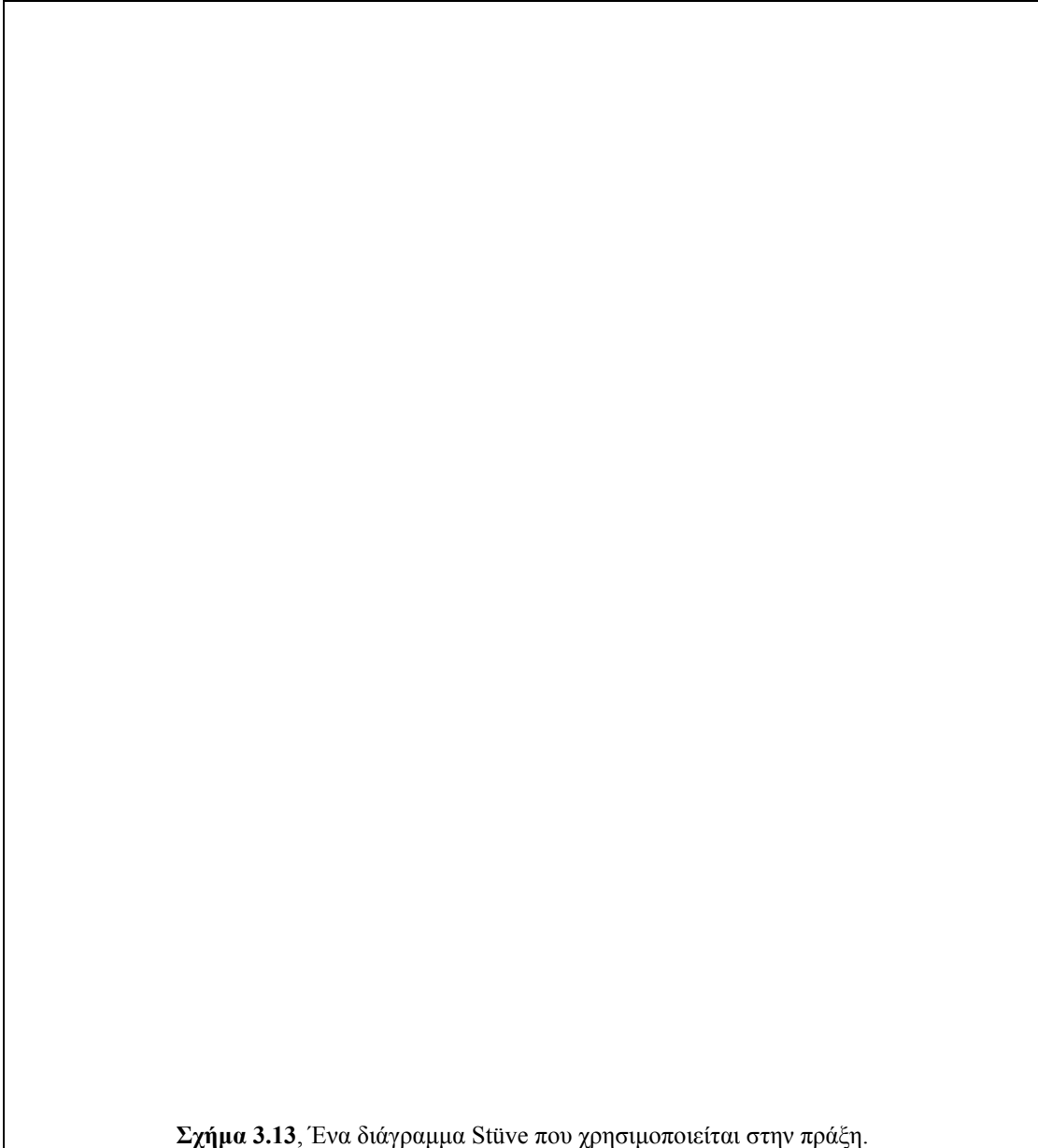


Σχήμα 3.12 Το διάγραμμα του Stüve.

εντροπίας (3.36), προκύπτει ότι η θερμότητα που προστίθεται σε μία κυκλική διαδικασία είναι:

$$\oint dq = \oint Td\varphi = c_p \oint Td(\ln \theta). \quad (3.79)$$

Συνεπώς, ένα διάγραμμα με συντεταγμένες (T, φ) , ή ισοδύναμα $(T, \ln \theta)$, έχει την απαιτούμενη ιδιότητα και είναι ένα αληθές θερμοδυναμικό διάγραμμα.

