

Ε. Μ. ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ Σ.Ε.Μ.Φ.Ε. ΤΟΜΕΑΣ ΦΥΣΙΚΗΣ

# ΔΙΑΤΜΗΜΑΤΙΚΟ ΜΑΘΗΜΑ

ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝ ΚΑΙ ΑΝΑΠΤΥΞΗ 8º ΕΞΑΜΗΝΟ

e-BOOK:

# «ΦΥΣΙΚΗ ΑΤΜΟΣΦΑΙΡΙΚΟΥ ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝΤΟΣ»

ΑΛΕΞ. ΠΑΠΑΓΙΑΝΝΗΣ

ΕΠΙΚ. ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ Ε.Μ.Π.

Αθήνα, 2005

### ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

Εισαγωγικό Σημείωμα	3
Κεφάλαιο Ι: ΔΟΜΗ ΚΑΙ ΣΥΣΤΑΣΗ ΤΗΣ ΓΗΙΝΗΣ ΑΤΜΟΣΦΑΙΡΑΣ	4
Κεφάλαιο 2: ΔΙΑΔΟΣΗ ΤΗΣ ΗΛΙΑΚΗΣ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ ΣΤΗΝ ΑΤΜΟΣΦΑΙΡΑ	13
<i>Κεφάλαιο 3</i> : ΑΤΜΟΣΦΑΙΡΙΚΟ ΟΖΟΝ – ΥΠΕΡΙΩΔΗΣ ΗΛΙΑΚΗ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑ	32
Κεφάλαιο 4: ΠΑΓΚΟΣΜΙΑ ΚΛΙΜΑΤΙΚΗ ΑΛΛΑΓΗ–ΦΑΙΝΟΜΕΝΟ ΘΕΡΜΟΚΗΠΙΟΥ	47
ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ	55
ΕΠΙΛΟΓΟΣ	59

#### Εισαγωγικό Σημείωμα

Οι σημειώσεις αυτές, σε μορφή ηλεκτρονικού βιβλίου (e-book) προορίζονται για χρήση από τους φοιτητές του 8<sup>ου</sup> εξαμήνου όλων των Σχολών του ΕΜΠ σαν μια πρώτη επαφή με τα θέματα της Φυσικής της Ατμόσφαιρας, στα πλαίσια του νέου Διατμηματικού Μαθήματος «Περιβάλλον και Ανάπτυξη». Στις σημειώσεις αυτές παρουσιάζονται οι βασικές γνώσεις που πρέπει να κατέχει ένας πτυχιούχος του Ε.Μ.Π. σε θέματα που συνέχεια εξελίσσονται, όπως είναι αυτά του ατμοσφαιρικού περιβάλλοντος. Ειδικότερα, σε μια χώρα όπως η Ελλάδα που τα θέματα του περιβάλλοντος συνήθως θεωρούνται δευτερεύοντα, ο απόφοιτος του ΕΜΠ θα πρέπει να έχει το απαραίτητο υπόβαθρο ώστε στην επαγγελματική σταδιοδρομία του, όταν αυτό χρειαστεί, να είναι σε θέση να λάβει τις ορθές αποφάσεις.

Η βασική βιβλιογραφία παρουσιάζεται στο τέλος του βιβλίου. Τα θέματα που διαπραγματεύεται αυτό το εγχειρίδιο είναι κατά σειρά τα εξής:

Στο Κεφάλαιο 1 παρουσιάζεται η σύσταση της γήϊνης ατμόσφαιρας, καθώς και η εξίσωση της υδροστατικής ισορροπίας. Το Κεφάλαιο 2 διαπραγματεύεται τη διάδοση της ηλιακής ακτινοβολίας στη γήινη ατμόσφαιρα και πως αυτή επιδρά στο ενεργειακό ισοζύγιο της γης. Στο Κεφάλαιο 3 παρουσιάζονται τα νεώτερα στοιχεία για το τροποσφαιρικό και το στρατοσφαιρικό όζον, σε συσχέτιση με την υπεριώδη ακτινοβολία. Το Κεφάλαιο 4 διαπραγματεύεται την Παγκόσμια Κλιματική Αλλαγή και το Φαινόμενο του Θερμοκηπίου. Τέλος, ο επίλογος ανακεφαλαιώνει τις βασικές έννοιες που παρουσιάσθηκαν στις σημειώσεις αυτές και παρουσιάζει περιληπτικά τις προοπτικές της επιστήμης της Φυσικής του Περιβάλλοντος.

Φεβρουάριος 2005

# ΚΕΦΑΛΑΙΟ Ι

# Η ΑΤΜΟΣΦΑΙΡΑ

#### 1. Εισαγωγή

Η γήινη ατμόσφαιρα, όπως πιστεύεται σήμερα, δημιουργήθηκε πριν από περίπου 4.6 δισεκατομμύρια χρόνια, με αρχική σύνθεση το διοξείδιο του άνθρακα (CO<sub>2</sub>), το άζωτο (N<sub>2</sub>), τους υδρατμούς (H<sub>2</sub>O) και το υδρογόνο (H<sub>2</sub>). Ύστερα από μακροχρόνιες διεργασίες μεταξύ της ξηράς, των ωκεανών και των αερίων της ατμόσφαιρας, η σύσταση της γήινης ατμόσφαιρας σταθεροποιήθηκε όπως πιστεύεται, πριν από περίπου 400 εκατομμύρια χρόνια. Όπως θα αναλυθεί στα Κεφάλαια 3 και 4, η σύσταση της ατμόσφαιρας παίζει πολύ σημαντικό ρόλο στη διαμόρφωση του κλίματος και στις διάφορες φυσικο-χημικές διεργασίες που λαμβάνουν χώρα σ'αυτήν. Έτσι, η επιβάρυνση του ατμοσφαιρικού περιβάλλοντος με πολυάριθμους ανθρωπογενείς ρύπους παίζει πλέον ενεργό ρόλο στην Παγκόσμια Κλιματική Αλλαγή.

#### 1.1 Σύσταση της ατμόσφαιρας

Η γήϊνη ατμόσφαιρα αποτελείται από ένα μίγμα αερίων ή καλύτερα από ένα μίγμα ξηρού αέρα και υδρατμών. Ο ξηρός ατμοσφαιρικός αέρας με τη σειρά του αποτελείται από διάφορα αέρια, εκ των οποίων τα τρία πρώτα (αντιπροσωπεύουν το 99.97% της σύστασης της ατμόσφαιρας) παρουσιάζουν σταθερή αναλογία ανάμιξης στην ατμόσφαιρα (Triplet and Roche, 1986). Οι υδρατμοί αποτελούν το τέταρτο πιο συνηθισμένο αέριο της ατμόσφαιρας που βρίσκεται στα χαμηλότερα στρώματά της, με μεταβλητή συγκέντρωση. Τα κυριότερα αέρια από τα οποία αποτελείται ο ξηρός ατμοσφαιρικός αέρας παρουσιάζονται στον Πίνακα 1.1. Η ογκομετρική σύνθεση (ΟΣ) του αέρα ορίζεται από τη σχέση:

 $O\Sigma = 100 \text{ v} / \text{V}$  (1.1)

όπου, V είναι ο όγκος του ξηρού ατμοσφαιρικού αέρα και v ο όγκος που καταλαμβάνει το κάθε αέριο συστατικό σε ίδιες συνθήκες πίεσης και θερμοκρασίας με τον ξηρό ατμοσφαιρικό αέρα.

Αέριο	Ογκομετρική Σύνθεση
Άζωτο (N <sub>2</sub> )	78.09
Οξυγόνο (Ο2)	20.95
Αργόν (Ar)	0.93
Διοξείδιο του άνθρακα (CO2)	~0.03
Néov (Ne)	1.8x10 <sup>-3</sup>
Ήλιον (He)	$5.24 \times 10^{-4}$
Κρυπτόν (Kr)	$1.0 \times 10^{-4}$
Υδρογόνο (H <sub>2</sub> )	5.0x10 <sup>-5</sup>
Ξένο (Χε)	8.0x10 <sup>-6</sup>
Όζον (Ο3)	1.0x10 <sup>-6</sup>
Ραδόνιο (Rn)	$6.0 \times 10^{-18}$

Αξίζει να σημειωθεί ότι: 1) η Ο.Σ. του διοξειδίου του άνθρακα είναι μεταβλητή και εξαρτάται από την ύπαρξη κυρίως βιομηχανικών εκπομπών CO<sub>2</sub>, 2) το ατμοσφαιρικό όζον παρουσιάζει μέγιστη συγκέντρωση στη στρατόσφαιρα (κυρίως στα 25-30 χλμ. ύψος), όπως θα παρουσιασθεί αναλυτικότερα παρακάτω στο Κεφάλαιο 4.

#### 1.2 Ο Νόμος των τελείων αερίων

Η γήινη ατμόσφαιρα συμπεριφέρεται σε πολύ μεγάλο βαθμό σαν τέλειο αέριο, επομένως για κάθε γραμμομόριό του μπορούμε να γράψουμε την ακόλουθη εξίσωση:

$$p V_m = R^* T$$
 (1.2)

όπου, p είναι η πίεση του αερίου, V<sub>m</sub> είναι ο όγκος ενός γραμμομόριου, R\* είναι η παγκόσμια σταθερά των αερίων (R\*= 8.3143 J K<sup>-1</sup> mol<sup>-1</sup>) και T η απόλυτη θερμοκρασία (K). Εάν θεωρήσουμε 1 γραμμομόριο αερίου με μάζα M<sub>m</sub>, τότε η αντίστοιχη πυκνότητα της ατμόσφαιρας ρ δίνεται από τη σχέση:

$$\rho = M_m / V_m \qquad (1.3)$$

Έτσι, από τις εξισώσεις (1.2 και 1.3) έχουμε την έκφραση του νόμου των τελείων αερίων ανά μονάδα μάζας:

$$p = R^* T / V_m = (R^* / M_m) \rho T = \rho R T \qquad (1.4)$$

όπου,  $R ≡ R^* / M_m$  είναι η σταθερά των αερίων ανά μονάδα μάζας, και επομένως η τιμή τής R εξαρτάται από τη σύνθεση του ατμοσφαιρικού δείγματος (πχ. για τον ξηρό αέρα, R=287 J K<sup>-1</sup> kg<sup>-1</sup>).

Έστω ότι ένα δείγμα ξηρού ατμοσφαιρικού αέρα κατέχει όγκο V και βρίσκεται σε θερμοκρασία T και πίεση P και περιέχει ένα μίγμα αερίων  $A_i$  (i = 1,2,3...). Εάν το κάθε αέριο  $A_i$  του δείγματος περιέχει  $n_i$  μόρια, τότε ο συνολικός αριθμός μορίων n στο αέριο δείγμα είναι :

$$n = \sum n_i (i=1,2,...k)$$
 (1.5)

και η *ολική μάζα* m του αέριου δείγματος είναι:

$$m = \sum m_i n_i (i=1,2,...k)$$
 (1.6)

όπου,  $m_i$  είναι η μοριακή μάζα του αερίου  $A_i$  (Andrews, 2002).

Εάν τώρα ορίσουμε την αναλογία ανάμιζης μάζας (mass mixing ratio) μ<sub>i</sub> για το αέριο A<sub>i</sub>, σαν το λόγο της ολικής μάζας των μορίων του αερίου A<sub>i</sub> στο αέριο δείγμα προς την ολική μάζα του αέριου δείγματος m, τότε έχουμε:

$$\mu_i \equiv (m_i n_i) / m \qquad (1.7)$$

Μπορούμε επίσης να γράψουμε την εξίσωση των τελείων αερίων με τη γενικότερη μορφή:

$$pV = n k T \qquad (1.8)$$

όπου, k είναι η σταθερά του Boltzman (k=1.38x10<sup>-23</sup> J/K) (αφού R\*=N<sub>A</sub>k, όπου N<sub>A</sub>= ο αριθμός του Avogadro =  $6.023 \times 10^{23}$  μόρια / mole) και για ένα γραμμομόριο n=N<sub>A</sub>.

Εάν τώρα ορίσουμε την μερική πίεση  $p_i$  ενός αερίου  $A_i$  σαν την πίεση που ασκούν τα μόρια του αερίου  $A_i$  στο δείγμα αέρα, εάν μόνα τους καταλαμβάνουν όγκο V σε θερμοκρασία T, τότε από την εξίσωση (1.8) θα έχουμε:

$$p_i V = n_i k T \qquad (1.8\alpha)$$

Επιπλέον, εάν θεωρήσουμε ότι ο μερικός όγκος V<sub>i</sub> ενός αερίου A<sub>i</sub> είναι ο όγκος που θα καταλάμβαναν μόνον τα μόρια του αερίου A<sub>i</sub> στο αέριο δείγμα, σε θερμοκρασία T και πίεση p, τότε πάλι από την εξίσωση (1.8) λαμβάνουμε:

$$V_i = n_i k T / p$$
 (1.9)

Ο συνδυασμός των εξισώσεων (1.7) και (1.8α) δίνει:

$$\mu_i = (n m_i p_i)/(m p) = (m_i / m) * (p_i / p)$$
(1.10)

όπου, m = m / n είναι η μέση μοριακή μάζα του αέριου δείγματος.

Αντίστοιχα, μπορούμε να ορίσουμε την αναλογία ανάμιξης όγκου<sup>1</sup> (volume mixing ratio) από την εξίσωση:

$$\mathbf{v}_i = \mathbf{V}_i / \mathbf{V} \tag{1.11}$$

η οποία μέσω των εξισώσεων (1.8) και (1.10) γράφεται ως εξής:

$$\mathbf{v}_i = \mathbf{n}_i / \mathbf{n} = \mathbf{p}_i / \mathbf{p} \qquad (1.11\alpha)$$

Έτσι, οι δύο αναλογίες ανάμιξης σχετίζονται με τη σχέση:

$$\mu_i = (m_i / m) v_i$$
 (1.12)

Χρησιμοποιώντας τώρα τον ορισμό της μέσης μοριακής μάζας και τις εξισώσεις (1.6) και (1.11α) εκφράζουμε τη μέση μοριακή μάζα ενός αερίου δείγματος ως εξής:

$$m = m / n = \Sigma m_i (n_i / n) = \Sigma m_i v_i$$
 (1.13)

Κατ'αναλογία, η μέση γραμμομοριακή μάζα (M) (ή M.B) ενός αερίου δείγματος είναι ο μέσος όρος των γραμμομοριακών μαζών  $M_i$  των αερίων  $A_i$  στο δείγμα αυτό, με αντίστοιχη συνάρτηση βάρους την αναλογία ανάμιξης όγκου  $v_i$ :

$$M = \Sigma M_{\rm i} v_{\rm i} \qquad (1.14)$$

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> Συνήθως, οι χρησιμοποιούμενες μονάδες για το  $v_i$  είναι αντίστοιχα τα ppmv (μέρη ανά εκατομμύριο όγκου ή το 10<sup>-6</sup> όγκου), τα ppbv (μέρη ανά δισεκατομμύριο όγκου ή το10<sup>-9</sup> όγκου), τα pptv, κλπ.

Χρησιμοποιώντας ακολούθως τα στοιχεία του Πίνακα 1.1 βρίσκουμε το μέσο μοριακό βάρος (M.B.) του ξηρού αέρα ίσο με ~ 28.97.

Εισάγουμε τώρα την έννοια της αριθμητικής πυκνότητας (number density)  $N_i$  ενός αερίου i, που εκφράζει τον αριθμό των μορίων  $n_i$  του αερίου ανά μονάδα όγκου (πχ. αριθμός μορίων  $O_3/cm^3$ ), δηλ.:

$$N_i = n_i / V \tag{1.15}$$

Επομένως, μπορούμε να εκφράσουμε, για κάθε ύψος z, την πυκνότητα μάζας  $\rho_i$  ενός αερίου i (σε g/cm<sup>3</sup>), σαν συνάρτηση της αριθμητικής του πυκνότητας, μέσω της σχέσης :

$$\rho_i(z) = m_i n_i(z) / V = m_i(z) N_i(z)$$
 (1.16)

όπου, mi είναι η μοριακή μάζα του αερίου που μας ενδιαφέρει.

Επιπλέον, με βάση τον ορισμό της αριθμητικής πυκνότητας, η εξίσωση (1.9) γράφεται ως εξής:

$$p_i(z) = k N_i(z) T(z)$$
(1.9a)

Ο ατμοσφαιρικός αέρας σε μια ορισμένη θερμοκρασία δεν περιέχει παρά μόνο ορισμένη ποσότητα υδρατμών, την οποία όταν υπερβεί, οι υδρατμοί αρχίζουν να συμπυκνώνονται και σχηματίζουν υδροσταγονίδια ή παγοκρυστάλλους. Το όριο αυτό ονομάζεται σημείο δρόσου (ή κόρου) (dew point) και η αντίστοιχη τάση των υδρατμών ονομάζεται μέγιστη τάση υδρατμών (Καραπιπέρης, 1997).

Επίσης, ορίζουμε τη σχετική υγρασία (relative humidity RH)<sup>2</sup> της ατμόσφαιρας, για μια δεδομένη θερμοκρασία Τ, σαν το λόγο της μερικής πίεσης των υδρατμών του αέρα (p<sub>H2O</sub>) προς την μερική πίεση των υδρατμών ( $p^{\circ}_{H2O}$ ), όταν ο ατμοσφαιρικός αυτός όγκος είναι κεκορεσμένος στην ίδια θερμοκρασία. Ισοδύναμα, ορίζουμε τη σχετική υγρασία, σαν το λόγο της πραγματικής ποσότητας υδρατμών που περιέχει ένας όγκος αέρα προς την ποσότητα που θα έπρεπε να είχε ο ίδιος όγκος για να είναι κορεσμένος κάτω από την ίδια θερμοκρασία εκφράζεται επί τοις % και παρέχει το μέτρο του κατά πόσον η ατμόσφαιρα είναι μακρυά ή κοντά στο σημείο κόρου, όσο μάλιστα αυξάνεται η θερμοκρασία της ατμόσφαιρας, τόσο αυξάνεται και η ικανότητά της να 'αποθηκεύει' υδρατμούς. Άρα, όσο αυξάνεται η θερμοκρασία ενός σταθερού όγκου αέρα, τόσο η σχετική παρασία του ελαττώνεται, γιατί σε υψηλότερη θερμοκρασία απαιτούνται σημαντικά περισσότεροι υδρατμών που περιέχει η ατμόσφαιρα και εκφράζεται με τη συγκέντρωση των υδρατμών που περιέχει η μερική τους πίεση συρασία του ελατιώνεται τη μερική τους πίεση συς πίεση των το το του κατά ποσότητα των υδρατμών του περιέχει η ατμόσφαιρα και εκφράζεται με τη συγκέντρωση των υδρατμών που περιέχει η ατμόσφαιρα και εκφράζεται με τη συγκέντρωση των υδρατμών κου περιέχει η ατμόσφαιρα και εκφράζεται με τη συγκέντρωση των υδρατμών κου περιέχει του χαίεση (p<sub>H2O</sub>) σε hPa ή mb.