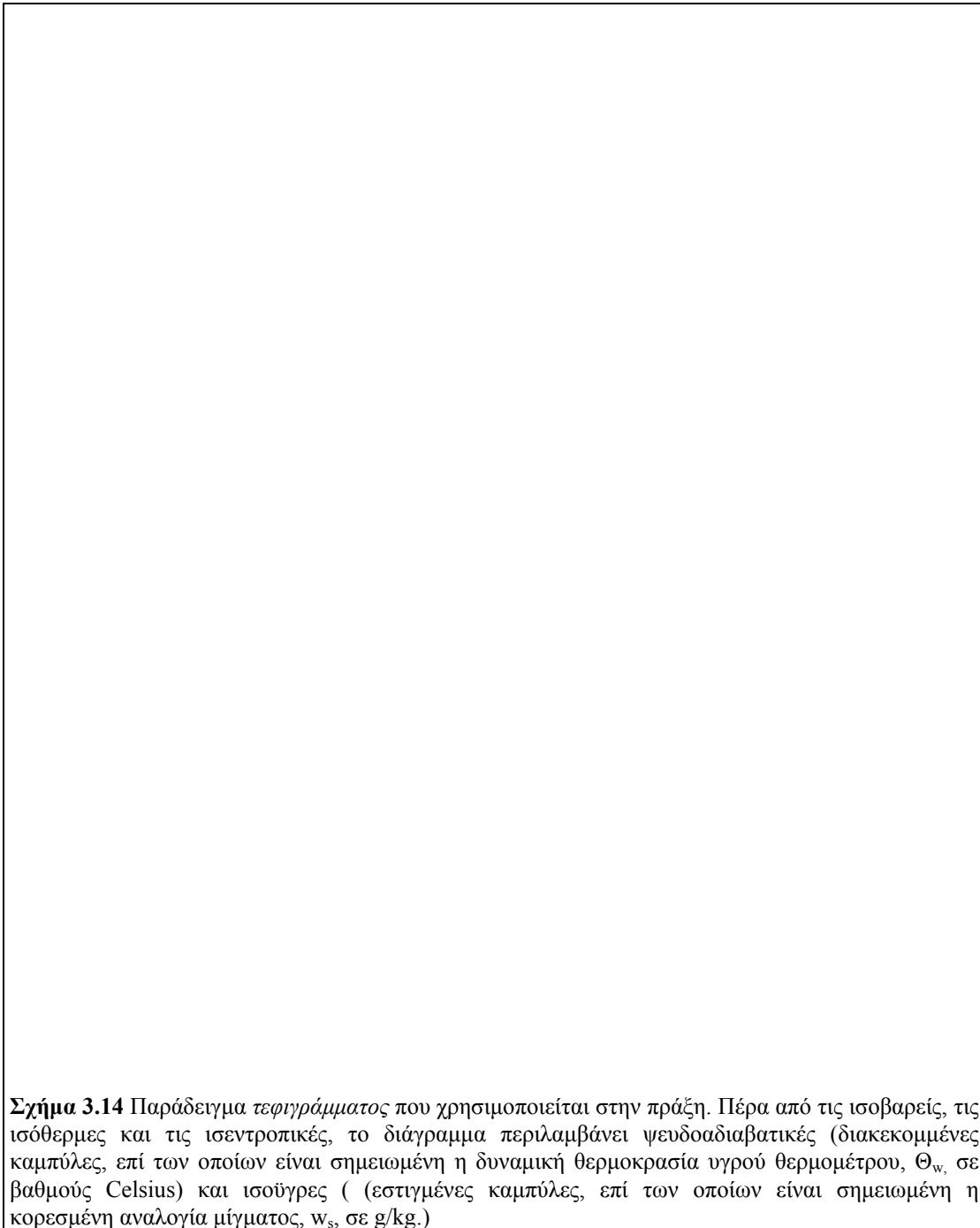


Σχήμα 3.13, Ένα διάγραμμα Stüve που χρησιμοποιείται στην πράξη.

Ένα τέτοιο διάγραμμα είναι το *τεφίγραμμα* (ονομάζεται έτσι από τις συντεταγμένες του, T, φ). Στο τεφίγραμμα, όπως και στο διάγραμμα του Stüve, πέρα από ισοβαρείς, ισόθερμες και ισεντροπικές (ισοδυναμικές θερμοκρασίες) καμπύλες, προστίθενται ψευδοαδιαβατικές και κορεσμένες ισοϋγρές (καμπύλες σταθερής αναλογίας μίγματος κόρου, w_s). Ένα τεφίγραμμα που χρησιμοποιείται από τη μετεωρολογική υπηρεσία του Καναδά εικονίζεται στο Σχήμα 3.14.

Όπως προαναφέρθηκε, οι θερμοδυναμικοί χάρτες χρησιμοποιούνται στην

πράξη για τον υπολογισμό διαφόρων μετεωρολογικών ποσοτήτων από δεδομένα που προέρχονται από παρατηρήσεις. Μερικές από αυτές είναι:



α) *Η δυναμική θερμοκρασία*, η οποία βρίσκεται ακολουθώντας την ξηρή αδιαβατική που περνάει από το σημείο που αντιπροσωπεύει την θερμοδυναμική κατάσταση της αέριας μάζας όπως προκύπτει από τις παρατηρήσεις στο επίπεδο των 1000mb.

β) *Η αναλογία μίγματος κόρου*, βρίσκεται με παρεμβολή μεταξύ των κορεσμένων ισοϋγρών.

γ) *Η αναλογία μίγματος*, βρίσκεται πολλαπλασιάζοντας την αναλογία μίγματος κόρου με τη σχετική υγρασία.

δ) Το σημείο δρόσου, είναι η θερμοκρασία που μία αέρια μάζα πρέπει να ψυχθεί ισοβαρώς για να κορεσθεί.

ε) Η πίεση και η θερμοκρασία ισεντροπικής συμπύκνωσης, είναι η πίεση και η θερμοκρασία που μία αέρια μάζα πρέπει να εκτονωθεί και να ψυχθεί αδιαβατικά για να κορεσθεί.

ζ) Η θερμοκρασία υγρού θερμομέτρου και η δυναμική θερμοκρασία υγρού θερμομέτρου βρίσκονται ακολουθώντας την ψευδοαδιαβατική που περνάει από το σημείο αδιαβατικής συμπύκνωσης ως το αρχικό επίπεδο πίεσης και ως το επίπεδο των 1000mb, αντίστοιχα.

η) Η ισοδύναμη δυναμική θερμοκρασία είναι η δυναμική θερμοκρασία της ξηρής αδιαβατικής καμπύλης προς την οποία τείνει ασυμπτωτικά η ψευδοαδιαβατική που περνάει από το σημείο αδιαβατικής συμπύκνωσης. Ακολουθώντας την ξηρή αυτή αδιαβατική στο αρχικό επίπεδο πίεσης διαβάζουμε την ισοδύναμη θερμοκρασία από την κλίμακα της θερμοκρασίας.

3.9.3 Παραδείγματα χρήσεως των μετεωρολογικών διαγραμμάτων

Παράδειγμα 3.2 Ένα μη κορεσμένο δείγμα αέρα στα 600 mb έχει θερμοκρασία 260 K. α) Ποια θα είναι η θερμοκρασία του αν κατέλθει αδιαβατικά στα 800 mb. β) Ποια είναι η δυναμική του θερμοκρασία;

Παράδειγμα 3.3 Ένα δείγμα ατμοσφαιρικού αέρα στα 1000mb έχει θερμοκρασία 18 °C και αναλογία μίγματος 6 g/kg. Ποια είναι η σχετική του υγρασία και ποιο το σημείο δρόσου;

Παράδειγμα 3.4 Μία αέρια ατμοσφαιρική μάζα θερμοκρασίας 15 °C και σημείου δρόσου 2 °C υψώνεται αδιαβατικά από τη στάθμη των 1000 mb. α) Καθορίστε την πίεση και τη θερμοκρασία ισεντροπικής συμπύκνωσης. β) Αν ο αέρας συνεχίσει να ανέρχεται για 200mb πάνω από το επίπεδο που άρχισε η συμπύκνωση ποια θα είναι η τελική του θερμοκρασία και πόσο νερό θα συμπυκνωθεί;

Παράδειγμα 3.5 Μια αέρια μάζα στα 950mb έχει θερμοκρασία 14 °C και αναλογία μίγματος 8 g/kg. α) Ποιο είναι το σημείο δρόσου; β) Η αέρια αυτή μάζα ανυψώνεται στα 700mb περνώντας πάνω από την κορυφή ενός βουνού και χάνει, λόγω βροχόπτωσης, το 70% από το νερό που συμπυκνώθηκε. Καθορίστε: γ) τη θερμοκρασία, δ) τη δυναμική θερμοκρασία, ε) τη αναλογία μίγματος και ζ) το σημείο δρόσου όταν η αέρια αυτή μάζα επιστρέφει στα 950mb στην πίσω πλευρά του βουνού.

3.10 Η έννοια της στατικής ευστάθειας

Σύμφωνα με την αρχή του Αρχιμήδη, όταν ένα σώμα τοποθετείται σε ένα ρευστό υφίσταται μία δύναμη άνωσης ίση με το βάρος του ρευστού που εκτοπίζει. Σαν συνέπεια, αν το βάρος του εκτοπιζομένου ρευστού είναι μεγαλύτερο από το βάρος του σώματος το σώμα αναδύεται, αν είναι μικρότερο το σώμα βυθίζεται, και αν είναι ίσο το σώμα παραμένει στην αρχική του θέση. Μεταξύ άλλων, σ' αυτή την αρχή οφείλονται και μερικά φαινόμενα αστάθειας που παρατηρούνται στην ατμόσφαιρα και σε άλλα ρευστά. Π.χ. αν πάρουμε ένα δοχείο που περιέχει ένα ομοιογενές υγρό και θερμάνουμε ένα μέρος του κατώτερου στρώματός του

δημιουργείται μία κατακόρυφος αστάθεια που οδηγεί σε ανοδικές και καθοδικές κινήσεις των διαφόρων στρωμάτων του ρευστού. Τούτο συμβαίνει γιατί η πυκνότητα του θερμότερου υγρού ελαττώνεται. Το θερμότερο ρευστό γίνεται ελαφρύτερο από το περιβάλλον του και λόγω της άνωσης ανέρχεται, ενώ ψυχρότερο ρευστό από τα ανώτερα στρώματα κατέρχεται. Το ίδιο πράγμα συμβαίνει και στην ατμόσφαιρα. Όταν μία αέρια μάζα θερμαίνεται, ανέρχεται, ενώ ψυχρές αέρια μάζες κατέρχονται.

Μία αέρια μάζα κινείται στην κατακόρυφη κατεύθυνση στην ατμόσφαιρα υπό την επίδραση δύο δυνάμεων: της βαρύτητας και της άνωσης. Η στατική κατάσταση της ατμόσφαιρας διερευνάται εξετάζοντας την καθαρή δύναμη που δρα σε ένα στοιχείο της ατμόσφαιρας σε μία στοιχειώδη μετατόπιση. Αν η καθαρή δύναμη τείνει να το επαναφέρει στην αρχική του θέση, τότε λέμε ότι η ατμόσφαιρα είναι *ευσταθής*. Αν είναι μηδέν, το στοιχείο παραμένει ακίνητο στη θέση του οπότε η ατμόσφαιρα είναι στατικά ουδέτερη ή *αδιαβατική*. Αν η καθαρή δύναμη τείνει να το απομακρύνει από την *αρχική* του θέση, τότε λέμε ότι η ατμόσφαιρα είναι *ασταθής*.

Η καθαρή δύναμη που δρα σε ένα στοιχείο ατμοσφαιρικού αέρα όγκου $\delta V'$, Σχήμα 3.15) είναι το διανυσματικό άθροισμα της δύναμης της βαρύτητας $-g\rho'\delta V'$ και της άνωσης $g\rho\delta V'$

$$\delta F = g(\rho - \rho')\delta V'. \quad (3.80)$$

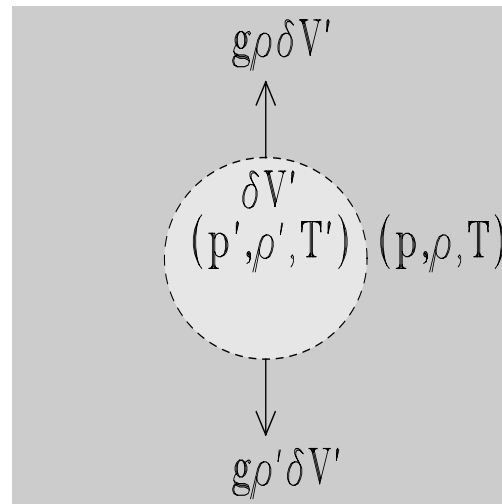
Οι τονούμενες ποσότητες αναφέρονται στο υπό μελέτη ατμοσφαιρικό στοιχείο και οι άτονες στην ατμόσφαιρα που το περιβάλλει.