#### 1.3 Δομή της γήινης ατμόσφαιρας

Η γήινη ατμόσφαιρα συνήθως χωρίζεται σε τρία τμήματα: το κατώτερο, το μέσο και το ανώτερο. Ο χωρισμός αυτός γίνεται με βάση τις διάφορες στρωματώσεις της κατακόρυφης κατανομής της μέσης θερμοκρασίας της ατμόσφαιρας, η οποία παριστάνεται στο Σχήμα 1.1.

Τα διάφορα στρώματα της ατμόσφαιρας είναι:

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> RH=  $p_{H2O}$  /  $p^{o}_{H2O}$ , και η αντίστοιχη συγκέντρωση των υδρατμών [H<sub>2</sub>O] σε ppm στην ατμόσφαιρα σε πίεση p είναι: [H<sub>2</sub>O] (ppm) =10<sup>4</sup> RH  $p^{o}_{H2O}$  / p

#### α) Η Τροπόσφαιρα

Εκτείνεται από το έδαφος έως την τροπόπαυση η οποία ευρίσκεται σε ύψος 10-18 χλμ.<sup>3</sup> (~200-90 hPa) ανάλογα με το γεωγραφικό πλάτος και την εποχή του χρόνου (πχ. 6-8 χλμ. ύψος στους Πόλους, 12 χλμ. στα μέσα γεωγραφικά πλάτη και ~18 χλμ. ύψος στον Ισημερινό). Η τροπόσφαιρα περιέχει περίπου το 85-90 % της μάζας της ατμόσφαιρας και χαρακτηρίζεται από:

- τη μείωση της θερμοκρασίας με την αύξηση του ύψους [τυπική τιμή θερμοβαθμίδας (lapse rate) = -9.7 K / km για τον ξηρό αέρα],
- δυναμική αστάθεια (τυρβώδης ατμόσφαιρα)
- την έντονη κατακόρυφη ανάμιξη των αερίων μαζών της με παράλληλη διανταλλαγή ενέργειας, λόγω κατακόρυφης μεταφοράς ή αλλοιώς συναγωγής (convection)

Γενικά, η χρονική σταθερά κατακόρυφης διανταλλαγής ενέργειας στην τροπόσφαιρα είναι της τάξης των μερικών εβδομάδων. Αυτό το γεγονός οδηγεί λοιπόν σε μία συνεχή ανάμιξη των αερίων ρύπων που υπάρχουν στην τροπόσφαιρα. Η τροπόσφαιρα που έλαβε το όνομά της από τις λέξεις τρόπος και σφαίρα, από τον διάσημο Βρεττανό Μετεωρολόγο Sir Napier Shaw, περιλαμβάνει το Ατμοσφαιρικό Οριακό Στρώμα (ΑΟΣ), που εκτείνεται από το έδαφος έως ένα ύψος 1-2 χλμ. (βλ. Κεφάλαιο 7) και την ελεύθερη τροπόσφαιρα εκτεινόμενη από την κορυφή του ΑΟΣ έως την τροπόπαυση.

Σημείωση: Η τροπόπαυση, σύμφωνα με τον Παγκόσμιο Οργανισμό Μετεωρολογίας (WMO) ορίζεται σαν το χαμηλότερο επίπεδο της ατμόσφαιρας στον οποίο ο ρυθμός μείωσης της θερμοκρασίας με το ύψος μειώνεται σε τιμές μικρότερες των 2 K/km και επιπλέον, ο μέσος όρος του ρυθμού μείωσης της θερμοκρασίας με το ύψος, μεταξύ του χαμηλότερου επιπέδου της ατμόσφαιρας και οποιουδήποτε ανώτερου επιπέδου (εντός εύρους το πολύ 2 χλμ.) δεν υπερβαίνει τα 2 K/km (Holton et al., 1995).

#### β) Η Στρατόσφαιρα

Εκτείνεται από την τροπόπαυση έως τη στρατόπαυση (~ 45-55 χλμ. ύψος). Η στρατόσφαιρα χαρακτηρίζεται από:

- την αύξηση της θερμοκρασίας με την αύξηση του ύψους, που ισχύει όμως για ύψη > 20 χλμ. (λόγω έντονης απορρόφησης της υπεριώδους ηλιακής ακτινοβολίας από το στρώμα του όζοντος μεταξύ 200 και 300 nm),
- την σχεδόν τέλεια απουσία υδρατμών,
- την ελάχιστη κατακόρυφη ανάμιξη των αερίων μαζών της.

Η στρατόσφαιρα, που ανακαλύφθηκε από τον Γάλλο μετεωρολόγο Léon Philippe Teisserenc de Bort, παρουσιάζει μια περιοχή (~ 11-20 χλμ. στα μέσα γεωγραφικά πλάτη), όπου η θερμοκρασία παραμένει σταθερή με το ύψος. Η στρατόσφαιρα περιέχει περίπου το 90% του ατμοσφαιρικού όζοντος. Ο τυπικός χρόνος παραμονής μιας αέριας μάζας που έχει προέλθει από την τροπόσφαιρα είναι της τάξης των 1-3 χρόνων.

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup> Στις σημειώσεις αυτές αρχή μέτρησης του ύψους θα αναφέρεται πάντα η Μέση Στάθμη της Θάλασσας (Μ.Σ.Θ.).



**Σχήμα 1.1**: Η δομή της γήινης ατμόσφαιρας (Atmospheric Chemistry and Global Change, 1999). (Σημ.: 1 atm = 1013.25 hPa = 1013.25 mb).

#### γ) Η Μεσόσφαιρα

Εκτείνεται από την στρατόπαυση έως τη μεσόπαυση (~ 80-90 χλμ. ύψος) και χαρακτηρίζεται από:

- τη μείωση της θερμοκρασίας με την αύξηση του ύψους, έως τη χαμηλότερη τιμή της γήινης θερμοκρασίας (~ 88°C),
- την έντονη κατακόρυφη ανάμιξη των αερίων μαζών της.

#### δ) Η Θερμόσφαιρα

Εκτείνεται από την μεσόπαυση έως τα 110 χλμ. ύψος περίπου και χαρακτηρίζεται γενικά από:

- την αύξηση της θερμοκρασίας με την αύξηση του ύψους, λόγω της απορρόφησης της υπεριώδους ηλιακής ακτινοβολίας από το οξυγόνο και το άζωτο. Η θερμοκρασία της θερμόσφαιρας εξαρτάται άμεσα από την ηλιακή δραστηριότητα.
- την ελάχιστη κατακόρυφη ανάμιξη των αερίων μαζών της.

Μεταξύ της μεσόσφαιρας και της θερμόσφαιρας ευρίσκεται η *ιονόσφαιρα*, στην οποία παρατηρείται μερικός *ιονισμός* των ατμοσφαιρικών συστατικών από την ηλιακή ή την σωματιδιακή ακτινοβολία. Η ιονόσφαιρα εκτείνεται από τα 80 έως τα 300 χλμ. περίπου.

#### 1.4 Υδροστατική ισορροπία της ατμόσφαιρας

Θα θεωρήσουμε εδώ την απλουστευμένη περίπτωση κατά την οποία η ατμοσφαιρική πίεση (σε κάποιο ύψος z) μιας κατακόρυφης στατικής ατμοσφαιρικής στήλης αέρα διατομής ΔΑ οφείλεται μόνο στο βάρος - ανά μονάδα επιφάνειας – που εξασκεί ο αέρας που βρίσκεται πάνω από το ύψος αυτό. Η ατμόσφαιρα τότε βρίσκεται σε υδροστατική ισορροπία. Όπως είναι γνωστό η ατμοσφαιρική πίεση p(z) ελαττώνεται με την αύξηση του ύψους z.



Σχήμα 1.2: Κατακόρυφη ατμοσφαιρική στήλη αέρα σε υδροστατική ισορροπία.

Τούτο σημαίνει ότι ανάμεσα σε δύο διαφορετικά ατμοσφαιρικά ύψη z και z+ $\Delta z$ , που αντιστοιχούν σε πιέσεις, αντίστοιχα, p και p- $\Delta p$ , η διαφορά πίεσης  $\Delta p$  είναι ίση με τη δύναμη που ασκείται ανά μονάδα επιφάνειας [F/ $\Delta A$ =p(z)-p(z+ $\Delta z$ )].

Αυτή η δύναμη (άνωση) είναι ίση με το βάρος μιας ατμοσφαιρικής στήλης αέρα με μοναδιαία επιφάνεια ΔΑ (ΔΑ=1), ύψους Δz και μάζας Δm=ρΔAΔz, όπου ρ είναι η ατμοσφαιρική πυκνότητα εκφρασμένη σε kg m<sup>-3</sup>. Το βάρος αυτής της στήλης αέρα είναι επομένως ίσο με gpΔAΔz. Ισοδύναμα μπορεί κανείς να θεωρήσει τις δυνάμεις: F<sub>1</sub>=ΔA  $p(z+\Delta z)$ , F<sub>2</sub>= ΔA p(z) και F<sub>3</sub>=gΔm=gp ΔA Δz του Σχήματος 1.2 (θετική φορά προς τα επάνω), ώστε ο ατμοσφαιρικός κύλινδρος να παραμένει σε ισορροπία, με Σ<u>f</u>=0, δηλ.:

$$\Delta A p(z) - \Delta A p(z+\Delta z) - g\rho \Delta A \Delta z=0$$
 (1.17)

Χρησιμοποιώντας τη σχέση:	$[p(z+\Delta z)-p(z)]/\Delta z=dp/dz$	(1.18)

καταλήγουμε στην εξίσωση:  $dp(z) / dz = -\rho(z) g$  (1.19)

όπου:  $\rho(z)$  είναι η πυκνότητα μάζας της ατμόσφαιρας στο υψος z και g είναι η επιτάχυνση της βαρύτητας<sup>4</sup>.

Όπως ειπώθηκε προηγουμένως, ο ξηρός αέρας συμπεριφέρεται σαν τέλειο αέριο και επομένως ισχύει η εξίσωση (1.8). Συνδυάζοντας τις εξισώσεις (1.4), (1.8) και (1.19), έχουμε:

$$dp(z) / p = -(g dz) / R T$$
 (1.20)

 $<sup>^4</sup>$  Θεωρούμε στις σημειώσεις αυτές ότι η τιμή του g είναι σταθερή με μέση τιμή g=9.81 m s<sup>-2</sup>

Η εξίσωση (1.20) ακολούθως γράφεται:

$$d(\ln p) / dz = -g / RT$$
 (1.21)

και ύστερα από ολοκλήρωση από το ύψος z=0 (όπου: p=p<sub>0</sub>, T=T<sub>0</sub>) έως ένα τυχαίο ύψος z έχουμε:

ln p-ln p<sub>0</sub> = - (g/R) 
$$\int \int dz'/T(z')$$
 (1.22)  
0

δηλαδή:

$$p(z) = p_0 \exp \left[ (-g/R) \int_0^z dz' / T(z') \right]$$
(1.23)

Εάν τώρα θεωρήσουμε ότι η θερμοκρασία παραμένει σταθερή με το ύψος στην κατώτερη ατμόσφαιρα (πχ. έως ύψος 2 km) (παράδειγμα ισόθερμης ατμόσφαιρας), δηλ.  $T=T_0=\sigma\tau\alpha\theta$ . τότε η προηγούμενη εξίσωση γράφεται:

$$p(z) = p_0 \exp(-gz/RT_0) = p_0 e^{-z/H_0}$$
(1.24)

όπου, το H<sub>0</sub> = RT<sub>0</sub>/g = kT/mg = ~ 7-8 km (R=287 J K<sup>-1</sup> kg<sup>-1</sup>, g=9.81 m s<sup>-2</sup> και Τ εκφρασμένο σε K), ονομάζεται ατμοσφαιρική κλίμακα ύψους (pressure scale height) ή ισοδύναμα υψομετρική κλίμακα της πίεσης (Ζερεφός, 2001). Γενικά όμως με βάση την εξίσωση (1.23) μπορούμε να γράψουμε:

$$p(z) = p_0 \exp\left[-\int_0^z \frac{gdz'}{RT(z')}\right] = p_0 \exp\left[-\int_0^z \frac{dz'}{H(z')}\right]$$
(1.24a)

όπου,  $H(z') = \frac{RT(z')}{g}$ 

Παρόμοια μεταβάλλεται και η πυκνότητα της ατμόσφαιρας ρ(z) στην περίπτωση της ισόθερμης ατμόσφαιρας και μέσω της εξίσωσης (1.4):

$$\rho(z) = \rho_0 \exp(-z / H_0)$$
 (1.25)

όπου, ρ<sub>0</sub> είναι η πυκνότητα της ατμόσφαιρας στο έδαφος (z=0). Στην περίπτωση κανονικών συνθηκών της ατμόσφαιρας (STP) λαμβάνεται το T<sub>0</sub>=0°C=273.16 K, p<sub>0</sub>=1013.25 hPa = 1atm =760 Torr (U.S.S.A, 1976), με 1hPa=10<sup>2</sup>Pa, οπότε: H<sub>0</sub>=7.6 km. Σε μεγάλα όμως ύψη η ατμοσφαιρική κλίμακα ύψους δεν είναι ανεξάρτητη με το ύψος και η μεταβολή της προσδιορίζεται από την κλίση: β=dH/dz. Εάν β=σταθ. τότε μπορούμε να αποδείξουμε ότι ισχύει:

$$p(z_2)/p(z_1) = [H(z_2)/H(z_1)]^{-1/\beta}$$
 (1.25a)

Στην περίπτωση όπου ο ρυθμός μείωσης της θερμοκρασίας  $\Gamma(z)$  με το ύψος:

$$\Gamma(z) = -dT/dz \qquad (1.26)$$

είναι αρνητικός (οπότε: dT/dz > 0, δηλ. η θερμοκρασία αυξάνεται με το ύψος), τότε η περιοχή αυτή χαρακτηρίζεται από το φαινόμενο της θερμοκρασιακής αναστροφής (temperature inversions). Τέτοια παραδείγματα συχνά αναφέρονται στην περιοχή της κατώτερης τροπόσφαιρας (πχ. ΑΟΣ ή κατώτερη ελεύθερη τροπόσφαιρα).

Γενικά, όμως η θερμοκρασία μειώνεται με το ύψος ( $\Gamma(z)>0$ , οπότε έχουμε συνθήκες αστάθειας) εντός της τροπόσφαιρας, ενώ αυξάνεται με το ύψος στη στρατόσφαιρα και στις θερμοκρασιακές αναστροφές της τροπόσφαιρας ( $\Gamma(z) < 0$ , συνθήκες ευστάθειας). Αναλυτικότερα, τα περί ατμοσφαιρικής ευστάθειας παρουσιάζονται στο Κεφάλαιο 6.

Είναι όμως επίσης πιθανό το  $\Gamma(z)$  να παραμένει σταθερό μεταξύ δύο περιοχών της ατμόσφαιρας (πχ. κοντά στο έδαφος και σε ύψος  $z_1$ ) τότε η θερμοκρασία σε αυτήν την περιοχή μειώνεται γραμμικά με το ύψος, έχουμε δηλαδή:  $T(z)=T_0$ - $\Gamma z$ .

Θεωρώντας τώρα ότι μια *ισοβαρής* επιφάνεια (όπου η πίεση παραμένει σταθερή  $p=p_1$ ) βρίσκεται στο ύψος  $z_1$  από το έδαφος και μια άλλη παρόμοια επιφάνεια με  $p=p_2$  σε ύψος αντίστοιχα  $z_2$ . Εαν  $z_2>z_1$  τότε αναγκαστικά  $p_2<p_1$ . Χρησιμοποιώντας την εξίσωση (1.21) λαμβάνουμε:

$$g dz = - RT d(lnp)$$
(1.27)

οπότε ολοκληρώνοντας από το ύψος  $z_1$  στο  $z_2$  λαμβάνουμε:

$$g(z_2-z_1) = -R \int_{p1}^{p2} Td(lnp)$$
 (1.28)

Ο υπολογισμός του ολοκληρώματος αυτού γίνεται αν γνωρίζουμε τη μεταβολή της θερμοκρασίας με το ύψος (ή αντίστοιχα την πίεση). Τούτο είναι εφικτό από τα δεδομένα μιας ραδιοβόλησης ή ενός ατμοσφαιρικού μοντέλου (U.S.S.A, 1976).

Εαν τώρα η  $T(z) = \sigma \tau \alpha \theta$ . τότε η (1.28) γράφεται:

$$z_2-z_1 = -(RT/g) \ln(p_2/p_1) = (RT/g) \ln(p_1/p_2)$$
 (1.29)

Εαν όμως η T(z) δεν είναι σταθερή με το ύψος τότε η (1.28) μπορεί να γραφεί ως:

$$z_2 - z_1 = (RT_{mean}/g) \ln (p_1/p_2)$$
 (1.30)

με την προϋπόθεση ότι ορίζουμε μια θερμοκρασία  $T_{mean}$  του ατμοσφαιρικού στρώματος μεταξύ  $z_2$  και  $z_1$  ώστε να ισχύει:

$$T_{mean} = \begin{bmatrix} p2 & p2 \\ \int Td(\ln p) \end{bmatrix} / \begin{bmatrix} \int d(\ln p) \end{bmatrix}$$
(1.31)  

$$p1 & p1 \end{bmatrix}$$

Η φυσική σημασία της εξίσωσης (1.30) είναι ότι το πάχος ενός ατμοσφαιρικού στρώματος μεταξύ δύο επιπέδων πίεσης  $p_1$  και  $p_2$  είναι ανάλογο της μέσης θερμοκρασίας του στρώματος αυτού.

### ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2

## ΔΙΑΔΟΣΗ ΤΗΣ ΗΛΙΑΚΗΣ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ ΣΤΗΝ ΑΤΜΟΣΦΑΙΡΑ

Στο κεφάλαιο αυτό θα διαπραγματευθούμε τη διάδοση της ηλιακής ακτινοβολίας στη γήινη ατμόσφαιρα καθώς και πως αυτή επιδρά στο ενεργειακό ισοζύγιο της γης, γεγονός που είναι εξαιρετικά επίκαιρο ύστερα από το πλέον θερμό καλοκαίρι που καταγράφηκε στην ευρωπαϊκή ήπειρο το έτος 2003.

#### 2.1 Αλληλεπίδραση ηλιακής ακτινοβολίας και αερίων της ατμόσφαιρας

Η ηλιακή ακτινοβολία αλληλεπιδρά με τα μόρια και τα άτομα της ατμόσφαιρας. Έτσι όταν ένα αέριο της ατμόσφαιρας (σε μοριακή μορφή) απορροφήσει ένα φωτόνιο από την προσπίπτουσα ηλιακή ακτινοβολία (νόμος διατήρησης της ορμής και της ενέργειας), τούτο μεταβαίνει από μια βασική σε μια διηγερμένη κατάσταση. Έτσι, το μόριο αποθηκεύει εσωτερικά ενέργεια με τρεις τρόπους: 1) ηλεκτρονική ενέργεια  $(E_{el})$ , που σχετίζεται με την κατανομή των ηλεκτρονίων στις επιτρεπόμενες στάθμες ενέργειας του μορίου, 2) περιστροφική ενέργεια  $(E_{rot})$ , που αντιστοιχεί σε περιστροφή του μορίου γύρω από το κέντρο μάζας του, και 3) ταλαντωτική ενέργεια  $(E_{vib})$  που οφείλεται στην ταλάντωση των ατόμων που συγκροτούν το μόριο (Serway et al., 2000).