Σύμφωνα με το 2ο νόμο του Newton, υπό την επίδραση αυτής της δύναμης η κίνηση του στοιχείου δίνεται από την εξίσωση ($ma = \rho'a = (\rho - \rho')g$)

$$\frac{d^2 \delta z}{dt^2} = g \frac{\rho - \rho'}{\rho'} = g \frac{T' - T}{T}, \quad (3.81)$$

όπου χρησιμοποιήσαμε την καταστατική εξίσωση των αερίων και το γεγονός ότι $\rho' \approx \rho$, (βλέπε Παράγραφο 3.7).

Τώρα, εάν η θερμοκρασία της ατμόσφαιρας μεταβάλλεται σύμφωνα με την σχέση $T = T_0 - \gamma \delta z$ όπου $\gamma = -(dT/dz)$ είναι η ατμοσφαιρική θερμοβαθμίδα, ενώ για αδιαβατικές μετατοπίσεις έχουμε $T' = T_0 - \gamma_\xi \delta z$ όπου $\gamma_\xi = (g/c_p)$ είναι η ξηρή αδιαβατική θερμοβαθμίδα (3.73), και πάρουμε $\delta z = z_0 - z$ ως την στοιχειώδη μετατόπιση και ως T_0 την θερμοκρασία στο αρχικό ατμοσφαιρικό ύψος z_0 , τότε αντικαθιστώντας αυτές τις σχέσεις στην (3.81) παίρνουμε



Σχήμα 3.15 Κατακόρυφες δυνάμεις που δρουν σε μία ατμοσφαιρική μάζα στοιχειώδους όγκου $\delta V'$.

$$\frac{d^2 \delta z}{dt^2} = -g \frac{\gamma_\xi - \gamma}{T} \delta z. \quad (3.82\alpha)$$

Αυτή η εξίσωση μπορεί να γραφτεί και ως

$$\frac{d^2 \delta z}{dt^2} = -g \frac{d\Theta}{\Theta dz} \delta z. \quad (3.82\beta)$$

Τούτο μπορεί να αποδειχτεί παίρνοντας την παράγωγο του λογαρίθμου της (3.35) ως προς το z και συγκρίνοντας με την δεξιά πλευρά της (3.82α).

$$\frac{d}{dz} \ln \left\{ \Theta = T \left(\frac{p_0}{p} \right)^{R/c_p} \right\} \Rightarrow \frac{d\Theta}{\Theta dz} = \frac{dT}{T dz} - \frac{R dp}{c_p p dz} \Rightarrow \frac{d\Theta}{\Theta dz} = \frac{1}{T} \left(\frac{dT}{dz} + \frac{g}{c_p} \right) = \frac{\gamma_\xi - \gamma}{T},$$

Στην αναγωγή χρησιμοποιήσαμε την υδροστατική εξίσωση και την καταστατική εξίσωση στον όρο

$$-\frac{R dp}{c_p p dz} = \frac{R g \rho}{c_p p} = \frac{R g}{c_p R T} = \frac{g}{c_p T} = \frac{\gamma_\xi}{T}.$$

Οι διαφορικές εξισώσεις (3.82α, β) που υπακούει η στοιχειώδης μετατόπιση, $\delta z \equiv x$, είναι αντίστοιχες με αυτήν που διέπει την κίνηση αρμονικού ταλαντωτή, δηλαδή

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = -\omega^2 x, \quad (3.83)$$

όπου ω είναι η συχνότητα ταλάντωσης

$$\omega^2 = \frac{g d\Theta}{\Theta dz} = \frac{g(\gamma_\xi - \gamma)}{T}.$$

Η (3.83) έχει τις γενικές λύσεις:

$$x(t) = x_0 \exp(\pm i \omega t). \quad (3.84)$$

Η ποσότητα ω έχει μονάδες γωνιακής συχνότητας και είναι γνωστή ως *συχνότητα Brunt-Väisälä**. Αυτή είναι η συχνότητα με την οποία ταλαντούται αέρια μάζα όταν μετατοπιστεί κατακόρυφα από την θέση ισορροπίας της και αφεθεί ελεύθερη υπό την επίδραση της δύναμης επαναφοράς που δίνεται από την (3.80).

Από τον ορισμό της συχνότητας Brunt-Väisälä εξάγουμε τα ακόλουθα συμπεράσματα για τη μορφή των λύσεων (3.84) που αφορούν την ατμοσφαιρική ευστάθεια:

- α) αν η παράγωγος $(d\Theta/dz) > 0$, ή αν $\gamma_\xi > \gamma$, η συχνότητα ω είναι πραγματική, οι λύσεις (3.84) είναι αρμονικής μορφής και η ατμόσφαιρα είναι *ευσταθής*,

* Οι θερμοκρασίες Θ και T στη συχνότητα Brunt Väisälä εκτιμώνται στο ύψος z_0 (βλέπε σχήμα 3.16).

b) αν η παράγωγος $(d\Theta/dz) < 0$, ή αν $\gamma_\xi < \gamma$, η συχνότητα ω είναι φανταστική, οι λύσεις (3.84) είναι εκθετικής μορφής και η ατμόσφαιρα είναι *ασταθής*, και,

c) αν η παράγωγος $(d\Theta/dz) = 0$, ή αν $\gamma_\xi = \gamma$, η συχνότητα ω είναι μηδέν, οι λύσεις (3.84) είναι σταθερής μορφής και η ατμόσφαιρα είναι *αδιαβατική*, (*ουδέτερης ευστάθειας*).

Στην πρώτη περίπτωση a) η ω είναι περίπου $1.2 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$, και συνεπώς, η περίοδος ταλάντωσης $\tau = 2\pi/\omega \sim 8 \text{ min}$.

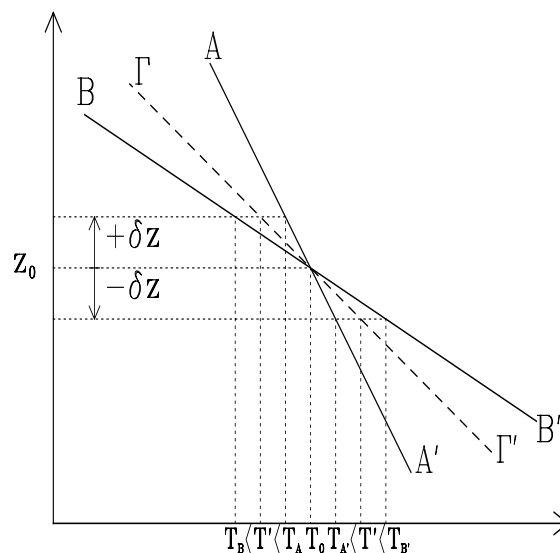
3.10.1 Ατμοσφαιρική θερμοβαθμίδα και ατμοσφαιρική ευστάθεια

Από τα προηγούμενα είναι προφανές ότι η ατμοσφαιρική ευστάθεια σχετίζεται άμεσα με τη θερμοβαθμίδα, ή με τη βαθμίδα της δυναμικής θερμοκρασίας της ατμόσφαιρας. Συνεπώς, για να προσδιορίσουμε τη κατάσταση ευστάθειας ενός ατμοσφαιρικού στρώματος είναι αρκετό να γνωρίζουμε την κατά το ύψος κατανομή της δυναμικής (ή της πραγματικής) θερμοκρασίας στο στρώμα. Συνήθως λέμε πρέπει να γνωρίζουμε το *προφίλ της δυναμικής (ή της πραγματικής) θερμοκρασίας του στρώματος*. Τα προφίλ της πραγματικής και της δυναμικής θερμοκρασίας ενός ατμοσφαιρικού στρώματος καθορίζονται από μετρήσεις της θερμοκρασίας, της πίεσης και της σχετικής υγρασίας μέσω ραδιοβολίσεων (βλέπε 3.2). Η διερεύνηση της κατάστασης στατικής ευστάθειας του στρώματος καθορίζεται εφαρμόζοντας τα κριτήρια της προηγούμενης παραγράφου στα αποτελέσματα των μετρήσεων. Η διαδικασία διευκρινίζεται στο Σχήμα 3.16.

α) Ακόρεστος (υδρατμών) αέρας

Πρώτα υποθέτουμε ότι ο αέρας του στρώματος δεν είναι κορεσμένος από υδρατμούς. Η διακεκομμένη ευθεία στο Σχήμα 3.16 είναι μία ξηρή αδιαβατική. Συνεπώς, η δυναμική θερμοκρασία κατά μήκος αυτής της γραμμής είναι σταθερή, $\Theta = \text{σταθερή}$, η βαθμίδα της δυναμικής θερμοκρασίας είναι μηδέν, $(d\Theta/dz) = 0$, και η θερμοβαθμίδα $-(dT/dz) = \gamma_\xi$.

Είναι χρήσιμο να θυμόμαστε ότι αριθμητικά η ξηρή αδιαβατική θερμοβαθμίδα, γ_ξ , είναι περίπου ίση με ένα βαθμό Celsius ανά εκατό



Σχήμα 3.16 Γραφική διερεύνηση της ατμοσφαιρικής στατικής ευστάθειας.

μέτρα, $\gamma_z = (g / c_p) = 9.81 \text{ (m/s}^2\text{)} / 1005 \text{ (J/K-kg)} = .00976 \text{ (K/m)} \approx 1\text{K}/100\text{m}$. Οι συνεχείς ευθείες AA' και BB' αντιπροσωπεύουν εξιδανικευμένα αποτελέσματα ραδιοβολίσεων, δηλαδή αντιπροσωπεύουν την ατμοσφαιρική θερμοβαθμίδα γ .

Θεωρούμε ένα στοιχειώδη όγκο, δV , ακόρεστου ατμοσφαιρικού αέρα που βρίσκεται αρχικά στο ύψος z_0 . Σε μια αδιαβατική μετατόπιση, δz , η θερμοδυναμική κατάσταση του στοιχείου κινείται κατά μήκος της ξηρής αδιαβατικής που είναι η διακεκομμένη ευθεία, TT' . Κατά τη μετατόπιση η πίεση του στοιχείου προσαρμόζεται γρήγορα στην πίεση του περιβάλλοντος, $p' = p$. Συνεπώς, η πυκνότητά του στοιχείου, $\rho' = p / RT'$, είναι μεγαλύτερη (ή μικρότερη) από την πυκνότητα του περιβάλλοντος, $\rho = p / RT$, εξαρτουμένου από το αν η θερμοκρασία του στοιχείου, T' , είναι μικρότερη (ή μεγαλύτερη), αντίστοιχα, από τη θερμοκρασία του περιβάλλοντος, T . Στην περίπτωση που η πυκνότητα του στοιχείου είναι μεγαλύτερη από την πυκνότητα του περιβάλλοντος το στοιχείο κατέρχεται, στην περίπτωση που είναι μικρότερη ανέρχεται.