Έτσι, εάν η προσπίπτουσα ηλιακή ακτινοβολία έχει αρκετά μικρό μήκος κύματος (πχ. υπεριώδης ή ορατή) η διηγερμένη κατάσταση στην οποία θα βρεθεί το μόριο, αντιστοιχεί σε μια μετάβαση ενός τροχιακού ηλεκτρονίου σε ένα υψηλότερο ενεργειακό επίπεδο, ανάλογα με τη συχνότητα ν της απορροφούμενης ηλιακής ακτινοβολίας, σύμφωνα με τη σχέση  $\Delta E$ =hv, όπου  $\Delta E$  η ενεργειακή διαφορά μεταξύ της αρχικής και της τελικής ενεργειακής κατάστασης και h η σταθερά του Planck. Αντίστοιχες οπτικές μεταβάσεις έχουμε μεταξύ ενεργειακών σταθμών περιστροφής και ταλάντωσης ενός μορίου, κάτι που συμβαίνει για απορρόφηση ηλιακής ακτινοβολίας με μήκος κύματος στην περιοχή του υπερύθρου (λ > ~0.78 μm).

Το αντίστοιχο μήκος κύματος λ δίνεται από τη σχέση του Bohr:

 $\lambda = c / v = hc / \Delta E \qquad (2.1)$ 

όπου, c είναι η ταχύτητα του φωτός.

Δεδομένου ότι ο χρόνος ζωής της διηγερμένης κατάστασης του μοριακού αερίου είναι περιορισμένος, το μόριο σύντομα θα επιστρέψει στην αρχική του ενεργειακή κατάσταση. Υπάρχουν λοιπόν δύο μηχανισμοί αποδιέγερσης του μορίου:

 Το ηλεκτρόνιο μεταπίπτει πίσω στη βασική του ενεργειακή κατάσταση εκπέμποντας ένα φωτόνιο που έχει ακριβώς την ίδια ενέργεια και συχνότητα με αυτήν του αρχικού προσπίπτοντος φωτονίου. Το φωτόνιο όμως αυτό εκπέμπεται σε μια τυχαία διέυθυνση. Το φαινόμενο αυτό ονομάζεται ακτινοβολητική μετάπτωση (radiative decay). 2) Σε σχετικά υψηλές πιέσεις (~1 atm) τα μόρια της ατμόσφαιρας συνεχώς αλληλεπιδρούν μέσω συγκρούσεων. Έτσι, υπάρχει η πιθανότητα η ενέργεια ΔΕ που εκπέμπεται κατά την αποδιέγερση του μορίου να μετατραπεί σε άλλες μορφές ενέργειας (πχ. κινητική ενέργεια -> θερμότητα). Στην περίπτωση αυτή έχουμε τοπική αύξηση της θερμοκρασίας και λέμε ότι το φωτόνιο έχει απορροφηθεί. Η μετατροπή αυτή της ενέργειας σε θερμότητα ονομάζεται θερμοποίηση (thermalization).

Παρατηρούμε λοιπόν ότι η ηλιακή ακτινοβολία κατά τη διάδοσή της στην ατμόσφαιρα εξασθενεί: η εξασθένιση αυτή οφείλεται σε φαινόμενα σκέδασης (Μηχανισμός 1) και απορρόφησης (Μηχανισμός 2).

Η σκέδαση της ηλιακής ακτινοβολίας οφείλεται τόσο στην ύπαρξη των αιωρουμένων σωματιδίων (aerosols) (φαινόμενο σκέδασης Mie), όσο και των μορίων της ατμόσφαιρας (φαινόμενο σκέδασης Rayleigh). Και στις δύο περιπτώσεις το μήκος κύματος της ακτινοβολίας που επανεκπέμπεται παραμένει σταθερό (ελαστική σκέδαση). Απλά αναφέρουμε εδώ και την ύπαρξη της μη-ελαστικής σκέδασης Raman που οφείλεται στα μόρια της ατμόσφαιρας (πχ. N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, O<sub>3</sub>, H<sub>2</sub>O κλπ.) (Measures, 1992). Η <u>απορρόφηση</u> της ηλιακής ακτινοβολίας οφείλεται επίσης στα αιωρούμενα σωματίδια (απορρόφηση στην περιοχή του υπεριώδους, κυρίως από τα αιωρούμενα σωματίδια που περιέχουν πυρίτιο), αλλά κυρίως στα μόρια της ατμόσφαιρας. Στην τελευταία περίπτωση η απορρόφηση της ηλιακής ακτινοβολίας από τα μόρια της ατμόσφαιρας μπορεί να οδηγήσει σε φωτοδιάσπαση του μορίου (έναρξη φωτοχημικών αντιδράσεων) ή σε φωτοϊονισμό (απόσπαση των ηλεκτρονίων της εξωτερικής στιβάδας των ατόμων). Τούτο συμβαίνει κυρίως στην υπεριώδη (UV) ηλιακή ακτινοβολία η οποία απορροφάται στα υψηλά ατμοσφαιρικά στρώματα. Τα μεγαλύτερα μήκη κύματος διεισδύουν βαθύτερα στην ατμόσφαιρα, μέχρι ότου να απορροφηθούν και αυτά από τα διάφορα ατμοσφαιρικά αέρια. Όσο πλησιάζουμε στην επιφάνεια της γης τόσο αυξάνεται η πυκνότητα της ατμόσφαιρας και παράλληλα αυξάνεται και η απορρόφηση της υπεριώδους ηλιακής ακτινοβολίας. Στις επόμενες παραγράφους θα μελετήσουμε αναλυτικότερα τα φαινόμενα σκέδασης και απορρόφησης στην ατμόσφαιρα.

#### 2.1.1 Σκέδαση και απορρόφηση από τα σωματίδια της ατμόσφαιρας

Στη σκέδαση Mie σημαντικό ρόλο παίζει το μέγεθος του σκεδάζοντος σωματιδίου σε σχέση με το μήκος κύματος λ της προσπίπτουσας ακτινοβολίας, καθώς επίσης και οι οπτικές ιδιότητες των σωματιδίων που σχετίζονται με τον δείκτη διάθλασής τους: m=n+ik (n και k είναι το πραγματικό και το φανταστικό μέρος, αντίστοιχα, του δείκτη διάθλασης ο οποίος είναι συνάρτηση του μήκους κύματος). Ο δείκτης n καταδεικνύει την ταχύτητα του φωτός στο υλικό μέσο, ενώ ο δείκτης k είναι ένδειξη της απορροφητικότητας του υλικού του σωματιδίου αυτού.

Ορίζουμε λοιπόν την παράμετρο μεγέθους α (size parameter) του σκεδάζοντος αερολύματος:

$$\alpha \equiv 2\pi r / \lambda = \pi D_p / \lambda \qquad (2.2)$$

pou scetizetai me thu aktiva tou r (kai th diámetro  $D_p)$  kai to múkoc kúmatoc  $\lambda$  the prospíptousac aktivobolíac.

Τα σκεδάζοντα σωματίδια έχουν διάμετρο που κυμαίνεται από 0.01 μm (πυρήνες Aitken) έως 10<sup>2</sup>-10<sup>4</sup> μm (σταγονίδια της βροχής) ή ακόμα έως 1 cm (χαλάζι). Στη σκέδαση Mie τα

σκεδάζοντα σωματίδια της ατμόσφαιρας [πχ. αιωρούμενα σωματίδια (ή αερολύματα), ομίχλη, κλπ.] έχουν διάμετρο συγκρίσιμη με το μήκος κύματος λ της ηλιακής ακτινοβολίας, οπότε, α≈1. Στην περίπτωση σκέδασης από σωματίδια με διάμετρο πολύ μεγαλύτερη (D<sub>p</sub> >100 μm) από το μήκος κύματος λ της προσπίπτουσας ηλιακής ακτινοβολίας (πχ. σκέδαση από σταγονίδια βροχής) έχουμε φαινόμενα πολλαπλής σκέδασης (multiple scattering) που αναφέρονται στη γεωμετρική οπτική (οπότε α>>1). Η σκέδαση του φωτός από διηλεκτρικές σφαίρες διαμέτρου συγκρίσιμης με το μήκος κύματος λ της ηλιακής ακτινοβολίας μελετήθηκε από τον Mie το 1908 (Mie, 1908). Η θεωρία του κατέδειξε την πλήρη ασυμμετρία που υπάρχει ανάμεσα στην εμπρόσθια σκέδαση (forward scattering) και την οπισθοσκέδαση (backscattering). Συγκεκριμένα, για σωματίδια με διάμετρο D<sub>p</sub>>λ υπερτερεί η εμπρόσθια σκέδαση. Η σκέδαση Mie αναφέρεται τόσο σε σφαιρικά όσο και σε μη-σφαιρικά αιωρούμενα σωματίδια [van de Hulst, (1981), Bohren and Huffman (1981), Mischenko et al., (1999)]. Εδώ θα ασχοληθούμε μόνο με τα σφαιρικά αιωρούμενα σωματίδια.

Εάν  $F_0$  (Wm<sup>-2</sup>) είναι η ένταση της προσπίπτουσας ηλιακής ακτινοβολίας στα αερολύματα, τότε η σκεδαζόμενη ενέργεια  $F_{scat}$  (σε W) από αυτά δίνεται από την ακόλουθη σχέση:

$$F_{\text{scat}} = C_{\text{scat}} F_0 \tag{2.3}$$

όπου,  $C_{scat}$  (m<sup>2</sup>) είναι η ενεργός διατομή απλής σκέδασης από τα αερολύματα (single-particle scattering cross section).

Η ένταση της σκεδαζόμενης ακτινοβολίας από τα σωματίδια αυτά κατανέμεται στον χώρο ανάλογα με τις διαστάσεις (δηλ. την τιμή του συντελεστή α) και το σχήμα των αερολυμάτων. Εαν το σωμάτιο είναι *ισότροπο* (δηλ. το σωμάτιο σκεδάζει με σφαιρική συμμετρία) η κατανομή της έντασης της σκεδαζόμενης ακτινοβολίας στο χώρο είναι συμμετρική, με άξονα συμμετρίας τη διεύθυνση του κύματος της προσπίπτουσας ακτινοβολίας (Σχήμα 2.1). Έτσι, όπως φαίνεται στο σχήμα αυτό η προσπίπτουσα ακτινοβολία σκεδάζεται από το σωμάτιο σε γωνία θ και η σκεδαζόμενη ακτινοβολία κατανέμεται συμμετρικά στο χώρο, και προς την πρόσθια (θ=0°, εμπρόσθια σκέδαση) και την οπίσθια (θ=180°, οπισθοσκέδαση) κατεύθυνση. Ενδεικτικά μόνο αναφέρουμε ότι η γωνιακή κατανομή της σκεδαζόμενης ακτινοβολίας ονομάζεται φασική συνάρτηση σκέδασης P(θ, α, m) (Scattering Phase function) (σε sr<sup>-1</sup>) και είναι συνάρτηση του α (παράμετρος μεγέθους) και του δείκτη διάθλασης m (Van de Hulst, 1981 και Measures, 1992).



**Σχήμα 2.1**. Κατανομή στο χώρο της σκεδαζόμενης ακτινοβολίας από σωμάτιο με α≈1.

Γενικά, η θεωρία της σκέδασης Mie εκφράζεται με μιά μαθηματική σειρά –που περιλαμβάνει σωμάτια διαφόρων μεγεθών- ο πρώτος όρος της οποίας αντιστοιχεί στην έκφραση που υπολογίζει η θεωρία του Rayleigh, που θα μελετήσουμε στο επόμενο εδάφιο.

Στην περίπτωση μη πολωμένου φωτός εισάγουμε τον συντελεστή αποπόλωσης δ (depolarization) ( $\delta = P_{\perp} / P_{\parallel}$ ), όπου  $P_{\perp}$  και  $P_{\parallel}$  είναι η ένταση του οπισθοσκεδαζόμενου φωτός

στις πολώσεις  $\perp$  και  $\parallel$  που είναι μεταξύ τους κάθετες (van de Hust, 1981). Τυπικές τιμές του δ κυμαίνονται από 0.02 έως 0.3. Αντίστοιχα, πολωμένη δέσμη laser αποπολώνεται όταν σκεδασθεί από παγοκρυστάλλους, υδροσταγονίδια νεφών ή συμπυκνωμένα νανοσωματίδια υδρατμών σε ύψος 80-86 χλμ. (Baumgarten et al., 2002). Αξίζει να αναφερθεί ότι η απορρόφηση από τα αιωρούμενα σωματίδια προκαλείται μόνο από εκείνα που έχουν μη μηδενικό φανταστικό δείκτη διαθλασης k. Έτσι, όσο μεγαλύτερη είναι η τιμή του k τόσο ισχυρότερη είναι και η απορρόφηση από τα αιωρούμενα σωματίδια. Στον Πίνακα 2.1 παρουσιάζονται οι τιμές του δείκτη διάθλασης για ορισμένα συστατικά της ατμόσφαιρας.

Συστατικό ατμόσφαιρας	n	k
Η <sub>2</sub> Ο (υγρή φάση)	1.33	0
Η2Ο (στερεά φάση)	1.309	0
Η2Ο (αέρια φάση)	1.00025	0
NaCl	1.54	0
NH <sub>4</sub> HSO <sub>4</sub>	1.47	0
$(NH_4)_2SO_4$	1.53	0
SiO <sub>2</sub>	1.55	0
Τέφρα (κάρβουνο)	1.96	-0.66
Mineral dust	1.56	0.006

Πίνακας 2.1. Τιμές δείκτη διάθλασης για ορισμένα συστατικά της ατμόσφαιρας (λ=0.53 μm).

Αντίστοιχα με τη σκέδαση, η απορροφούμενη ενέργεια  $F_{abs}$  (σε W) από τα αιωρούμενα σωματίδια είναι ανάλογη της προσπίπτουσας ηλιακής ακτινοβολίας έντασης  $F_0$  (Wm<sup>-2</sup>) και δίνεται από τη σχέση:

$$F_{abs} = C_{abs} F_0 \tag{2.4}$$

όπου,  $C_{abs}$  (m<sup>2</sup>) είναι η ενεργός διατομή απορρόφησης από τα αερολύματα (single-particle absorption cross section). Ο συντελεστής εξασθένισης α<sub>M</sub>(λ<sub>1</sub>) από τα αιωρούμενα σωματίδια για την περιοχή του υπεριώδους σε ένα μήκος κύματος λ<sub>1</sub>, εάν γνωρίζουμε τον συντελεστή εξασθένισης α<sub>M</sub>(λ<sub>2</sub>) στο μήκος κύματος λ<sub>2</sub>, μπορεί να υπολογισθεί από την σχέση:

$$\alpha_{\rm M}(\lambda_1) = \alpha_{\rm M}(\lambda_2) \left[\lambda_1/\lambda_2\right]^{-m}$$
(2.5)

όπου m είναι ο συντελεστής Angstroem των σωματιδίων, που εξαρτάται από τη χημική σύσταση αυτών. Ο m λαμβάνει τυπικές τιμές από 0.6-1.5. Τέλος, ορίζουμε σαν λευκότητα μεμονωμένης σκέδασης ω (single scattering albedo) το λόγο:

$$\omega = C_{\text{scatt}} / C_{\text{ext}}$$
(2.6a)

 $(2.6\beta)$ 

 $C_{ext} = C_{scatt} + C_{abs}$ 

όπου:

είναι η *ενεργός διατομή εξασθένισης* από τα αερολύματα. Από τις εξισώσεις (2.5α) και (2.5β) καταλήγουμε στην εξίσωση:

$$1 - \omega = C_{abs} / C_{ext} \qquad (2.6\gamma)$$

Στην περιοχή του υπεριώδους οι τιμές του ω κυμαίνονται από 0.8 (αιωρούμενα σωματίδια) έως 0.9999 (σωματίδια νεφών). Επομένως, μεγάλες τιμές του ω καταδεικνύουν αερολύματα

που σκεδάζουν έντονα, ενώ αντίστοιχα μεγάλες τιμές του 1-ω καταδεικνύουν αερολύματα που απορροφούν έντονα.

#### 2.1.2 Σκέδαση Rayleigh

Στη σκέδαση Rayleigh τα σκεδάζοντα σωμάτια (μόρια) της ατμόσφαιρας έχουν διάμετρο μικρότερη από το μήκος κύματος της προσπίπτουσας ακτινοβολίας (α<<1) (πχ. για το ορατό φως έχουμε σωμάτια διάμετρου  $\leq 0.1$  μm). Οι βασικές αρχές της μοριακής σκέδασης περιγράφηκαν από τον λόρδο Rayleigh το 1871. Στη μοριακή σκέδαση παρεμβαίνει η διαφορική ενεργός διατομή σκέδασης dσ<sub>R</sub>/dΩ (differential scattering cross section) Rayleigh για μονοχρωματικό πολωμένο φως και για οπτικά ισοτροπικά μόρια (Measures, 1992):

$$d\sigma_{\rm R} / d\Omega = [\pi^2 (n^2 - 1)^2 / N^2 \lambda^4] [\cos^2 \varphi \cos^2 \theta + \sin^2 \varphi]$$
(2.7)

όπου, n είναι το πραγματικό μέρος του δείκτη διάθλασης της ατμόσφαιρας<sup>5</sup>, N η αριθμητική πυκνότητα (mol cm<sup>-3</sup>) των αερίων της ατμόσφαιρας<sup>6</sup> και θ, φ οι γωνίες (σε σφαιρικές συντεταγμένες) που σχηματίζουν η προσπίπτουσα και η σκεδαζόμενη πολωμένη ακτινοβολία μήκους κύματος  $\lambda$  (σε cm).

Με βάση την εξίσωση (2.7) η σκέδαση από τη μοριακή ατμόσφαιρα (σκέδαση Rayleigh) είναι αντιστρόφως ανάλογη της τέταρτης δύναμης του λ (~ $\lambda^{-4}$ ), έτσι η ηλιακή ακτινοβολία με μικρότερο μήκος κύματος (πχ. μπλε περιοχή του φάσματος  $\lambda \approx 450$  nm) σκεδάζεται εντονότερα απ'ό,τι η ακτινοβολία στην ερυθρά περιοχή του φάσματος ( $\lambda \approx 650$  nm), κάτι που εξηγεί και το μπλε χρώμα του καθαρού ουρανού.