Ας υποθέσουμε πρώτα ότι η θερμοκρασία του υπό μελέτη ατμοσφαιρικού στρώματος δίδεται από την συνεχή ευθεία AA'. Στην περίπτωση που το στοιχείο μετατοπιστεί προς τα άνω, $\delta z > 0$, η θερμοκρασία του θα είναι μικρότερη από τη θερμοκρασία του περιβάλλοντος, $T' < T$, η πυκνότητά του θα είναι μεγαλύτερη από την πυκνότητα του περιβάλλοντος, $\rho' > \rho$, και το στοιχείο θα κινηθεί προς την αρχική του θέση, z_0 . Στην περίπτωση που το στοιχείο μετατοπιστεί προς τα κάτω, $\delta z < 0$, η θερμοκρασία του θα είναι μεγαλύτερη από τη θερμοκρασία του περιβάλλοντος, $T' > T$, η πυκνότητά του θα είναι μικρότερη από την πυκνότητα του περιβάλλοντος, $\rho' < \rho$, και το στοιχείο πάλι θα κινηθεί προς την αρχική του θέση, z_0 . Συνεπώς, το προφίλ θερμοκρασίας AA' αντιπροσωπεύει ένα ευσταθές ατμοσφαιρικό στρώμα. Αυτή η περίπτωση αντιστοιχεί στην περίπτωση α) της Παραγράφου 3.10, όπου οι λύσεις (3.84) είναι αρμονικής μορφής.

Στη συνέχεια ας υποθέσουμε ότι το προφίλ της θερμοκρασίας του υπό μελέτη ατμοσφαιρικού στρώματος δίδεται από την συνεχή ευθεία BB'. Στην περίπτωση που το στοιχείο μετατοπιστεί προς τα άνω, $\delta z > 0$, η θερμοκρασία του θα είναι μεγαλύτερη από τη θερμοκρασία του περιβάλλοντος, $T' > T$, η πυκνότητά του θα είναι μικρότερη από την πυκνότητα του περιβάλλοντος, $\rho' < \rho$, και το στοιχείο θα απομακρυνθεί από την αρχική του θέση, z_0 . Στην περίπτωση που το στοιχείο μετατοπιστεί προς τα κάτω, $\delta z < 0$, η θερμοκρασία του θα είναι μικρότερη από τη θερμοκρασία του περιβάλλοντος, $T' < T$, η πυκνότητά του θα είναι μεγαλύτερη από την πυκνότητα του περιβάλλοντος, $\rho' > \rho$, και το στοιχείο πάλι θα απομακρυνθεί από την αρχική του θέση, z_0 . Συνεπώς, το προφίλ θερμοκρασίας BB' αντιπροσωπεύει ένα ασταθές ατμοσφαιρικό στρώμα. Αυτή η περίπτωση

Title: Graphics produced by IDL
 Creator: IDL Version 4.0.1 (ultrix mipsel)
 CreationDate: Wed Jan 7 17:17:49 1998

Σχήμα 3.17 Συνθήκες κατακόρυφης στατικής ευστάθειας για ακόρεστο και κορεσμένο αέρα.

αντιστοιχεί στην περίπτωση b) της *Παραγράφου* 3.10, όπου οι λύσεις (3.84) είναι εκθετικής μορφής.

Τέλος στην αδιαβατική περίπτωση, c) της *Παραγράφου* 3.10, το προφίλ του υπό μελέτη ατμοσφαιρικού στρώματος συμπίπτει με τη διακεκομμένη ευθεία. Τότε προφανώς σε οποιαδήποτε μετατόπιση η θερμοδυναμική κατάσταση του στοιχείου συμπίπτει με αυτή του περιβάλλοντος και συνεπώς το προφίλ $\Gamma\Gamma'$ αντιπροσωπεύει ένα ατμοσφαιρικό στρώμα ουδέτερης ευστάθειας.

β) Κορεσμένος (υδρατμών) αέρας

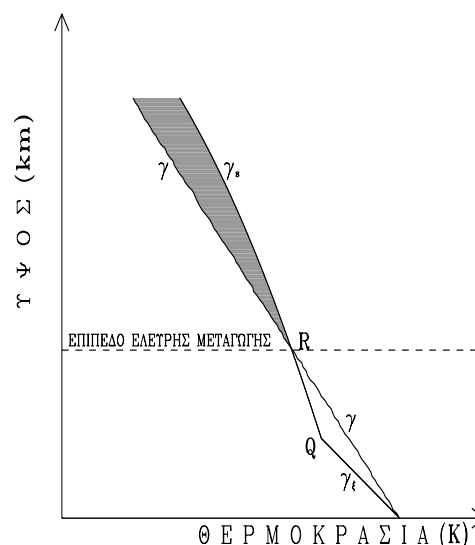
Αν τώρα θεωρήσουμε κορεσμένο αέρα με την παρουσία νεφοσταγόνων (κατάσταση που συναντάται στα νέφη), είναι προφανές ότι οποιαδήποτε αδιαβατική, ή ψευδοαδιαβατική, μετατόπιση ενός στοιχειώδους μέρους του κορεσμένου αέρα θα ακολουθήσει την ψευδοαδιαβατική καμπύλη που διέρχεται από την αρχική του θέση, z_0 . Στην προκείμενη περίπτωση, η προηγούμενη ανάλυση ευστάθειας μπορεί να επαναληφθεί αρκεί να χρησιμοποιηθεί αντί της ξηρής αδιαβατικής θερμοβαθμίδας, γ_ξ , η κορεσμένη αδιαβατική θερμοβαθμίδα, (3.76), γ_s . Οι συνθήκες κατακόρυφης στατικής ισορροπίας (ευστάθειας, ή αστάθειας) για κορεσμένο και ακόρεστο αέρα συνοψίζονται στο Σχήμα 3.17. Αν στο αρχικό σημείο z_0 , η θερμοβαθμίδα του περιβάλλοντος είναι προς τ' αριστερά της

ξηρής αδιαβατικής θερμοβαθμίδας, $\gamma > \gamma_\xi$, η ατμόσφαιρα είναι απόλυτα ασταθής.

Δηλαδή, είναι ασταθής ασχέτως του αν ή όχι ο αέρας είναι κορεσμένος. Αν η θερμοβαθμίδα του περιβάλλοντος είναι προς τα δεξιά της κορεσμένης αδιαβατικής ή ψευδοαδιαβατικής θερμοβαθμίδας, $\gamma < \gamma_s$, η ατμόσφαιρα είναι απόλυτα ευσταθής.

Δηλαδή, είναι ευσταθής ασχέτως του αν ή όχι ο αέρας είναι κορεσμένος. Τέλος, αν η θερμοβαθμίδα του περιβάλλοντος είναι μεταξύ της ξηρής αδιαβατικής και της κορεσμένης αδιαβατικής θερμοβαθμίδας, $\gamma_\xi > \gamma > \gamma_s$, η ατμόσφαιρα είναι ευσταθής αν είναι ακόρεστη και ασταθής αν είναι κορεσμένη.

Ενδιαφέρουσα είναι και η περίπτωση της *λανθάνουσας αστάθειας* κατά την οποία μία ευσταθής ακόρεστη αέρια μάζα οδηγείται σε αστάθεια όταν εξαναγκάζεται να ανυψωθεί από μηχανικά αίτια, όπως συμβαίνει κατά την προσέγγιση ενός ψυχρού μετώπου, ή όταν οριζόντιοι άνεμοι αναγκάζονται να ανυψωθούν για να περάσουν ένα φυσικό εμπόδιο, π.χ. μία οροσειρά. Αφού η εξαναγκαστικά ανερχόμενη αέρια μάζα είναι αρχικά ακόρεστη και ευσταθής, κατά την αρχική ανύψωση, όπως φαίνεται στο Σχήμα 3.18, θα ακολουθήσει ξηρή αδιαβατική πορεία μέχρι το σημείο αδιαβατικής συμπύκνωσης, Q. Από αυτό το επίπεδο και πάνω, και εφόσον το μηχανικό αίτιο ανύψωσης εξακολουθεί να υφίσταται, η ανερχόμενη αέρια μάζα θα ακολουθήσει ψευδοαδιαβατική



Σχήμα 3.18 Λανθάνουσα αστάθεια.

πορεία μέχρι το σημείο ελεύθερης μεταγωγής η μεταφοράς, R, όπου η ψεύδοαδιαβατική καμπύλη τέμνει το προφίλ θερμοκρασίας της ατμόσφαιρας. Κατά τη διαδρομή QR η ανερχόμενη αέρια μάζα είναι κορεσμένη αλλά ευσταθής και, συνεπώς, η ανύψωση πρέπει να οφείλεται σε μηχανικά αίτια. Πάνω όμως από το σημείο ελεύθερης μεταγωγής, R, η ανερχόμενη αέρια μάζα έχει επαρκώς θερμανθεί, από την έκλυση λανθάνουσας θερμότητας, ώστε να έχει καταστεί ελαφρύτερη από τον αέρα του περιβάλλοντος, και, συνεπώς, συνεχίζει να ανέρχεται, χωρίς κατ' ανάγκη τη βοήθεια μηχανικής ανύψωσης, αλλά λόγω της αυξανόμενης άνωσης από την έκλυση λανθάνουσας θερμότητας. Η περιοχή πάνω από το σημείο ελεύθερης μεταγωγής, R, ονομάζεται *περιοχή λανθάνουσας αστάθειας*.

Από τα προηγούμενα είναι προφανές ότι η μελέτη της ατμοσφαιρικής ευστάθειας είναι πολύ σημαντική στην πρόγνωση του καιρού. Έτσι, αν σχετική υγρασία είναι επαρκής και η επικρατούσα ατμοσφαιρική θερμοκρασία είναι τέτοια ώστε να ευνοεί κατακόρυφες κινήσεις αερίων μαζών, έχουμε το σχηματισμό *νεφών μεταφοράς*. Η μελέτη της φαινομενολογίας και των φυσικών διεργασιών που οδηγούν στη δημιουργία νεφών είναι το αντικείμενο το επόμενου κεφαλαίου.