Μια τυπική μέση τιμή της dσ<sub>R</sub> / dΩ για  $\lambda$  = 700 nm σε κανονικές ατμοσφαιρικές συνθήκες (KΣ) είναι dσ<sub>R</sub> / dΩ = 2x10<sup>-28</sup> cm<sup>2</sup>sr<sup>-1</sup> (βέβαια η τιμή αυτή εξαρτάται από το είδος των μορίων της ατμόσφαιρας). Εάν τώρα ολοκληρώσουμε την εξίσωση (2.7) σε μια στερεά γωνία 4π, λαμβάνουμε:

$$\sigma_{\rm R} \left( o\lambda \iota \kappa \acute{o} \right) = (8\pi/3) \left[ \pi^2 (n^2 - 1)^2 / N^2 \lambda^4 \right]$$
(2.8)

Επομένως, στο επίπεδο της θάλασσας (p=1 atm) και για μέση θερμοκρασία T=23°C (296 K) η ολική ενεργός διατομή σκέδασης Rayleigh  $\sigma_R$  (cm<sup>2</sup>) γράφεται:

$$\sigma_{\rm R} (\rm cm^2) = (1.18 \times 10^{-8} / \rm N) [550 \ \rm nm / \lambda \ (\rm nm)]^4 \qquad (2.9\alpha)$$

ή αντίστοιχα, ο ολικός συντελεστής σκέδασης Rayleigh (σε cm<sup>-1</sup>) δίνεται από τη σχέση:

N σ<sub>R</sub> (ολικό) = 
$$1.18 \times 10^{-8} [550 \text{ nm} / \lambda (\text{nm})]^4$$
 (2.9β)

Οι σχέσεις (2.9α) και (2.9β) ισχύουν προσεγγιστικά, δεδομένου ότι ο δείκτης διάθλασης της ατμόσφαιρας παραμένει σταθερός με το μήκος κύματος στο ορατό τμήμα του φάσματος (με επαγόμενο σφάλμα 3<%).

 $<sup>^{5}</sup>$  Ο δείκτης διάθλασης n σαν συνάρτηση της θερμοκρασίας T και της πίεσης P της ατμόσφαιρας δίνεται από τη σχέση: (n-1)=(n<sub>s</sub>-1)[(1+αT<sub>s</sub>)/(1+αT)](P/P<sub>s</sub>), T<sub>s</sub>=15oC, P<sub>s</sub>=1013.25hPa, n<sub>s</sub>=1.00025 (Penndorff, 1959).

<sup>&</sup>lt;sup>6</sup> Σε κανονικές συνθήκες (KΣ) πίεσης (1 atm=1013.25 hPa) και θερμοκρασίας (0°C =273.15 K) το γραμμομόριο ενός τελείου αερίου (δηλ.  $6.023 \times 10^{23}$  μόρια) καταλαμβάνει όγκο 22.4 lt=22400 cm<sup>3</sup> Επομένως, σε θερμοκρασία 296K (23°C) η μέση συγκέντρωση της ατμόσφαιρας είναι N=( $6.023 \times 10^{23}/22400$ )x(273/296)=2.47x $10^{19}$ molcm<sup>-3</sup>.

Στην περίπτωση πολωμένης ακτινοβολίας (πχ. ακτινοβολία λέιζερ) η ενεργός διατομή οπισθοσκέδασης (για  $\theta=\pi$ ) Rayleigh (σε cm<sup>2</sup> sr<sup>-1</sup>) από τα μόρια της ατμόσφαιρας, προκύπτει από την εξίσωση (2.7) για  $\theta=\pi$  και δίνεται προσεγγιστικά στο επίπεδο της θάλασςσας από τη σχέση:

$$\sigma_{(\pi)R} (\sigma \epsilon \text{ cm}^2 \text{ sr}^{-1}) \equiv d\sigma_R (\theta = \pi)/d\Omega = 5.45 \times 10^{-28} [550 \text{ nm} / \lambda (\text{nm})]^4$$
(2.10)

και επομένως, ο συντελεστής οπισθοσκέδασης όγκου  $\beta_R$  (volume backscattering coefficient) στο επίπεδο της θάλασσας (σε T=296 K) δίνεται (σε cm<sup>-1</sup>sr<sup>-1</sup>) προσεγγιστικά από τη σχέση:

$$\beta_{\rm R} = N \,\sigma_{(\pi){\rm R}} \,({\rm cm}^{-1}{\rm sr}^{-1}) = 1.39 {\rm x} 10^{-8} \,[550 \,\,{\rm nm}\,/\,\lambda\,({\rm nm})]^4 \tag{2.11}$$

 $\alpha \phi o \psi$ , N=2.55x10<sup>19</sup> mol/cm<sup>3</sup>.

#### 2.1.3 Μοριακή απορρόφηση

Η απορρόφηση οπτικής ακτινοβολίας από τα μόρια της ατμόσφαιρας σχετίζεται κυρίως με τις μεταπτώσεις (οπτικές μεταβάσεις) μεταξύ των επιτρεπόμενων κβαντισμένων ενεργειακών επιπέδων των μορίων. Όπως προαναφέρθηκε, τα ενεργειακά αυτά επίπεδα συσχετίζονται με ηλεκτρονικές, ταλαντωτικές και περιστροφικές μεταπτώσεις, ή σε συνδυασμό ταλαντωτικώνπεριστροφικών μεταπτώσεων. Έτσι, η απορρόφηση της ηλιακής ακτινοβολίας που φθάνει στο έδαφος προκαλείται από τα διάφορα αέρια της ατμόσφαιρας και ειδικότερα από τους υδρατμούς (H<sub>2</sub>O), το οξυγόνο (O<sub>2</sub>), το όζον (O<sub>3</sub>), το διοξείδιο του άνθρακα (CO<sub>2</sub>), το μεθάνιο (CH<sub>4</sub>), το πρωτοξείδιο του αζώτου (N<sub>2</sub>O), κλπ., όπως παριστάνεται στο Σχήμα 2.2α. Τα παραπάνω αέρια παίζουν επομένως κυρίαρχο ρόλο στο φαινόμενο του θερμοκηπίου, όπως θα αναλύσουμε στο επόμενο εδάφιο. Στο Σχήμα 2.2β παριστάνεται η απορροφητικότητα της γήινης ατμόσφαιρας σε ύψος 11 χλμ., ενώ στο Σχήμα 2.2.γ παρουσιάζεται η συνολική απορροφητικότητα της ατμόσφαιρας που οφείλεται αντίστοιχα στα CH<sub>4</sub>, N<sub>2</sub>O, O<sub>2</sub>, O<sub>3</sub>, CO<sub>2</sub> και H<sub>2</sub>O.

Ενδεικτικά αναφέρουμε ότι τα αέρια CO, CH<sub>4</sub>, N<sub>2</sub>O, O<sub>3</sub>, CO<sub>2</sub> και H<sub>2</sub>O απορροφούν έντονα στο υπέρυθρο τμήμα του φάσματος, ενώ μεταξύ 8-12 μm, παρατηρούμε την ύπαρξη του λεγόμενου ατμοσφαιρικού παράθυρου στο θερμικό υπέρυθρο, εντός του οποίου η απορροφητικότητα της ατμόσφαιρας είναι χαμηλή (εκτός από τη ζώνη απορρόφησης του όζοντος στα 9.6 μm). Οι υδρατμοί απορροφούν στο μακρυνό υπεριώδες ( $\lambda$ <186 nm) (ηλεκτρονικές μεταπτώσεις), στο υπέρυθρο στα 6.3 μm (ταλαντωτικές μεταπτώσεις στη ζώνη v<sub>2</sub>), στα 2.6-3.3 μm (ταλαντωτικές μεταπτώσεις) και σε  $\lambda$ >16 μm (περιστροφικές μεταπτώσεις). Το CO<sub>2</sub> απορροφά έντονα στο υπέρυθρο στα 15 μm (ταλαντωτικές μεταπτώσεις στη ζώνη v<sub>2</sub>) και στα 4.3 μm (ταλαντωτικές μεταπτώσεις στη ζώνη v<sub>3</sub>). Το O<sub>3</sub> απορροφά κυρίως στο υπεριώδες (ηλεκτρονικές μεταπτώσεις) σε συνεχές φάσμα (continuum) από 200-310 nm (ζώνες Hartley) και στα 310-350 nm (ζώνες Huggins), αλλά και στο ορατό 400-850 nm (Chappuis), όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.3α. Διαθέτει επίσης τρεις ζώνες απορρόφησης (λόγω ταλαντωτικών-περιστροφικών μεταπτώσεων) στο υπέρυθρο 9.1 μm (v<sub>1</sub>), 14.1 μm (v<sub>2</sub>) και 9.6 μm (v<sub>3</sub>), οι οποίες είναι ασθενέστερες από αυτές του υπεριώδους. Το N<sub>2</sub>O απορροφά κυρίως στο υπέρυθρο (4.5 μm, 7.8 μm και 17 μm).

Τέλος, το O<sub>2</sub> απορροφά έντονα στο υπεριώδες (Σχήμα 2.3.β) λόγω φωτο-ιονισμού και φωτοδιάσπασης. Ειδικότερα, η ισχυρή απορρόφηση για λ<100 nm οφείλεται στον φωτοιονισμό, μεταξύ 100-130 nm παρατηρούνται διάκριτες ζώνες απορρόφησης αγνώστου προέλευσης, μεταξύ 130-175 nm παρατηρείται το συνεχές φάσμα (Schumann-Runge continuum) λόγω φωτο-διάσπασης  $[O_2 -> O(^3P) + O(^1D)$ , όπου ένα άτομο οξυγόνου παραμένει στη βασική κατάσταση 'triplet-P', και το άλλο άτομο μεταβαίνει στη διηγερμένη κατάσταση 'singlet-D']. Οι ζώνες Schumann-Runge από 175-200 nm σχετίζονται με ηλεκτρονικές μεταβάσεις, πάνω στις οποίες υπερτίθενται και ταλαντωτικές μεταβάσεις. Το συνεχές φάσμα του *Herzberg* (200-260 nm) είναι πολύ σημαντικό, ειδικότερα στα 242 nm, για το σχηματισμό του στρατοσφαιρικού όζοντος, όπως θα αναλύσουμε σε επόμενο εδάφιο. Τέλος, το NO<sub>2</sub> απορροφά κυρίως στην περιοχή του ορατού (Σχήμα 2.3.γ).



Σχήμα 2.2. Απορροφητικότητα της ατμόσφαιρας (%) για τα κυριότερα ατμοσφαιρικά αέρια, (α) από το έδαφος έως την κορυφή της ατμόσφαιρας, (β) από τα 11 χλμ. και άνω και (γ) για επιλεγμένα αέρια σε όλη την ατμόσφαιρα, σε συνάρτηση με το μήκος κύματος (Peixoto and Ort, 1993).



Σχήμα 2..... Στοργος σιατομή απορροφήσης του ος στιος σαν συταρτήση του μήκους κύματος.



Σχήμα 2.3.β. Ενεργός διατομή απορρόφησης του οξυγόνου σαν συνάρτηση του μήκους κύματος.



Σχήμα 2.3.γ. Ενεργός διατομή απορρόφησης του διοξειδίου του αζώτου σαν συνάρτηση του μήκους κύματος (Harwood and Jones, 1994).

#### 2.2 Βασική θεωρία διάδοσης της ηλιακής ακτινοβολίας στην ατμόσφαιρα

Όπως προαναφέρθηκε, η ηλιακή ακτινοβολία κατά τη διάδοσή της στην ατμόσφαιρα αλληλεπιδρά με τα συστατικά της ατμόσφαιρας (μόρια, άτομα, αερολύματα, κλπ.) μέσω διαφόρων οπτικών και φυσικοχημικών φαινομένων και τελικά φθάνει εξασθενημένη στο έδαφος (φαινόμενα σκέδασης και απορρόφησης). Έτσι, αν θεωρήσουμε ότι μια μονοχρωματική ακτίνα φωτός (μήκους κύματος λ) που προσπίπτει και διαδίδεται κάθετα σε μια ομοιογενή ατμόσφαιρα, έχει ένταση I(0,λ), τότε η ένταση της ακτινοβολίας στο επίπεδο του εδάφους (αφού η ακτίνα διανύσει απόσταση z) δίνεται από τη σχέση των Beer-Lambert:

$$I(z,\lambda) = I(0,\lambda) \exp\left[-\int_{0}^{2} \alpha(z',\lambda) dz'\right] \qquad (2.12)^{7}$$

όπου,  $\alpha(z',\lambda)$  είναι ο συντελεστής εξασθένισης (extinction coefficient) της ατμόσφαιρας (σε cm<sup>-1</sup>) στο μήκος κύματος  $\lambda$  στη θέση z' (Σχήμα 2.4).



Σχήμα 2.4. Διάδοση μονοχρωματικής ακτινοβολίας σε ομοιόμορφη ατμόσφαιρα πάχους z.

Ειδικότερα, ο συντελεστής εξασθένισης α(z',λ) εξαρτάται από φαινόμενα <u>σκέδασης</u> και <u>απορρόφησης</u> που οφείλονται στα μόρια και στα αιωρούμενα σωματίδια της ατμόσφαιρας.

Μπορούμε να γράψουμε λοιπόν τη γενική σχέση:

$$\alpha(\lambda) = \alpha_{M}(\lambda) + \alpha_{R}(\lambda) = \alpha_{Mscat}(\lambda) + \alpha_{Mabs}(\lambda) + \alpha_{Rscat}(\lambda) + \alpha_{Rabs}(\lambda)$$
(2.13)

όπου, οι δείκτες M και R στους συντελεστές εξασθένισης, αναφέρονται στα αιωρούμενα σωματίδια και μόρια της ατμόσφαιρας, αντίστοιχα.<sup>8</sup>

Για τα μόρια της ατμόσφαιρας ισχύουν οι σχέσεις:

 $\alpha_{Rscat} (\lambda) = \sigma_{R}(\lambda) N_{\alpha \text{éria}} \qquad (2.14\alpha) \qquad \text{kai} \qquad \alpha_{Rabs}(\lambda) = \sigma_{abs}(\lambda) N_{\alpha \text{éria}} \qquad (2.14\beta)$ 

όπου, σ<sub>R</sub>(λ)=4.02x10<sup>-28</sup>(1/λ<sup>4</sup>) είναι η ενεργός διατομή εξασθένισης (λόγω σκέδασης) Rayleigh από τα μόρια της ατμόσφαιρας (σε cm<sup>2</sup>), σ<sub>abs</sub>(λ) η ενεργός διατομή απορρόφησης από τα διάφορα αέρια της ατμόσφαιρας και Ν<sub>αέρια</sub> η αριθμητική πυκνότητα των μορίων (αερίων) της ατμόσφαιρας (σε cm<sup>-3</sup>) που απορροφούν στο συγκεκριμένο μήκος κύματος. Ας σημειωθεί ότι ο συντελεστής εξασθένισης α(λ) εξαρτάται από το μήκος κύματος της μονοχρωματικής ακτινοβολίας λ, τη θερμοκρασία, την πίεση και από την κατακόρυφη κατανομή της συγκέντρωσης των σκεδαζόντων ή απορροφούντων συστατικών της

<sup>&</sup>lt;sup>7</sup> Σημειώνεται εδώ ότι θεωρούμε ότι τα μόρια της ατμόσφαιρας μόνο σκεδάζουν και απορροφούν τη διερχόμενη ακτινοβολία και δεν εκπέμπουν ακτινοβολία.

<sup>&</sup>lt;sup>8</sup> Συνήθως  $\alpha_{\text{Mscat}}(\lambda) > \alpha_{\text{Mabs}}(\lambda)].$ 

ατμόσφαιρας. εξίσωση (2.12) όταν η ατμόσφαιρα, πάχους z, είναι ομοιογενής μπορεί επίσης να γραφεί ως:

$$I(z,\lambda) / I(0, \lambda) = \exp(-\alpha_{\lambda} z) = T_{\lambda} \qquad (2.15)$$

όπου,  $T_{\lambda}$  είναι η διαπερατότητα (transmissivity)<sup>9</sup> της ατμόσφαιρας. Αντίστοιχα, με βάση το Σχήμα 2.4, εάν  $I_{0,\lambda}$  είναι η προσπίπτουσα μονοχρωματική ακτινοβολία στην κορυφή της γήινης ατμόσφαιρας (Top Of the Atmosphere:TOA) και  $I_{\lambda \alpha}$ ,  $I_{\lambda t}$  είναι αντίστοιχα η ακτινοβολία που απορροφάται, ανακλάται και διαδίδεται στην ομοιογενή ατμόσφαιρα πάχους z, ορίζουμε την απορροφητικότητα  $A_{\lambda}=I_{\lambda \alpha}/I_{0\lambda}$ , την ανακλαστικότητα (ή λευκότητα, albedo)  $R_{\lambda}=I_{\lambda r}/I_{0\lambda}$  και τη διαπερατότητα  $T_{\lambda}=I_{\lambda t}/I_{0\lambda}$  (όπως η εξίσωση 2.15) της ατμόσφαιρας, προκειμένου η ενέργεια να διατηρείται (θεωρούμε αμελητέα την εκπομπή από τα μόρια της ατμόσφαιρας) θα πρέπει τότε να ισχύει:

$$A_{\lambda} + R_{\lambda} + T_{\lambda} = 1 \tag{2.16}$$

Παραγωγίζοντας τώρα την εξίσωση (2.15) λαμβάνουμε:

$$dI_{\lambda} / I_{\lambda} = -\alpha_{\lambda} dz \qquad (2.17)$$

Η φυσική έννοια της εξίσωσης (2.17) είναι ότι όταν ακτινοβολία έντασης  $I_0$  διέρχεται μέσα από μια ομοιογενή ατμόσφαιρα πάχους dz εξασθενεί κατά dI. Η ποσότητα:

$$\tau(0,z) = \int_{0}^{z} \alpha(\lambda, z') dz' \qquad (2.18)$$

ονομάζεται *οπτικό πάχος* (optical thickness ή optical depth) της ατμόσφαιρας για ένα στρώμα πάχους z. Συνήθεις τιμές του τ κυμαίνονται από 0.1-0.5. Σε εξαιρετικές περιπτώσεις το τ ξεπερνά το 1.



Σχήμα 2.5. Μέσο οπτικό πάχος (0-0.5) των αιωρούμενων σωματιδίων πάνω από την επιφάνεια της γης, όπως μετρήθηκε από τον δορυφόρο MODIS (NASA Goddard Space Flight Center, MODIS Science Team).

<sup>&</sup>lt;sup>9</sup> Στην γενικότερη περίπτωση για τη διαπερατότητα  $T_{\lambda}(z_1,z_2)$  ενός μη ομοιογενούς ατμοσφαιρικού στρώματος πάχους  $z_2$ - $z_1$  ισχύει:  $T_{\lambda}(z_1,z_2)$ = exp $\left[-\int_{z_1}^{z_2} \alpha(\lambda,z') dz'\right]$ 

Στον Πίνακα 2.2 παρουσιάζουμε τιμές της λευκότητας για διάφορα είδη επιφανειών στο ορατό μέρος του φάσματος (Houghton, 1985).

Είδος Επιφάνειας	Λευκότητα (%)
Άμμος	18-28
Γρασίδι	16-20
Δάσος	14-20
Πυκνό δάσος	5-10
Χιόνι (νέο)	75-95
Χιόνι (παλαιό)	40-60
Αστική περιοχή	14-18

Πίνακας 2.2. Τιμές λευκότητας για διάφορα είδη επιφανειών στο ορατό μέρος του φάσματος.

#### 2.3 Ακτινοβολία μέλανος σώματος

Όπως είναι γνωστό από τη θεωρία του μέλανος σώματος (βλ. Serway et al., 2000) η ένταση της ακτινοβολίας που εκπέμπει ανά μονάδα συχνότητας ένα μέλαν σώμα εξαρτάται μόνο από τη θερμοκρασία και τη συχνότητα και όχι από τη χημική του σύσταση. Έτσι, για ένα μέλαν σώμα (μέλαν σώμα είναι αυτό που απορροφά όλη την ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία που προσπίπτει σ΄αυτό), που είναι και ιδανικός πομπός ακτινοβολίας, ισχύει ο κανόνας του *Kirchhoff*, σύμφωνα με τον οποίο για ένα σώμα σε τοπική θερμοδυναμική ισορροπία (ΤΘΙ)<sup>10</sup> με το περιβάλλον του ισχύει η εξίσωση:

$$E_f / A_f = συνάρτηση (f,T)$$
 (2.19)

όπου, E<sub>f</sub> είναι η εκπεμπόμενη ένταση ακτινοβολίας ανά μονάδα συχνότητας (irradiance) (ή αλλοιώς φασματική κατανομή της αφετικής ικανότητας ή εκπεμπόμενη ισχύς ανά μονάδα επιφάνειας και ανά μονάδα συχνότητας) από το μέλαν σώμα και A<sub>f</sub> είναι ο συντελεστής απορρόφησης (absorptivity) (δηλ. το κλάσμα της έντασης ακτινοβολίας που απορροφάται από το σώμα προς την προσπίπτουσα ένταση ακτινοβολίας σε μια συγκεκριμένη συχνότητα f). Φυσικά για ένα μέλαν σώμα ισχύει  $A_f = 1$  για όλες τις συχνότητες.

Επιπλέον, για ένα σώμα που ευρίσκεται σε ΤΘΙ ο Kirchhoff απέδειξε ότι:

$$e_{f} = A_{f}$$
 (2.20)

όπου, e<sub>f</sub> (0< e<sub>f</sub> <1) είναι ο συντελεστής εκπομπής (emissivity) του σώματος στη συχνότητα f. Ο συντελεστής αυτός περιγράφει την ικανότητα της επιφάνειας κάποιου σώματος να εκπέμπει ακτινοβολία σε μια θερμοκρασία T και ορίζεται σαν το πηλίκο: e<sub>f</sub> = E<sub>f</sub>/E'<sub>f</sub>, όπου E<sub>f</sub> είναι η φασματική κατανομή της αφετικής ικανότητας του εξεταζόμενου σώματος και E'<sub>f</sub> η αντίστοιχη τιμή του μελανού σώματος στην ίδια θερμοκρασία T και συχνότητα f. <u>Φυσικά για</u> ένα μέλαν σώμα e<sub>f</sub> = 1.

Το 1879 ο J. Stefan βρίσκει πειραματικά ότι η ολική ένταση ακτινοβολίας E (σε Wm<sup>-2</sup>) (δηλ. η εκπεμπόμενη ισχύς ανά μονάδα επιφάνειας σε όλες τις συχνότητες ή αφετική ικανότητα) που

<sup>&</sup>lt;sup>10</sup> Σημειώνουμε ότι η κατώτερη ατμόσφαιρα θεωρείται ότι ευρίσκεται σε ΤΘΙ, λόγω των συγκρούσεων μεταξύ μορίων.

$$E = \int_{0}^{\infty} E_{f} df = \sigma T^{4} \qquad (2.21)$$

όπου, σ η σταθερά των Stefan-Boltzmann (σ =  $5.67 \times 10^{-8}$  W m<sup>-2</sup> K<sup>-4</sup>).

Σημείωση: Η θερμοκρασία Τ ενός μελανού σώματος ονομάζεται και ενεργός θερμοκρασία (Te) αυτού.

Στην πραγματικότητα όμως ένα πραγματικό σώμα δεν συμπεριφέρεται ποτέ σαν μέλαν σώμα (δεν είναι δηλαδή ιδανικός πομπός ακτινοβολίας), διότι εκπέμπει λιγότερη ενέργεια απ'ό,τι ένα μέλαν σώμα. Έτσι ένα τέτοιο σώμα θα υπακούει στον ίδιο γενικό νόμο, αλλά με ένα συντελεστή απορρόφησης  $\alpha < 1$  (φαιό σώμα όταν το α είναι ανεξάρτητο του λ):

$$E = \alpha \sigma T^4 \qquad (2.22)$$

To 1884 o Boltzmann, εισήγαγε την έννοια της φασματικής πυκνότητας ενέργειας (spectral energy density) u(f,T) της ισοτροπικής και μη πολωμένης ακτινοβολίας του μέλανος σώματος σε θερμοκρασία T και συχνότητα f (ή φασματική κατανομή της πυκνότητας ενέργειας ή ενέργεια ανά μονάδα όγκου και ανά μονάδα συχνότητας).

Ακολούθως, ο Wien έδειξε πειραματικά ότι για κάθε θερμοκρασία οι καμπύλες εκπομπής του μέλανος σώματος παρουσιάζουν ένα μέγιστο σε διαφορετικό μήκος κύματος  $\lambda_{\mu}$  η καθεμιά. Άρα το  $\lambda_{\mu}$  καθορίζει και το χρώμα του σώματος σε αυτή τη θερμοκρασία. Εάν αυξηθεί η θερμοκρασία η φασματική καμπύλη οξύνεται και το  $\lambda_{\mu}$  μετατοπίζεται σε μικρότερα μήκη κύματος. Έτσι, για μεγάλες θερμοκρασίες τα ακτινοβολούμενα μήκη κύματος καλύπτουν μια στενότερη περιοχή στο φάσμα της θερμικής ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας, εκπέμπονται όμως εντονότερα (Σχήμα 2.6).

Σύμφωνα με το νόμο των μετατοπίσεων του Wien ισχύει η εξίσωση:

$$\lambda_{\mu} (\mu m) = 2898 / T(K)$$
 (2.23)



Σχήμα 2.6. Εκπομπή από πυρακτωμένο στερεό. Σημειώστε ότι η ποσότητα ακτινοβολίας που εκπέμπεται (η επιφάνεια κάτω από την καμπύλη) αυξάνεται σε συνάρτηση με την αύξηση της θερμοκρασίας (Serway et al., 2000).

Ο νόμος των Rayleigh-Jeans σύμφωνα με τον οποίο:

$$u(\lambda,T) d\lambda = (8\pi/\lambda^4) kT d\lambda$$
 (2.24)

δεν συμφωνεί με τα πειραματικά δεδομένα, διότι όταν το λ→0 (στην περιοχή του υπεριώδους ή των ακτίνων X) τότε θα υπήρχε απεριόριστη εκπομπή ενέργειας από το μέλαν σώμα στη φασματική περιοχή του υπεριώδους. Ιστορικά το θεωρητικό αυτό αναπόφευκτο αναφέρεται σαν υπεριώδης καταστροφή.

Τελικά, ο M. Planck, ο θεμελιωτής της κβαντικής θεωρίας, απέδειξε ότι η υπεριώδης καταστροφή μπορεί να αποφευχθεί εάν χρησιμοποιήσουμε τον ακόλουθο τύπο για την φασματική πυκνότητα ενέργειας u(f,T) της ακτινοβολίας του μέλανος σώματος σε θερμοκρασία T και συχνότητα f (νόμος του Planck για το μέλαν σώμα):

$$u(f,T) = 8\pi h (f^3/c^3) [1/(e^{hf/kT})-1]$$
(2.25)

όπου, k η σταθερά του Boltzmann και h η σταθερά του Planck. Ο Planck κατέληξε στην εξίσωση (2.25) κάνοντας δύο υποθέσεις: 1) η ενέργεια ενός φορτισμένου ταλαντωτή συχνότητας f είναι περιορίζεται σε διακριτές (κβαντισμένες) τιμές *nhf* και 2) κατά την εκπομπή ή απορρόφηση φωτός η μεταβολή ενέργειας ενός ταλαντωτή είναι *hf*.

Θεωρώντας τώρα ότι η ακτινοβολία του μέλανος σώματος εκπέμπεται ισοτροπικά από μια στοιχειώδη επιφάνεια ΔΑ μέσα σε μια στερεά γωνία ΔΩ, η φασματική πυκνότητα ενέργειας εντός της στοιχειώδους στερεάς γωνίας ΔΩ είναι  $u(f,T)\Delta\Omega/4\pi$ . Η ροή ενέργειας ανά μονάδα χρόνου και ανά μονάδα επιφάνειας μεταφέρεται με ταχύτητα c ισοτροπικά (ανεξάρτητα της γωνίας θ), επομένως η αντίστοιχη μεταφερόμενη ισχύς ανά μονάδα επιφάνειας, ανά μονάδα στερεάς γωνίας φασματική κατανομή έντασης ακτινοβολίας spectral radiance B(f,T)] δίνεται από τη σχέση:

$$B(f,T) df = (2hf^3 / c^2) [1 / (e^{hf / kT}) - 1]df$$
(2.26)

και αντίστοιχα:

$$B(\lambda,T) d\lambda = (2hc^2 / \lambda^5) [1 / (e^{hc / k\lambda T})-1] d\lambda$$
(2.27)

καθ'όσον ισχύει:  $u(f,T) / 4\pi = B(f,T) / c$ ,με χρήση της εξίσωσης (2.25). Επίσης, με χρήση της εξίσωσης (2.27) και καθ'όσον ισχύει ο νόμος των Stefan-Boltzmann (Houghton, 1991):

$$B(T) = \int_{0}^{\infty} B(\lambda, T) d\lambda = (\sigma/\pi) T^{4}$$
 (2.28)

και εφόσον,  $B(\lambda,T) \pi = E_{\lambda} = E(\lambda,T)$ , καταλήγουμε στην εξίσωση:

$$E_{\lambda} = (2\pi hc^2 / \lambda^5) [1 / (e^{hc / k\lambda T}) - 1]$$
 (2.29)

Στην περίπτωση του ήλιου μπορούμε να αποδείξουμε ότι η ενεργός θερμοκρασία του είναι της τάξης των 5750 K, αν θεωρηθεί σαν μέλαν σώμα. Αντίστοιχα, η παρατηρούμενη μέση θερμοκρασία της γης είναι 288 K (15°C). Στο Σχήμα 2.7α παριστάνεται η φασματική κατανομή της εκπεμπόμενης ηλιακής και γήινης ακτινοβολίας, για θερμοκρασίες 6000 K και 255 K, για τον ήλιο και την γη, αντίστοιχα (Peixoto and Oort, 1993), δεδομένου ότι με βάση τη θεωρία του μέλανος σώματος η γη αναμένεται να είχε μέση θερμοκρασία 258 K. Η εκπεμπόμενη ηλιακή ακτινοβολία καλύπτει ένα μεγάλο μέρος του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος (~0.17-6 μm), ενώ αντίστοιχα η εκπεμπόμενη γήινη ακτινοβολία καλύπτει την υπέρυθρη φασματική περιοχή (~4-110 μm).

Παρατηρούμε στο σχήμα αυτό ότι η ηλιακή ακτινοβολία έχει ένα μέγιστο μήκος κύματος περίπου στα 0.5 μm, ενώ η εκπεμπόμενη ηλιακή ακτινοβολία έχει ένα μέγιστο μήκος κύματος στην υπέρυθρη φασματική περιοχή, περίπου στα ~10 μm. Επίσης, παρατηρούμε ότι τα μήκη κύματος της ηλιακής ακτινοβολίας που παίζουν σημαντικό ρόλο στο κλίμα της γης κυμαίνονται από 0.1-2.0 μm (προκαλούν θέρμανση της γης), ενώ αντίστοιχα για τη γήινη ακτινοβολία κυμαίνονται από 4.0 έως 60 μm (προκαλούν ψύξη της γης). Θα εξηγήσουμε λοιπόν στην επόμενη παράγραφο γιατί είναι λογική η παρατηρούμενη μέση θερμοκρασία της γης (288 K) που σχετίζεται με το φαινόμενο του θερμοκηπίου.

Εάν θεωρήσουμε ότι η γη είναι ένα μέλαν σώμα θερμοκρασίας Τ, που απορροφά την ηλιακή ακτινοβολία και την επανεκπέμπει με ένταση ακτινοβολίας Β, τότε η εξίσωση διάδοσης ακτινοβολίας στην ατμόσφαιρα λαμβάνει την πιο πλήρη μορφή της, με βάση την εξίσωση (2.17):

$$dI_{\lambda} = -I_{\lambda} \alpha_{\lambda} dz + B(T) \alpha_{\lambda} dz \qquad (2.30)$$

Η εξίσωση (2.30) που ονομάζεται ε*ζίσωση του Schwarzchild*, γράφεται ισοδύναμα, με χρήση της εξίσωσης (2.18) ως εξής:

$$dI_{\lambda}/d\tau = I_{\lambda} - B(T)$$
 (2.31)

Στο Σχήμα 2.7β παρουσιάζουμε τη φασματική κατανομή της ηλιακής ακτινοβολίας  $E_{\lambda}(10^2 \text{ Wm}^{-2}\text{m}^{-1})$  στην κορυφή της ατμόσφαιρας (Top Of the Atmosphere: TOA) και στο επίπεδο της θάλασσας (κάτω καμπύλη) για μέσες ατμοσφαιρικές συνθήκες. Οι σκιασμένες περιοχές καταδεικνύουν την απορρόφηση από τα διάφορα αέρια της ατμόσφαιρας. Η μη σκιασμένη περιοχή ανάμεσα στις δυό καμπύλες αντιστοιχεί στο τμήμα της ηλιακής ενέργειας που σκεδάζεται από τα μόρια του αέρα, τους υδρατμούς, τα αιωρούμενα σωματίδια και τα σύννεφα.

Για την επάνω καμπύλη θα ισχύει φυσικά ότι:  $\int_0^{\infty} E_{\lambda} d\lambda \approx 1360 \text{ Wm}^{-2}$ , τιμή που 0

αντιπροσωπεύει την ηλιακή σταθερά (βλ. και παρακάτω). Να αναφέρουμε εδώ ότι στην υπεριώδη περιοχή ευρίσκεται το 9%, στην ορατή περιοχή το 45% και στην υπέρυθρη περιοχή το 46%, αντίστοιχα, της ολικής ηλιακής ενέργειας που φθάνει στη γη

Θα θεωρήσουμε τώρα την έννοια της ηλιακής σταθεράς C, δηλ. την προσπίπτουσα ροή ενέργειας ηλιακής ακτινοβολίας προς τη γη (ή αλλοιώς, την προσπίπτουσα ισχύ ανά μονάδα επιφάνειας) της οποίας η μέση τιμή είναι  $F_s = 1370 \text{ Wm}^{-2}$ . Όπως έχει παρατηρηθεί, η σταθερά αυτή μεταβάλλεται περιοδικά, σε συνάρτηση με τις ηλιακές κηλίδες και την ηλιακή δραστηριότητα. Επιστημονικές παρατηρήσεις από δορυφορικά δεδομένα των ηλιακών κηλίδων κατέγραψαν μια περιοδικότητα μεταβολής της ηλιακής σταθεράς σε μια χρονική περίοδο 11 ετών (11-ετής ηλιακός κύκλος), όπως παρουσιάζεται στο Σχήμα 2.8, για την χρονική περίοδο 1950-2000. Επίσης, η ετήσια διακύμανση της ηλιακής σταθεράς, που

οφείλεται στην διακύμανση της εκπεμπόμενης από τον ήλιο ενέργειας, είναι της τάξης του ±1.5%. Στο σχήμα αυτό παρουσιάζεται η μέση μηνιαία (λεπτή γραμμή) και ετήσια μεταβολή (παχιά γραμμή) της προσπίπτουσας ροής ενέργειας ηλιακής ακτινοβολίας στην κορυφή της γήινης ατμόσφαιρας. Βέβαια πρέπει να ληφθούν υπόψη και χρονικές μεταβολές μεγαλύτερης διάρκειας (πχ. αιώνες).



Σχήμα 2.7α. Φασματική κατανομή της εκπεμπόμενης ηλιακής και γήινης ακτινοβολίας μέλανος σώματος, για θερμοκρασίες 6000 K και 255 K, για τον ήλιο και την γη, αντίστοιχα (Peixoto and Oort, 1993).



**Σχήμα 2.7.β.** Φασματική κατανομή της ηλιακής ακτινοβολίας  $E_{\lambda}(10^2 \text{ Wm}^{-2} \mu\text{m}^{-1})$  στην κορυφή της ατμόσφαιρας (TOA) και στο επίπεδο της θάλασσας (κάτω καμπύλη) για μέσες ατμοσφαιρικές συνθήκες (Peixoto and Oort, 1993).



**Σχήμα 2.8**. Η μέση μηνιαία (λεπτή γραμμή) και ετήσια μεταβολή (παχιά γραμμή) της προσπίπτουσας ροής ενέργειας ηλιακής ακτινοβολίας στην κορυφή της γήινης ατμόσφαιρας

#### 2.4 Ενεργειακό ισοζύγιο της γης

Στο Σχήμα 2.9 (αριστερό τμήμα) παριστάνεται το ενεργειακό ισοζύγιο της προσπίπτουσας ηλιακής ακτινοβολίας στην επιφάνεια της γης (Peixoto and Oort, 1993) για 100 μονάδες ενέργειας ηλιακής ακτινοβολίας. Στο σχήμα αυτό παρατηρούμε ότι τα σύννεφα και τα αιωρούμενα σωματίδια παίζουν ένα πολύ σημαντικό ρόλο στην επανασκέδαση της ηλιακής ακτινοβολίας στο διάστημα (περίπου 20 και 6%, αντίστοιχα). Περίπου 20% της προσπίπτουσας ηλιακής ακτινοβολίας απορροφάται από τα σύννεφα και ατμόσφαιρα (όζον, υδρατμοί) με αποτέλεσμα, περίπου 50% της ηλιακής ακτινοβολίας να φθάνει τελικά στην επιφάνεια της γης (είτε κατ ευθείαν, είτε μέσω σκέδασης) και να απορροφάται από αυτήν. Από αυτές τις 50 μονάδες ενέργειας που φθάνουν στην επιφάνεια της γης και απορροφούνται από αυτήν (Σχήμα 2.9, δεξιό τμήμα) παρατηρούμε ότι ένα πολύ σημαντικό ποσοστό της (20 μονάδες ενέργειας) εκπέμπεται σαν υπέρυθρη ακτινοβολία προς το διάστημα (14 μονάδες ενέργειας απορροφούνται από την ατμόσφαιρα-από το H<sub>2</sub>O και CO<sub>2</sub> και 6 μονάδες ενέργειας φθάνουν ανεπηρρέαστες έξω από τη γήινη ατμόσφαιρα). Το υπόλοιπο ποσοσό (30 μονάδες ενέργειας), μεταφέρεται προς την ατμόσφαιρα δια αγωγής (6 μονάδες ενέργειας με τη μορφή αισθητής θερμότητας, δηλ. με τη βοήθεια των ανοδικών ρευμάτων του αέρα) και το υπόλοιπο με τη μορφή λανθάνουσας θερμότητας (24 μονάδες ενέργειας), δηλ. μέσω της εξάτμισης του νερού. Καταλήγουμε επομένως στο συμπέρασμα ότι η γη επανεκπέμπει προς το διάστημα περίπου το 30% της συνολικής ενέργειας που δέχεται από τον ήλιο. Τούτο θα γρησιμοποιηθεί στο επόμενο εδάφιο όταν θα αναφερθούμε σε ένα απλό μοντέλο ενεργειακού ισοζυγίου της γης.