Κεφάλαιο 3. Ασκήσεις

1. Η εξίσωση των *Clausius-Clapeyron*

$$\frac{de_s}{e_s} = \frac{L}{R_v} \frac{dT}{T^2}$$

- συνδέει την τάση υδρατμών με τη θερμοκρασία για κατάσταση κόρου υπεράνω επιφανείας ύδατος ή πάγου. Για το τριπλό σημείο έχουμε $T=273^\circ K$ και $e_s=6.1mb$. Δεχθείτε σε πρώτη προσέγγιση ότι $L=const$ και αποδείξτε ότι $\log_{10} e_s = A + BT^{-1}$. Βρείτε τις αναλυτικές σχέσεις για τα A και B και υπολογίστε τις τιμές τους για κατάσταση κόρου υπεράνω ύδατος. Υπολογίστε το e_s σε mb στη θερμοκρασία των $20^\circ C$.
2. Εάν e_s και e_{si} είναι οι τάσεις κόρου υδρατμών υπεράνω ύδατος και πάγου αντίστοιχα χρησιμοποιήστε την εξίσωση των *Clausius-Clapeyron* και υπολογίστε μια αναλυτική σχέση για τη διαφορά $e_s - e_{si}$ κάνοντας χρήση των τιμών που ξέρετε για το τριπλό σημείο. Σε ποια θερμοκρασία η διαφορά $e_s - e_{si}$ γίνεται μέγιστη; Κάνετε ένα διάγραμμα του $e_s - e_{si}$ ως συνάρτηση της θερμοκρασίας στην κλίμακα από 0 έως $-30^\circ C$, αφού πάρετε σε πρώτη προσέγγιση ότι L_v , L_π είναι ανεξάρτητες της θερμοκρασίας (χρησιμοποιήστε εάν είναι δυνατόν πρόγραμμα στον υπολογιστή και κάνετε ένα γράφημα του $e_s - e_{si} = f(T)$).
 3. Η ειδική υγρασία ορίζεται ως ο λόγος της μάζας των υδρατμών σε ένα ορισμένο όγκο δια της ολικής μάζας του υγρού αέρα στον ίδιο όγκο. Εάν η ειδική υγρασία ενός δείγματος αέρα είναι 0.0196 στους $30^\circ C$ να βρείτε την διέπουσα θερμοκρασία, και εάν η ολική πίεση του υγρού αέρα είναι $1014mb$ να βρείτε την πυκνότητά του.
 4. Μετρήσεις σε ένα νέφος στη στάθμη των $900mb$ δείχνουν ότι η θερμοκρασία είναι $0^\circ C$ και η αναλογία μίγματος κόρου $W_s=4.2g/kg$. Αργότερα στην ίδια στάθμη

και λόγω απορρόφησης ηλιακής ακτινοβολίας η θερμοκρασία του νέφους είναι $10^{\circ}C$ ενώ $W_s = 8.5g/kg$. Πόση είναι η μεταβολή της ενθαλπίας ανά μονάδα μάζας;

5. Αέρας θερμοκρασίας $20^{\circ}C$ και αναλογίας μίγματος $W = 10g/kg^{-1}$ υψώνεται από τη στάθμη των $1000mb$ σ' αυτή των $700mb$ περνώντας πάνω από ένα βουνό και στη συνέχεια κατέρχεται απ' την άλλη πλευρά του βουνού στη στάθμη των $900mb$. Βρείτε με τη χρήση του ψευδοαδιαβατικού διαγράμματος τη θερμοκρασία του και το σημείο δρόσου στη στάθμη των $900mb$ αφού λάβετε υπόψη ότι 10% των υδρατμών έφυγαν εκτός του νέφους λόγω βροχόπτωσης. Περιγράψτε τη θερμοδυναμική κατάσταση του αέρα σε ορισμένες χαρακτηριστικές στάθμες κατά την άνοδο και κάθοδό του.
6. Κατά τη νύκτα ο αέρας πάνω από το έδαφος χάνει θερμότητα λόγω ακτινοβολίας και αγωγής προς το έδαφος με ρυθμό $10cal/kg.min$. Η αρχική θερμοκρασία και η τάση των υδρατμών είναι $T_1 = 10^{\circ}C$ και $e_{s1} = 10mb$. Να βρεθεί:
 - 1) Ποιος είναι ο ρυθμός ψύξης (σε $^{\circ}K/min$) πριν επέλθει συμπύκνωση;
 - 2) Σε ποια θερμοκρασία ο αέρας γίνεται κορεσμένος υδρατμών;
 - 3) Κατά προσέγγιση αρχικός ρυθμός ψύξης του αέρα όταν σχηματίζεται ομίχλη.
7. Μια μάζα αέρα υψώνεται από κοντά στο έδαφος και σε πίεση $1000mb$ στη στάθμη των $800mb$. Μέχρις εκεί δεν λαμβάνει χώρα συμπύκνωση. Δεχθείτε ότι η αέρια αυτή μάζα δεν αναμιγνύεται με τον περιβάλλοντα αέρα και ότι δεν ανταλλάσσει θερμότητα με αυτόν. Η αρχική της θερμοκρασία είναι $20^{\circ}C$. Βρείτε:
 - 1) Ποια είναι η τελική θερμοκρασία της αέριας μάζας;
 - 2) Ποια είναι η αρχική και τελική της δυναμική θερμοκρασία;
 - 3) Αν η θερμοβαθμίδα του περιβάλλοντα αέρα είναι σταθερή και ίση με $6^{\circ}K/km$ υπολογίστε το ύψος της στάθμης των $500mb$.
 - 4) Τη θερμοκρασία του περιβάλλοντα αέρα σ' αυτό το ύψος.
8. Να βρείτε την συχνότητα Brunt-Väisälä (η οποία καθορίζει την ατμοσφαιρική ευστάθεια) συναρτήσει της δυναμικής θερμοκρασίας και της θερμοβαθμίδας της.
9. Υποθέστε ότι ο αέρας κοντά στο έδαφος βρίσκεται σε πίεση $p_o = 1000mb$ και θερμοκρασία T_o . Η θερμοκρασία ελαττώνεται με το ύψος με μια σταθερή θερμοβαθμίδα, έτσι ώστε στα $500m$ ύψος γίνεται T . Θεωρείστε τις ακόλουθες περιπτώσεις
 - (i) $T_o = 30^{\circ}C$, $T = 24^{\circ}C$ και (ii) $T_o = 20^{\circ}C$, $T = 17^{\circ}C$
 Βρείτε :
 - 1) Την πίεση p στα $500m$ για κάθε περίπτωση
 - 2) Τη δυναμική θερμοκρασία θ στο έδαφος και στα $500m$ για κάθε περίπτωση
 - 3) Την κατακόρυφη θερμοβαθμίδα για κάθε περίπτωση. Εξηγήστε αν ο αέρας είναι "ευσταθής" ή όχι και αν όχι τι θα συμβεί;