Σχήμα 2.9. Σχηματικό διάγραμμα του ενεργειακού ισοζυγίου της γης, θεωρώντας 100 μονάδες ενέργειας στην κορυφή της ατμόσφαιρας (Peixoto and Oort, 1993).

#### 2.4.1 Απλό μοντέλο ενεργειακού ισοζυγίου της γης

Θα θεωρήσουμε εδώ ξανά την έννοια της ηλιακής σταθεράς C, δηλ. το  $F_s = 1370 \text{ W m}^{-2}$ . Θεωρώντας ότι οι ακτίνες του ήλιου φθάνουν παράλληλες στην επιφάνεια της γης (Σχήμα 2.10), επομένως η γη λαμβάνει την ακτινοβολία αυτή με συνολική ισχύ:

$$F (Watts) = \pi R_e^2 C = \pi R_e^2 F_s$$
 (2.32)

όπου,  $R_e$ είναι η μέση ακτίνα της γης ( $R_e = 6371$  km).



Σχήμα 2.10. Ηλιακή ακτινοβολία που προσπίπτει στη γήινη επιφάνεια.

Θεωρώντας ότι η γη επανεκπέμπει προς το διάστημα περίπου το 30% της συνολικής έντασης ακτινοβολίας που δέχεται από τον ήλιο (χρησιμοποιούμε εδώ τον όρο λευκότητα, Albedo, R=30%), έπεται ότι η ανακλώμενη μέση ισχύς από τη γη προς το διάστημα είναι:  $F_{ref}(Watts)=0.3\pi R_e^2 F_s$  και η απορροφούμενη ισχύς είναι τότε:  $F_{abs}(Watts)=F_0(Watts)=(1-R)\pi R_e^2 F_s$ . Θεωρώντας όμως τη γη σαν ένα μέλαν σώμα μέσης θερμοκρασίας 288 K, ο νόμος των Stefan-Boltzmann (εξίσ. 2.21) μας επιτρέπει να γράψουμε ότι η εκπεμπόμενη ισχύς (σε όλες τις συχνότητες) ανά μονάδα επιφάνειας της γης είναι ίση με σT<sup>4</sup>, οπότε, η συνολικά εκπεμπόμενη ισχύς (σε όλες τις συχνότητες) από όλη την επιφάνεια της γης είναι τότε:

$$F_{em}$$
 (Watts) =  $4\pi R_e^2 \sigma T^4$  (2.33)

Εάν υποθέσουμε ότι η γήινη ατμόσφαιρα δεν απορροφά την προσπίπτουσα και την εκπεμπόμενη ακτινοβολία (κάτι που φυσικά δεν ισχύει στην πραγματικότητα) και ότι η γη βρίσκεται σε θερμική ισορροπία (δηλ. η απορροφούμενη ισχύς  $F_{abs} = εκπεμπόμενη$  ισχύει  $F_{em}$ ), τότε θα ισχύει:

(1-R) 
$$\pi R_e^2 F_s = 4\pi R_e^2 \sigma T^4$$
 (2.34)

οπότε, αντικαθιστώντας τις τιμές των R, σ, και F<sub>s</sub> λαμβάνουμε την αναμενόμενη μέση θερμοκρασία της γης T=-15°C (258 K). Τούτο όμως έρχεται σε αντίθεση με την παρατηρούμενη μέση θερμοκρασία της γης (T=~15°C). Υπάρχει επομένως ένας φυσικός μηχανισμός θέρμανσης της γης (κατά  $\Delta$ T~30 °C) και αυτός είναι το φαινόμενο του θερμοκηπίου (ύπαρξη των αποκαλούμενων αερίων του θερμοκηπίου που απορροφούν και την προσπίπτουσα ηλιακή και την αποδιδόμενη (εκπεμπόμενη) γήινη υπέρυθρη ακτινοβολία, όπως είδαμε στο εδάφιο 2.1.3). Ο φυσικός μηχανισμός αυτός (που οφείλεται πριν την βιομηχανική επανάσταση κυρίως στο διοξείδιο του άνθρακα και στους υδρατμούς) επιτρέπει λοιπόν την αύξηση της μέσης θερμοκρασίας της γης κατά ~30°C, και έτσι είναι δυνατή η επιβίωση του ανθρώπινου είδους πάνω στη γη. Στο Σχήμα 2.11 παρουσιάζεται η ροή της θερμικής υπέρυθρης ακτινοβολίας (σε W/m<sup>2</sup>) που εκπέμπεται από τη γη και μετράται από το σύστημα ERBE στον δορυφόρο ERBS της NASA για τον Απρίλιο του 1985. Παρατηρούμε ότι οι θερμότερες περιοχές του πλανήτη (300-350 Wm<sup>-2</sup>) ευρίσκονται γύρω από την περιοχή του ισημερινού, ενώ οι ψυχρότερες περιοχές (100-150  $\text{Wm}^{-2}$ ) ευρίσκονται κοντά στους Πόλους. Μπορεί επίσης να διακρίνει κανείς ότι η μικρότερη ροή θερμικής υπέρυθρης ακτινοβολίας παρατηρείται στην πιο ψυχρή περιοχή του πλανήτη που είναι ο Νότιος Πόλος (<100  $\text{Wm}^{-2}$ ).





#### 2.4.2 Απλό μοντέλο φαινομένου του θερμοκηπίου

Ας θεωρήσουμε ότι προσθέτουμε ένα λεπτό ατμοσφαιρικό στρώμα ομοιόμορφης θερμοκρασίας  $T_a$ , στο ατμοσφαιρικό μοντέλο της προηγούμενης παραγράφου (βλ. Σχήμα 2.12) (Andrews, 2002). Στην ατμόσφαιρα αυτή προσπίπτει και διαδίδεται ηλιακή ακτινοβολία  $F_0$  (όπου η ατμόσφαιρα παρουσιάζει συντελεστή διαπερατότητας  $T_s$ ) και γήινη υπέρυθρη ακτινοβολία (όπου η ατμόσφαιρα παρουσιάζει συντελεστή διαπερατότητας  $T_{th}$ ) και απορροφάται ένα μέρος της ακτινοβολίας αυτής. Έστω επίσης ότι η θερμοκρασία εδάφους (η γη θεωρείται σαν μέλαν σώμα) είναι  $T_g$ . Επίσης, η ατμόσφαιρα αφού απορροφήσει ακτινοβολία, την εκπέμπει ( $F_a$ ) και προς τα επάνω και προς τα κάτω. Θεωρώντας σαν μέση τιμή λευκότητας της γης R=30%, το ποσόν της μέσης ροής ηλιακής ακτινοβολίας (ενέργεια ανά μοναδαία επιφάνεια και ανά μονάδα χρόνου) που απορροφάται από την ατμόσφαιρα και τους ωκεανούς (και το οποίο ακολούθως εκπέμπεται σαν υπέρυθρη ακτινοβολία) δίνεται από τη σχέση<sup>11</sup>:



Σχήμα 2.12. Απλό μοντέλο φαινομένου του θερμοκηπίου (Andrews, D, 2002).

<sup>&</sup>lt;sup>11</sup> Όλη η γη μαζί απορροφά από τον ήλιο ισχύ:  $\pi R_e^2$ (1-R) $F_s$ , αφού ένα ποσοστό  $\pi R_e^2 RF_s$  έχει ανακλασθεί στο διάστημα, η οποία κατανέμεται σε όλη την επιφάνεια ( $4\pi R_e^2$ ) της γης.

Έτσι, το  $F_0$  υπολογίζεται περίπου στα 240  $Wm^{-2}$ . Από αυτήν τη ροή ακτινοβολίας, ένα ποσοστό  $T_sF_0$  φθάνει στο έδαφος και το υπόλοιπο  $(1-T_s)F_0$  απορροφάται από το λεπτό στρώμα ατμόσφαιρας. Όμως θεωρούμε ότι το γήινο έδαφος εκπέμπει σαν μέλαν σώμα, θερμοκρασίας Κ. Επομένως, θα ισχύει:  $F_g=\sigma T_g^4$ , του οποίου ένα ποσοστό  $F_gT_{th}$  φθάνει στην κορυφή της ατμόσφαιρας και το υπόλοιπο  $(1-T_t)F_g$  απορροφάται από το λεπτό στρώμα της ατμόσφαιρας. Η ατμόσφαιρα όμως δεν είναι μέλαν σώμα, αλλά επανεκπέμπει ροή ενέργειας  $F_a$  (με χρήση της εξίσωσης 2.22) και επάνω και κάτω<sup>12</sup>:

$$F_a = (1-T_{th}) \sigma T_a^4$$
 (2.36)

Από το *ισοζύγιο των ροών ακτινοβολίας* στο ατμοσφαιρικό στρώμα και το έδαφος, αντίστοιχα, θα έχουμε τις σχέσεις:

$$F_0 = F_a + T_{th}F_g \qquad (2.37\alpha)$$

και  $F_g = F_a + T_s F_0$ (2.37β)

Απαλείφοντας το  $F_a$  από τις εξισώσεις (2.37α) και (2.37β) λαμβάνουμε:

$$F_{g} = \sigma T_{g}^{4} = F_{0} \left[ (1+T_{s})/(1+T_{th}) \right]$$
(2.38)

Απαλείφοντας το  $F_g$  από τις εξισώσεις (2.37α) και (2.37β), λαμβάνουμε:

$$F_a = (1 - T_{th}) \sigma T_a^4 = F_0 [(1 - T_s T_{th})/(1 + T_{th})]$$
(2.39)

Ακολούθως, αντικαθιστώντας στις εξισώσεις (2.38) και (2.39) τις αντίστοιχες τιμές των  $F_0=240 \text{Wm}^{-2}$ ,  $T_s\approx 0.9$  (υψηλή διαπερατότητα και μικρή απορροφητικότητα της ηλιακής ακτινοβολίας),  $T_{th}\approx 0.2$  (χαμηλή διαπερατότητα και υψηλή απορροφητικότητα της θερμικής γήινης ακτινοβολίας) και σ, λαμβάνουμε, αντίστοιχα:  $T_g = 286 \text{ K}$  και  $T_a = 245 \text{ K}$ .

Παρατηρούμε λοιπόν ότι η εφαρμογή ενός απλού μοντέλου του φαινομένου του θερμοκηπίου μας επιτρέπει να προσεγγίσουμε πολύ καλύτερα την παρατηρούμενη μέση θερμοκρασία της γης (288 K).

<sup>&</sup>lt;sup>12</sup> Με βάση την εξίσωση (2.20) για το μελετούμενο λεπτό ατμοσφαιρικό στρώμα θερμοκρασίας  $T_a$ , ο συντελεστής εκπομπής είναι ίσος με τον συντελεστή απορρόφησης (1-T<sub>th</sub>).

### ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3

# ΑΤΜΟΣΦΑΙΡΙΚΟ ΟΖΟΝ – ΥΠΕΡΙΩΔΗΣ ΗΛΙΑΚΗ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑ

Στο κεφάλαιο αυτό θα διαπραγματευθούμε το πάντα επίκαιρο θέμα του ατμοσφαιρικού (τροποσφαιρικού και στρατοσφαιρικού) όζοντος, καθώς και την αλληλεπίδρασή του με την υπεριώδη ηλιακή ακτινοβολία κατά τη διάδοσή της στη γήινη ατμόσφαιρα. Το όζον ανακαλύφθηκε από τον Schonbein το 1839, ο οποίος και του έδωσε την ονομασία αυτή από την ελληνική λέξη «όζειν». Όπως προαναφέρθηκε, το ατμοσφαιρικό όζον απορροφά έντονα την υπεριώδη ηλιακή ακτινοβολία στη φασματική περιοχή από 180 έως περίπου 310 nm. Ειδικότερα, το όζον απορροφά εντονότατα την Γ-υπεριώδη UV-C (180-280 nm) και την Bυπεριώδη UV-B (280-320 nm) ηλιακή ακτινοβολία. Η λιγότερη βλαβερή Α-υπεριώδης ακτινοβολία UV-A (320-400 nm) απορροφάται λιγότερο έντονα από το όζον και φθάνει έτσι στην επιφάνεια της γης. Επομένως, το όζον παίζει σημαντικό ρόλο στην διατήρηση της έμβιας ζωής στον πλανήτη μας, καθόσον απορροφά αποτελεσματικά την επικίνδυνη υπεριώδη ακτινοβολία. Επίσης, το όζον απορροφά και στη φασματική περιοχή των 9.1 και 9.6 μm, περιογή εκπομπής της γήινης ακτινοβολίας, επομένως και το όζον παίζει σημαντικό ρόλο στη διατήρηση της θερμκής ισορροπίας του πλανήτη μας (σύστημα γη-ατμόσφαιρα) στα πλαίσια του φαινομένου του θερμοκηπίου. Το όζον επίσης παίζει σημαντικότατο ρόλο στη φωτοχημεία της τροπόσφαιρας, καθ'όσον είναι η βασική πηγή των ΟΗ (μέσω της φωτοδιάσπασης του όζοντος σε  $O(^{1}D)$  και αντίδραση του  $O(^{1}D)$  με τους υδρατμούς) τα οποία και καθορίζουν τη διάρκεια ζωής πολλών ρύπων στην ατμόσφαιρα. Η διαταραχή επομένως της κατακόρυφης κατανομής του όζοντος τόσο στην τροπόσφαιρα, όσο και στην στρατόσφαιρα, έχει σημαντικότατες συνέπειες στην βιόσφαιρα και στην ατμόσφαιρα, και κατ'επέκταση στη Παγκόσμια Κλιματική Αλλαγή, αλλά και στην φωτογημεία της ατμόσφαιρας.

#### 3.1 Στρατοσφαιρικό όζον

Το στρατοσφαιρικό όζον εκτείνεται κυρίως, από τα 15 έως περίπου τα 34-40 χλμ. πάνω από τη ΜΣΘ. Η συγκέντρωση της κατακόρυφης κατανομής του στην στρατόσφαιρα παρουσιάζει ένα τοπικό μέγιστο περίπου γύρω στα 20 με 26 χλμ., ανάλογα με το γεωγραφικό πλάτος και την εποχή του χρόνου. Επίσης, το όζον ευρίσκεται σε μικρότερες συγκεντρώσεις στην περιοχή από 40 έως 50 χλμ., όπως επιβεβαιώθηκε από δορυφορικές μετρήσεις και μετρήσεις τηλεπισκόπησης lidar (WMO, 2003). Το πάχος του στρώματος του όζοντος είναι μεταβλητό και εξαρτάται από το γεωγραφικό πλάτος, τις μετεωρολογικές συνθήκες και παρουσιάζει εποχιακή διακύμανση. Ενδεικτικά, αναφέρουμε ότι εάν συμπιέσουμε μόνο το όζον, που ευρίσκεται σε μια στήλη αέρα, κάτω στο έδαφος σε κανονικές συνθήκες θερμοκρασίας και πίεσης, τότε τούτο το στρώμα θα είχε πάχος μόλις 3-5 mm. Εδώ λοιπόν ορίζουμε και τη μονάδα μέτρησης του ολικού όζοντος συμπιεσμένης στο επίπεδο του εδάφους σε κανονικές συνθήκες πάχος 0.01 mm ολικής στήλης όζοντος συμπιεσμένης στο επίπεδο του εδάφους σε κανονικές συνθήκες πάχος συνθήκες πάχος (STP) (T=0°C και p=1013 hPa).

Το στρώμα του στρατοσφαιρικού όζοντος πιστεύεται ότι δημιουργήθηκε πριν από περίπου 3 δισεκατομμύρια χρόνια, μέσω διαδικασίας φωτοσύνθεσης, με βάση το οξυγόνο της ατμόσφαιρας το οποίο φωτολύεται από την υπεριώδη ηλιακή ακτινοβολία με μήκος κύματος  $\lambda$ <240 nm (το O<sub>2</sub> απορροφά την ακτινοβολία με  $\lambda$ <240 nm). Τούτο οδηγεί στη δημιουργία ατόμων οξυγόνου σύμφωνα με την αντίδραση:

$$O_2$$
 + ηλιακή ακτινοβολία (λ<240 nm) → O + O (3.1)

Ενδεικτικά αναφέρουμε ότι στο τοπικό μεσημέρι έχουμε καταστροφή περίπου 10 εκατ. μορίων O<sub>2</sub> ανά δευτερόλεπτο, σε ύψος 45 χλμ. και σε μοναδιαίο ατμοσφαιρικό όγκο 1 cm<sup>3</sup> (Mégie, 1992). Η διαδικασία αυτή θα κατέστρεφε μακροχρόνια το οξυγόνο της ατμόσφαιρας, αλλά έχουμε διατήρηση του ισοζυγίου του οξυγόνου, διότι τούτο παραγόμενο στην επιφάνεια της γης από την βιόσφαιρα (χλωρίδα και πανίδα) διαχέεται, εντός δεκαετίας, κατακόρυφα προς τα επάνω. Ακολούθως, τα άτομα του οξυγόνου επανασυνδέονται με μόρια οξυγόνου και παράγουν μόρια όζοντος μέσω της εξώθερμης αντίδρασης:

$$O + O_2 + M (M = N_2 \dot{\eta} O_2) \rightarrow O_3 + M + \Delta Q$$
(3.2)

Τα μόρια του όζοντος ακολούθως απορροφούν την υπεριώδη ηλιακή ακτινοβολία με λ<320 nm, και καταστρέφονται, οπότε έχουμε:

$$O_3$$
 + ηλιακή ακτινοβολία (240nm<λ<320 nm) →  $O_2$  + O (3.3)

Επομένως, έχουμε διατήρηση (ισοζύγιο) στην παρουσία ατομικού οξυγόνου και όζοντος στην περιοχή από 20-80 χλμ. ύψος. Η εκπομπή ποσοτήτων θερμότητας (αντίδραση 3.2) λοιπόν είναι υπεύθυνη για την θέρμανση της στρατόσφαιρας, όπως προαναφέρθηκε. Επιπλέον, το ατομικό οξυγόνο που παράγεται από την αντίδραση (3.3) αντιδρά με το O<sub>3</sub> οδηγώντας στην καταστροφή του:

$$O_3 + O \rightarrow O_2 + O_2 \tag{3.4}$$

Επιπλέον των αντιδράσεων (3.1 έως και 3.4) υπάρχουν και άλλοι μηχανισμοί που ευθύνονται για την καταλυτική καταστροφή του όζοντος στη στρατόσφαιρα, παίζουν επομένως σημαντικό ρόλο στο *ισοζύγιο του στρατοσφαιρικού όζοντος*, όπως ανακαλύφθηκε από τους μετέπειτα Νομπελίστες Crutzen, Molina και Rowand στις αρχές της δεκαετίας του '70. Τα αέρια αυτά, που παίζουν το ρόλο καταλύτη, είναι σε ατομική μορφή: Cl, Br, F, και το I, προερχόμενα από την φωτοδιάσπαση των BrO, ClO, FO, IO αντίστοιχα, τα οποία με τη σειρά τους προέρχονται από τη φωτοδιάσπαση στη στρατόσφαιρα των αερίων CFC-11 (CCl<sub>3</sub>F), CFC-12 (CCl<sub>2</sub>F<sub>2</sub>), HCl, ClONO<sub>2</sub>, Halons (Halon-1211, δηλ. CBrClF<sub>2</sub>), βρωμιούχο μεθύλιο (CH<sub>3</sub>Br), τετραχλωράνθρακας (CCl<sub>4</sub>), κλπ. (Σχήμα 3.1).

Η αντίστοιχη αντίδραση με X= Cl, Br, F, ή I είναι:

$$\begin{array}{ll} X + O_3 \xrightarrow{\phantom{a}} XO + O_2 & (3.5\alpha) \\ XO + O \xrightarrow{\phantom{a}} X + O_2 & (3.5\beta) \end{array}$$

Οπότε και οι αντιδράσεις (3.5) παρουσιάζουν το ίδιο ισοζύγιο όπως και η (3.4).



**Σχήμα 3.1.** Μετατροπή των αλογονούχων ενώσεων στη στρατόσφαιρα σε αλογονούχα χημικά ενεργά αέρια.

Από το 1982 παρατηρείται στη στρατόσφαιρα μείωση του όζοντος, αρχικά στο Ν. και Β. Πόλο και μετέπειτα και στα μέσα γεωγραφικά πλάτη. Σήμερα, η περιοχή του Ν. Πόλου που καλύπτεται από την τρύπα του όζοντος είναι της τάξης των 25.000.000 km<sup>2</sup>, δηλ. διπλάσια από την ήπειρο της Ανταρκτικής (WMO, 2003). Η μείωση του στρατοσφαιρικού όζοντος (γνωστή και σαν 'τρύπα του όζοντος') οφείλεται, όπως προείπαμε, στις καταλυτικές αντιδράσεις (3.5) κατά τις οποίες φωτοδιασπώνται χλωριούχες, βρωμιούχες και φθοριούχες ενώσεις (χρησιμοποιούμενες στη χημική βιομηχανία και στα κλιματιστικά μηχανήματα) σε συνθήκες πολύ γαμηλών θερμοκρασιών (-80 έως -90°C) και με την παρουσία πολικών στρατοσφαιρικών νεφών (Polar Stratospheric Clouds: PSCs), οδηγούν στην απότομη καταλυτική καταστροφή του όζοντος. Τα PSCs δημιουργούνται όταν η θερμοκρασία του αέρα στους Πόλους πέσει κάτω από -78 °C και είναι αυτά που επηρρεάζουν τη συγκέντρωση των αερίων που περιέχουν χλωριούχες και βρωμιούχες ενώσεις (πχ. η μετατροπή των ClONO<sub>2</sub> και HCl σε ClO γίνεται επάνω στην επιφάνεια των PSCs τα οποία εγκλωβίζουν υδρατμούς και ενώσεις του αζώτου, πχ. HNO<sub>3</sub>). Όταν οι παγοκρύσταλλοι των PSCs αυξάνουν σε βάρος, καταπίπτουν και αφαιρούν έτσι από την κατώτερη ατμόσφαιρα ενώσεις του αζώτου (φαινόμενο της απαζωτοποίησης: denitrification) και υδρατμούς (φαινόμενο αφυδάτωσης: dehydration), αφήνοντας έτσι ελεύθερο το πεδίο στις δραστικές ενώσεις του χλωρίου (ClO), οι οποίες διαφορετικά θα ήταν ακίνδυνες για το  $O_3$  (πχ. θα σχηματιζόταν το σταθερό μόριο ClONO<sub>2</sub>) (WMO, 2003).

Αξίζει, να σημειωθεί ότι ο χρόνος ζωής των αερίων που καταστρέφουν καταλυτικά το O<sub>3</sub> κυμαίνεται από μερικά χρόνια (HCFCs) σε 100 χρόνια (CFC-12), επομένως, το πρόβλημα της καταστροφής του στρατοσφαιρικού όζοντος (εμφάνιση λοιπόν της «τρύπας του όζοντος») θα ταλανίζει την ανθρωπότητα για τουλάχιστον μερικές δεκάδες χρόνια ακόμα. Στο Σχήμα 3.2 παρουσιάζεται η κατακόρυφη κατανομή της συγκέντρωσης του όζοντος στο Halley Bay στην Ανταρκτική (Ν. Πόλος) μεταξύ 0-35 χλμ. τον Αύγουστο και τον Οκτώβριο του 1994 (La Meteorologie, 1996). Είναι φανερή η σχεδόν ολοκληρωτική καταστροφή του όζοντος τον Οκτώβριο του 1994. Σήμερα, οι ελάχιστες τιμές του ολικού όζοντος είναι της τάξης των 100 D.U., αντί για τις φυσιολογικές τιμές των 300 D.U., για την περίοδο της πολικής άνοιξης. Υπολογίζεται ότι στην Ανταρκτική κάθε άνοιξη η μάζα του O<sub>3</sub> που καταστρέφεται είναι περίπου 80 Mtons. Ο λόγος για τον οποίο η τρύπα του όζοντος πρωτοεμφανίστηκε στον Ν. Πόλο είναι το γεγονός ότι στην περιοχή αυτή του πλανήτη επικρατούν οι χαμηλότερες θερμοκρασίες για μεγάλα χρονικά διαστήματα (κυρίως τον χειμώνα, επομένως δημιουργούνται και πολλά PSCs) και επιπλέον οι ατμοσφαιρικές συνθήκες (ατμοσφαιρική κυκλοφορία) το χειμώνα είναι τέτοιες<sup>13</sup> ώστε να επιτρέπουν τη συγκέντρωση μεγάλων ποσοτήτων αλογονούχων ενώσεων, οι οποίες την πολική άνοιξη φωτοδιασπώνται, οπότε και ξεκινά ο καταλυτικός κύκλος καταστροφής του στρατοσφαιρικού όζοντος. Προς το τέλος της άνοιξης, οπότε και η θερμοκρασία αυξάνει τοπικά, σταματά η δημιουγία των PSCs, οπότε σταματά και η παραγωγή των ClO και η συγκέντρωσή τους μειώνεται, αφού μέσω άλλων χημικών αντιδράσεων επαναδημιουργούνται ClONO<sub>2</sub> και HCl.

Επομένως, σταματά και ο κύκλος καταστροφής του στρατοσφαιρικού όζοντος, οπότε η συγκέντρωση του στρατοσφαιρικού όζοντος επανέρχεται στα κανονικά του επίπεδα. Τούτο επιβοηθείται και από το γεγονός ότι στο τέλος της άνοιξης στην Ανταρκτική αλλάζει η ατμοσφαιρική κυκλοφορία στη στρατόσφαιρα και αέρας πλούσιος<sup>14</sup> σε O<sub>3</sub> από μικρότερα γεωγραφικά πλάτη αναμιγνύεται με τις αέριες μάζες που είχαν εγκλωβιστεί το χειμώνα και περιείχαν πολύ μικρότερες ποσότητες O<sub>3</sub>.

#### 3.2 Τροποσφαιρικό όζον

Το όζον της τροπόσφαιρας έχει δύο πηγές προέλευσης: την φωτοχημική παραγωγή στην τροπόσφαιρα και την στρατόσφαιρα. Η δεύτερη πηγή προέλευσης εθεωρείτο αρχικά σαν η μοναδική πηγή του όζοντος στην ατμόσφαιρα. Η στρατοσφαιρική προέλευση του τροποσφαιρικού όζοντος έχει μελετηθεί κυρίως στο Β. Ημισφαίριο και βασίζεται στις διανταλλαγές στρατόσφαιρας-τροπόσφαιρας (stratospheric-tropospheric exchanges: STE). Βασικές βιβλιογραφικές αναφορές παρουσιάζονται στα εξής άρθρα των G. Ancellet et al., 1991, Galani et al., 2003, Stohl et al., 2003.



#### Σχήμα 3.2. K

στην Ανταρκτική

(Ν. Πόλος) μεταζυ 0-35 χλμ. τον Αυγουστο και τον Νοεμβριο του 1987, Σεπτέμβριος 1994, Οκτώβριος 1993 και 1994 (La Météorologie, 1996).

<sup>&</sup>lt;sup>13</sup> Κατά τον πολικό χειμώνα στην Ανταρκτική δημιουργείται ένας σχεδόν αδιατάρακτος στρόβιλος (Polar vortex) πάνω από τον Ν. Πόλο, που εμποδίζει οποιαδήποτε διανταλλαγή αέρα των μέσων γεωγραφικών πλατών (WMO, 2003).

<sup>&</sup>lt;sup>14</sup> Ας σημειωθεί ότι το όζον παράγεται κυρίως στους τροπικούς από όπου μεταφέρεται προς τα μεγαλύτερα γεωγραφικά πλάτη και τους Πόλους μέσω των μεγάλης κλίμακας κινήσεων της ατμόσφαιρας, κυρίως κατά τους αντίστοιχους χειμερινούς μήνες.

Η παραγωγή του τροποσφαιρικού όζοντος οφείλεται αρχικά στη φωτοδιάσπαση του μοριακού οξυγόνου (αντίδραση 3.1). Η παρουσία όμως πρωτογενών αέριων ρύπων που είναι και πρόδρομα αέρια (precursors) για την παραγωγή όζοντος (πχ. CO, NOx, NMHC, VOCs, κλπ.) που εκπέμπονται από την ανθρώπινη δραστηριότητα (βιομηχανία, μεταφορές, καύση ορυκτών καυσίμων) επιταχύνει τις φωτοχημικές αντιδράσεις παραγωγής του τροποσφαιρικού όζοντος με αποτέλεσμα να παρατηρούνται πολυ υψηλές συγκεντρώσεις όζοντος σε μεγάλα αστικά κέντρα, ιδίως σε περιόδους υψηλής ηλιοφάνειας και υψηλών θερμοκρασιών (πχ. Παρίσι, Αύγουστος 2003), και να οδηγούμαστε συχνά σε φαινόμενα έντονης φωτοχημικής ρύπανσης.

Η φωτοχημική παραγωγή του όζοντος περιλαμβάνει αντίδραση του ατομικού οξυγόνου στη θεμελιώδη κατάσταση  $O^{3}(P)$  με 1 μόριο οξυγόνου:

$$O^{3}(P) + O_{2} + M (M = N_{2} \acute{\eta} O_{2}) \rightarrow O_{3} + M$$
 (T.1)

Η κύρια πηγή των  $O^{3}(P)$  είναι η φωτοδιάσπαση του NO<sub>2</sub> από την ηλιακή ακτινοβολία (280nm<λ<430nm):

 $NO_2$  + ηλιακή ακτινοβολία (280nm<λ<430 nm) → NO + O<sup>3</sup>(P) (T.2)

Εάν δεν υπάρχουν άλλα αέρια που αντιδρούν με το παραγόμενο NO, τούτο αντιδρά αμέσως με το O<sub>3</sub> για να δημιουργήσει πάλι NO<sub>2</sub>:

$$NO + O_3 \rightarrow NO_2 + O_2$$
 (T.3)

Οδηγούμαστε επομένως, σε μια φωτοχημική ισορροπία κατά τη διάρκεια της ημέρας:

$$[O_3] = J_2[NO_2] / k_3[NO]$$
 (T.4)

όπου, [A] είναι η αντίστοιχη συγκέντρωση του μοριακού αερίου (A=O<sub>3</sub>, NO<sub>2</sub>, NO), J<sub>2</sub> είναι ο συντελεστής φωτοδιάσπασης<sup>15</sup> του NO<sub>2</sub> και k<sub>3</sub> είναι η σταθερά της φωτοχημικής αντίδρασης (T.3).

Γενικά, εάν έχουμε μεγάλες συγκεντρώσεις NO<sub>2</sub>, παράλληλα με χαμηλές συγκεντρώσεις NO και υψηλές συγκεντρώσεις NMHC και CO, οδηγούμαστε σε φωτοχημική παραγωγή του όζοντος.

Επιπλέον, το όζον επίσης παίζει σημαντικότατο ρόλο στη φωτοχημεία της τροπόσφαιρας, καθ'όσον είναι η βασική πηγή των OH<sup>-</sup> (μέσω της φωτοδιάσπασης του όζοντος σε O(<sup>1</sup>D) και αντίδραση του O(<sup>1</sup>D) με τους υδρατμούς) τα οποία και καθορίζουν τη διάρκεια ζωής πολλών ρύπων (πχ. CO, CH<sub>4</sub>, HCs) στην ατμόσφαιρα:

$$O_3 + hv (\lambda < 325 \text{ nm}) \rightarrow O(^1\text{D}) + O_2 \qquad (T.5)$$
$$O(^1\text{D}) + H_2O \rightarrow 2 \text{ OH}^- \qquad (T.6)$$

<sup>&</sup>lt;sup>15</sup> Ο συντελεστής φωτοδιάσπασης (ή φωτόλυσης)  $J_X$  (μετρούμενος σε s<sup>-1</sup>) ενός αερίου X ορίζεται ως εξής:  $J_X = -d[X]/dt$ , όπου [X] είναι η συγκέντρωση του αερίου. Εξαρτάται από την ροή ηλιακής ακτινοβολίας, την ενεργό διατομή απορρόφησης του αερίου και την πιθανότητα το μόριο αυτό να φωτοδιασπασθεί.

Στο Σχήμα 3.3 παρουσιάζεται η μακροχρόνια αυξητική μεταβολή της συγκέντρωσης (σε ppbv) του τροποσφαιρικού όζοντος του ατμοσφαιρικού υποβάθρου (μετρήσεις σε κορυφές βουνών) από το 1870 έως το έτος 1990. Είναι ενδιαφέρον να παρατηρήσει κανείς ότι τα επίπεδα όζοντος το 1870 (πριν από τη βιομηχανική επανάσταση) ήταν της τάξης των 10 ppbv, ήδη το 1990 ήταν γύρω στα 50-60 ppbv (Marenco et al., 1994, Fishman, 2002). Ο παρατηρούμενος λοιπόν ρυθμός αύξησης του τροποσφαιρικού όζοντος είναι της τάξης του 1-2% το χρόνο. Τούτο σημαίνει την εμφάνιση πολυάριθμων προβλημάτων στην ανθρώπινη υγεία και την βιόσφαιρα, γενικότερα.



Σχήμα 3.3 Η μεταβολή της συγκέντρωσης (σε ppbv) του τροποσφαιρικού όζοντος του ατμοσφαιρικού υποβάθρου από το 1870 έως το έτος 1990.

Στο Σχήμα 3.4 παρουσιάζεται η κατανομή του τροποσφαιρικού όζοντος σε μονάδες Dobson (DU) για την περίοδο Ιουνίου, Ιουλίου και Αυγούστου για τα έτη 1997-2000, όπως υπολογίσθηκε από δορυφορικές παρατηρήσεις (Fishman, 2002). Παρατηρούμε ότι έχουμε υψηλότερα επίπεδα οζοντος στο Β. Ημισφαίριο (κυρίως λόγω της φωτοχημικής ρύπανσης) σε αντίθεση με το Ν. Ημισφαίριο (όπου παρατηρούμε μεγάλες συγκεντρώσεις στους μήνες Οκτώβριο και Νοέμβριο). Παρατηρούμε επίσης μεταφορά μεγάλων ποσοτήτων όζοντος από τη Β. Αμερική και την Ασία, που οφείλεται σε ανθρωπογενή δραστηριότητα.

Επίσης, στο Σχήμα 3.5 παρουσιάζεται η κατακόρυφη κατανομή τπυ τροποσφαιρικού όζοντος σε διάφορες τοποθεσίες του πλανήτη. Παρατηρούμε ότι σε περιοχές όπου παρατηρείται καύση τροπικών δασών (Βραζιλία, Κονγκό, κλπ.) η συγκέντρωση του όζοντος υπερβαίνει τα 50 ppbv και αγγίζει τα 70-80 ppbv, που αντιστοιχούν σε αστικές περιοχές με αυξημένη ατμοσφαιρική ρύπανση. Είναι πάντως γεγονός ότι οι διάφορες πυρκαγιές δασών ή αγροτικών περιοχών συμβάλλουν κατά πολύ στην παρατηρούμενη αύξηση των επιπέδων του τροποσφαιρικού όζοντος σε παγκόσμιο επίπεδο, δεδομένου ότι ο χρόνος ζωής του O<sub>3</sub> στην τροπόσφαιρα κυμαίνεται από μερικές ημέρες σε μερικές εβδομάδες, και έτσι το όζον μπορεί να μεταφερθεί εύκολα απο ήπειρο σε ήπειρο.

Η Ευρωπαϊκή Εταιρεία Διαστήματος (European Space Agency) έχει θέσει σε τροχιά το δορυφόρο ENVISAT ο οποίος έχει σαν αποστολή τη συνεχή παρακολούθηση των βασικών αερίων της ατμόσφαιρας και των μεταβολών του γήινου κλίματος. Ο ENVISAT φέρει 3 διαφορετικά συστήματα μέτρησης του όζοντος ENVISAT, τόσο πάνω από την θάλασσα, όσο και πάνω από την ξηρά. Τα συστήματα αυτά είναι : το Global Ozone Monitoring by Occultation of Stars (GOMOS), το SCanning Imaging Absorbtion SpectroMeter for

*Atmospheric CHartographY (SCIAMACHY), και το* Michelson Interferometer for Passive Atmospheric Sounding (MIPAS).



Σχήμα 3.4. Κατανομή του τροποσφαιρικού όζοντος σε μονάδες Dobson (DU) για την περίοδο Ιουνίου, Ιουλίου και Αυγούστου για τα έτη 1997-2000 (Fishman, 2002).

Τα δορυφορικά συστήματα συνεχώς βελτιώνονται καθόσον τα δεδομένα τους συγκρίνονται με μετρήσεις πεδίου, τόσο από επίγεια όσο και αερομεταφερόμενα συστήματα μέτρησης. Εν τω μεταξύ, τον Ιούλιο του 2004 εκτοξεύθηκε με επιτυχία ο δορυφόρος Aura της NASA ο οποίος φέρει 4 διαφορετικά συστήματα μέτρησης του όζοντος ή των προδρόμων αερίων (precursors) αυτού (πχ. HCs, NOx, VOC, κλπ.). Όλα αυτά τα στοιχεία θα αποτελέσουν σημαντικές πηγές γνώσης σχετικά με την εποχιακή μεταβολή της κατακόρυφης κατανομής του όζοντος (αλλά και άλλων βασικών αερίων του θερμοκηπίου) γύρω από τον πλανήτη μας.



**Σχήμα 3.5.** Η κατακόρυφη κατανομή του τροποσφαιρικού όζοντος σε διάφορα σημεία του πλανήτη (Andreae et al., 1992).

#### 3.3 Ολικό όζον

Όπως προείπαμε η αραίωση του στρώματος του όζοντος συμβαίνει στην Ανταρκτική, αλλά και στην Αρκτική, όπου εμφανίζεται σε μικρότερο βαθμό, λόγω των διαφορετικών συνθηκών που επικρατούν εκεί. Εκτεταμένες επιστημονικές παρατηρήσεις που έγιναν στην Αρκτική στη δεκαετία του '90 έδειξαν ότι και εκεί εμφανίζονται έντονα φαινόμενα καταστροφής της στιβάδας του όζοντος (WMO, 2003). Σύμφωνα με τη μελέτη αυτή αποδείχθηκε ότι ο ρυθμός καταστροφής του όζοντος από 4-5%/δεκαετία, ξεπέρασε το 6-7%/δεκαετία για τις εύκρατες περιοχές του Β. Ημισφαίριου (αντίστοιχα, για το Ν. Ημισφαίριο ο ρυθμός είναι της τάξης του 10%/δεκαετία). Αντίθετα, στους τροπικούς δεν έχει παρατηρηθεί αξιοσημείωτη μείωση του ολικού όζοντος, δεδομένου ότι εκεί η συγκέντρωση των χλωριομένων ενώσεων στην κατώτερη στρατόσφαιρα είναι σχετικά μικρή.

Στο Σχήμα 3.6 (επάνω τμήμα) παρουσιάζονται οι μέσες μεταβολές (%) του ολικού όζοντος, σε σχέση με τον μέσο όρο των ετών 1964-1980, σε ολόκληρο τον πλανήτη από το 1965-2002. Παρατηρούμε ότι οι αλλαγές αυτές είναι της τάξης του 3% (περίοδος 1997-2001), ενώ η μεγαλύτερη μείωση παρατηρήθηκε στα χρόνια που ακολούθησαν την έκρηξη του ηφαιστείου Pinatubo το 1991, λόγω της οποίας αυξήθηκε ο αριθμός των σωματιδίων στην στρατόσφαιρα για αρκετά χρόνια (1991-1995). Στο κάτω τμήμα του Σχήματος 4.6 παρουσιάζεται η μέση τιμή της μεταβολής του όζοντος (%) μεταξύ των ετών 1980 και 2000, σε συνάρτηση με το γεωγραφικό μήκος. Προφανώς, οι μεγαλύτερες μεταβολές καταγράφονται στο Ν.Πόλο (έως και περίπου 20%). Στην Ελλάδα το ολικό όζον παρακολουθείται συστηματικά από το Εργαστήριο Φυσικής της Ατμόσφαιρας (ΕΦΑ) του Αριστοτελείου Πανεπιστημίου Θεσσαλονίκης (Α.Π.Θ). Στην Ελλάδα οι μέσες τιμές μείωσης του στρατοσφαιρικού όζοντος ήταν της τάξης του 2-15% (περίοδος 1990-1995). Η μεγαλύτερη αραίωση παρατηρήθηκε τα έτη 1993 και 1995, ενώ η μικρότερη το 1996 (Zerefos, 2002).

Στο Σχήμα 3.7 παρουσιάζεται η ολική στήλη του όζοντος όπως καταγράφηκε από τον δορυφόρο TOMS της NASA στις 260803, πάνω από την γη. Παρατηρούμε την έναρξη της καταστροφής του όζοντος πάνω από την Ανταρκτική, όπου παρατηρούνται τιμές ολικής στήλης O<sub>3</sub> της τάξης των 170-220 D.U., αντί των φυσιολογικών (250-350 D.U.).

Στο Σχήμα 3.8 παρουσιάζεται η μέση τιμή (του μηνός Σεπτεμβρίου) της ολικής στήλης του όζοντος όπως καταγράφηκε από τον δορυφόρο TOMS της NASA, το 1980 και το 2000. Είναι φανερή η επέκταση της τρύπας του όζοντος κατά την περίοδο αυτή (NASA-Goddard Space Flight Center).



Σχήμα 3.6. Οι μέσες μεταβολές (%) του ολικού όζοντος, σε σχέση με τον μέσο όρο των ετών 1964-1980, σε ολόκληρο τον πλανήτη από το 1965-2002 (επάνω τμήμα). Στο κάτω τμήμα του Σχήματος παρουσιάζεται η μέση τιμή της μεταβολής του όζοντος (%) μεταξύ των ετών 1980 και 2000, σε συνάρτηση με το γεωγραφικό πλάτος.



**Σχήμα 3.7** Η ολική στήλη του όζοντος όπως καταγράφηκε από τον δορυφόρο TOMS της NASA στις 260803, πάνω από την γη (NASA-Goddard Space Flight Center).



**Σχήμα 3.8** Μέση τιμή (του μηνός Σεπτεμβρίου) της ολικής στήλης του όζοντος όπως καταγράφηκε από τον δορυφόρο TOMS της NASA, το 1980 και το 2000 (NASA-Goddard Space Flight Center).

#### 3.4 Υπεριώδης ηλιακή ακτινοβολία

Η μείωση του στρατοσφαιρικού όζοντος συνεπάγεται την αύξηση της επικίνδυνης Βυπεριώδους ηλιακής ακτινοβολίας που φθάνει στην επιφάνεια της γης, λόγω της μη επαρκούς κατακράτησής της από το στρώμα του όζοντος. Ταυτόχρονες μετρήσεις ολικού όζοντος και Β-υπεριώδους ηλιακής ακτινοβολίας έχουν πραγματοποιηθεί σε πολυάριθμα σημεία του πλανήτη μας, και κατέδειξαν τη σχέση μεταξύ μείωσης του στρατοσφαιρικού όζοντος και αύξησης της επικίνδυνης Β-υπεριώδους ηλιακής ακτινοβολίας. Βέβαια, η σχέση αυτή επηρεάζεται από διάφορους παράγοντες, όπως η ζενίθεια γωνία του ήλιου, η ατμοσφαιρική ρύπανση, και η ύπαρξη νεφών. Γενικά, η υπεριώδης ακτινοβολία μεταβάλλεται κατά τη διάρκεια της ημέρας και μεγιστοποιείται, υπό φυσιολογικές ανέφελες συνθήκες, κατά το τοπικό μεσημέρι.

Είναι γνωστή η επικίνδυνη δράση της υπεριώδους ακτινοβολίας στη βιόσφαιρα, και ειδικότερα τα μήκη κύματος με  $\lambda$ <320 nm. Για τον λόγο αυτόν, η εποχιακή και μακροχρόνια μεταβολή της UV-B ηλιακής παρακολουθείται συνεχώς από το ΕΦΑ του ΑΠΘ, ήδη από το 1989. Στην Ελλάδα η μέση παρατηρούμενη αύξηση της UV-B ηλιακής ακτινοβολίας είναι της τάξης του 2%, κατ'έτος, κατά την τελευταία πενταετία. Ας σημειωθεί ότι η μεταβολή αυτή είχε παρουσιάσει μέγιστα έως και 19% την χρονική περίοδο 1991-1993 (Zerefos, 2002).

Στο Σχήμα 3.9 παρουσιάζεται η εποχιακή μεταβολή της μέσης τιμής του δείκτη της υπεριώδους ακτινοβολίας<sup>16</sup> (UV-Index) για τα έτη 1991-2001, σε τρία διαφορετικά γεωγραφικά πλάτη, Αλάσκα, Καλιφόρνια, Ανταρκτική (WMO, 2003). Παρατηρούμε ότι στο Palmer της Ανταρκτικής (64° Νότια) ο UV-Index έχει μεταβληθεί έως και 100% κατά τα έτη 1991-2001 (συνεχής επάνω καμπύλη) σε σχέση με την περίοδο 1978-1983, δηλ. περίοδο πριν από την εμφάνιση της μείωσης του στρατοσφαιρικού όζοντος. Παρατηρούμε μάλιστα, ότι ο δείκτης υπεριώδους ακτινοβολίας, την περίοδο της άνοιξης, στο Σαν Ντιέγκο της Καλιφόρνια είναι παρόμοιος με αυτόν στο Palmer.

<sup>&</sup>lt;sup>16</sup> O UV-Index είναι ένας δείκτης του κατά πόσον η υπεριώδης ακτινοβολία που φθάνει στη γη (η μεγαλύτερη συνιστώσα της είναι η Β-υπεριώδης ακτινοβολία που ονομάζεται και «ερυθηματική ακτινοβολία» 'erythemal radiation') προκαλεί «ερύθημα» (κοκκίνισμα) του ανθρώπινου δέρματος.



**Σχήμα 3.9** Η εποχιακή μεταβολή της μέσης τιμής του δείκτη της υπεριώδους ακτινοβολίας (UV-Index) για τα έτη 1991-2001, σε τρία διαφορετικά γεωγραφικά πλάτη (WMO, 2003)

Στα Σχήματα 3.10 και 3.11 παρουσιάζονται οι μέσες και οι μέγιστες, αντίστοιχα, μηνιαίες τιμές του δείκτη UV-Index, όπως προέκυψαν από τις μετρήσεις των ετών 1995-2003 στην Αθήνα και στην Θεσσαλονίκη. Στα δύο Σχήματα αυτά παρατηρούμε ότι οι τιμές του δείκτη UV-Index στη Θεσσαλονίκη είναι κατά μέσον όρο 10-30% υψηλότερες από τις αντίστοιχες στην Αθήνα. Τούτο οφείλεται στο συνδυασμό διαφόρων παραγόντων, ο κυριότερος όμως από όλους είναι ότι συγκρίνουμε μέσες και μέγιστες μηνιαίες τιμές του δείκτη UV-Index. Πρέπει επίσης να ληφθούν υπόψη και οι συστηματικές διαφορές μεταξύ των οργάνων μέτρησης και των χρησιμοποιούμενων αλγορίθμων, αλλά και η ύπαρξη μεγαλύτερων επιπέδων ατμοσφαιρικής ρύπανσης στο Λεκανοπέδιο Αθηνών, η οποία ρύπανση (αέρια και αιωρούμενα σωματίδια) και σκεδάζει και απορροφά (άρα μειώνει) τη διερχόμενη υπεριώδη-Β ακτινοβολία. Παράλληλα, θα πρέπει να λάβει κανείς υπόψη του και τη διαφορά γεωγραφικού πλάτους μεταξύ των δύο αυτών πόλεων, η οποία θα ήταν υπεύθυνη για μεγαλύτερες τιμές του δείκτη UV-Index στην Αθήνα, εάν δεν υπήρχε ο παράγοντας της ατμοσφαιρικής ρύπανσης.



**Σχήμα 3.10** Μέση μηνιαία τιμή του δείκτη UV-Index, όπως προέκυψε από μετρήσεις του δορυφόρου GOME των ετών 1995-2003 στο Αεροδρόμιο Τατοΐου στην Αθήνα (<u>http://www.temis.nl/uvradiation/GOME</u>).



Σχήμα 3.11 Μέγιστες μηνιαίες τιμές του δείκτη UV-Index, όπως προέκυψαν από τις μετρήσεις των ετών 1995-2003 στην Θεσσαλονίκη με τη χρήση επίγειου φασματοφωτόμετρου (http://lap.phys.auth.gr/uvindex)

Τέλος, στο Σχήμα 3.12 παρουσιάζεται η μέση τιμή της μεταβολής της ερυθηματικής υπεριώδους ακτινοβολίας στην επιφάνεια της γης, σε συνάρτηση με το γεωγραφικό πλάτος, για την χρονική περίοδο 1979-1992 (WMO, 2003). Παρατηρούμε ότι η αύξηση της ακτινοβολίας αυτής αγγίζει το 6%, όσο πλησιάζουμε στους Πόλους, ενώ στην περιοχή των τροπικών η μεταβολή της υπεριώδους ακτινοβολίας είναι σχεδόν αμελητέα.



Σχήμα 3.12 Η μέση τιμή της μεταβολής της ερυθηματικής υπεριώδους ακτινοβολίας στην επιφάνεια της γης, σε συνάρτηση με το γεωγραφικό πλάτος, για την χρονική περίοδο 1979-1992 (WMO, 2003).

#### 3.5 Συστήματα παρακολούθησης του όζοντος

Η μέτρηση του όζοντος στην ατμόσφαιρα (τροπόσφαιρα και στρατόσφαιρα) πραγματοποιείται με διάφορα επίγεια και αερομεταφερόμενα όργανα. Υπάρχουν δυό κατηγορίες τεχνικών μέτρησης: οι άμεσες (επιτόπιες) και οι τεχνικές τηλεπισκόπησης. Και οι δύο τεχνικές έχουν αποδειχθεί πολύτιμες για την παρακολούθηση του ατμοσφαιρικού όζοντος, και ειδικότερα για το στρατοσφαιρικό όζον (Σχήμα 3.13).

Οι άμεσες μετρήσεις αφορούν συστήματα τα οποία αντλούν ένα δείγμα αέρα το οποίο και αναλύουν. Η ανάλυση αυτή στηρίζεται, είτε σε τεχνικές οπτικής φασματοσκοπίας, είτε σε ηλεκτροχημικές τεχνικές. Οι τεχνικές της οπτικής φασματοσκοπίας στηρίζονται στην υπεριώδη διαφορική απορρόφηση, ενώ στις ηλεκτροχημικές τεχνικές μετράται το ηλεκτρικό ρεύμα που δημιουργείται όταν το O<sub>3</sub> στο μελετούμενο δείγμα αέρα, αντιδρά με διάλυμα KI (περίπτωση 'οζοντοβολίδας' 'ozonesonde'). Τα όργανα μέτρησης του όζοντος που στηρίζονται στην τεχνική της οπτικής φασματοσκοπίας χρησιμοποιούνται, κυρίως σε επίγεια δίκτυα μέτρησης του όζοντος (πχ. Δίκτυο του ΠΕΡΠΑ), αλλά και σε αερομεταφερόμενα συστήματα (εμπορικά αεροπλάνα που εκτελούν υπερ-ατλαντικές πτήσεις, είτε ερευνητικά αεροπλάνα). Τα όργανα μέτρησης του όζοντος που στηρίζονται σε ηλεκτροχημικές τεχνικές χρησιμοποιούνται στις οζοντοβολίδες, οι οποίες προσδεδεμένες σε ειδικά αερόστατα (balloons) καταγράφουν την κατακόρυφη κατανομή του όζοντος από το έδαφος έως τα ανω τμήματα της στρατόσφαιρας.

Οι τεχνικές τηλεπισκόπησης χρησιμοποιούν καταγράφουν εξ'αποστάσεως τη συγκέντρωση του όζοντος και στηρίζονται, κυρίως, στην υπεριώδη διαφορική απορρόφηση. Στην περίπτωση αυτή σαν πηγή υπεριώδους φωτός χρησιμοποιείται ο ήλιος (παθητική τηλεπισκόπηση), είτε μια τεχνητή πηγή (ενεργητική τηλεπισκόπηση) υπεριώδους ακτινοβολίας (λυχνία Xe στο σύστημα DOAS ή σύστημα laser στα συστήματα lidar). Στην παθητική τηλεπισκόπηση στηρίζονται τα συστήματα μέτρησης της ολικής στήλης του όζοντος (δορυφορικές μετρήσεις) που μετρούν την απορρόφηση που υφίσταται η υπεριώδης/υπέρυθρη ηλιακή ακτινοβολία από το ατμοσφαιρικό όζον (πχ. δορυφόρος TOMS, συστήματα DOBSON) σε διάφορα μήκη κύματος. Τέλος, η τεχνική lidar χρησιμοποιείται για την καταγραφή της κατακόρυφης κατανομής του όζοντος στην τροπόσφαιρα και την στρατόσφαιρα (0-50 χλμ.) με μεγάλη χρονική (από μερικά λεπτά σε μερικές ώρες) και χωρική (από μερικά μέτρα σε μερικές δεκάδες μέτρα) ακρίβεια. Η τεχνική lidar έχει το πλεονέκτημα ότι μπορεί να λειτουργεί συνεχώς έως και μερικές ημέρες, παρέχεται έτσι η

δυνατότητα να παρακολουθηθούν με πολύ μεγάλη ακρίβεια σημαντικά ατμοσφαιρικά φαινόμενα, όπως για παράδειγμα, οι διανταλλαγές όζοντος μεταξύ της στρατόσφαιρας και της τροπόσφαιρας (Galani et al., 2003, Stohl et al., 2003). Η τεχνική lidar εφαρμόζεται και στην Ελλάδα για τη μέτρηση του τροποσφαιρικού όζοντος από το 1999 (Papayannis et al., 1999, Galani et al., 2003).



Σχήμα 3.13 Τεχνικές μέτρησης του όζοντος στην ατμόσφαιρα.

#### 3.6. Μελλοντικές προβλέψεις

Η μελλοντική εξέλιξη του στρατοσφαιρικού όζοντος εξαρτάται από την πλήρη τήρηση των συμφωνιών, σε διεθνές επίπεδο (πχ. Πρωτόκολλο του Μόντρεαλ). Έτσι, σύμφωνα με τα τωρινά δεδομένα, και με βάση μεγάλα αριθμητικά προγνωσικά μοντέλα, η επανάκαμψη της ολικής στήλης του όζοντος στις φυσιολογικές της τιμές, αναμένεται να εμφανισθεί γύρω στα μέσα του 21<sup>ου</sup> αιώνα (Σχήμα 3.14). Όμως, ήδη από το 2003 η επανάκαμψη αυτή αρχίζει να είναι στατιστικά σημαντική στο Ν. Πόλο, σύμφωνα με τις τελευταίες επιστημονικές ανακοινώσεις (Wuebbles et al., 2004) που παρουσιάσθηκαν στο Παγκόσμιο Συνέδριο για το όζον στην Κω το 2004. Αυτή η επανάκαμψη πιθανόν να επιβραδυνθεί κατά 15-20 χρόνια, λόγω πιθανών εκρήξεων μεγάλων ηφαιστείων στον πλανήτη και επίδρασης της Παγκόσμιας Κλιματικής Αλλαγής (αέρια του θερμοκηπίου) στο στρατοσφαιρικό όζον (WMO, 2003). Τούτο θα οφείλεται ατην περαιτέρω ψύξη της στρατόσφαιρας, γεγονός που οδηγεί στη δημιουργία περισσότερων πολικών στρατοσφαιρικών νεφών.



Σχήμα 3.14 Η μελλοντική εξέλιξη της ολικής στήλης του όζοντος έως το έτος 2050.

### ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4

# ΠΑΓΚΟΣΜΙΑ ΚΛΙΜΑΤΙΚΗ ΑΛΛΑΓΗ & ΦΑΙΝΟΜΕΝΟ ΘΕΡΜΟΚΗΠΙΟΥ

#### 4.1 Ο κύκλος του άνθρακα

Οι ανθρωπογενείς και οι φυσικές (έκρηξη ηφαιστείων) διεργασίες είναι ικανές να επηρρεάσουν, μακροπρόθεσμα, σε σημαντικό βαθμό τη σύσταση της γήινης ατμόσφαιρας, όσον αφορά τις συγκεντρώσεις των αερίων ιχνηθετών (trace gases: CO<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub>, O<sub>3</sub>, N<sub>2</sub>O, NOx, κλπ.), και έτσι να παίξουν σημαντικό ρόλο στην Παγκόσμια Κλιματική Αλλαγή και το φαινόμενο του θερμοκηπίου. Ενδεικτικό παράδειγμα αποτελούν οι εκπομπές του CO<sub>2</sub> (από την καύση ορυκτών καυσίμων – άνθρακας/πετρέλαιο, καύση τροπικών δασών, κλπ.) η οποία υπερβαίνει τα 6 δις. τόννους (Gt) το χρόνο (Mason, 1995).

Οι κύριοι μηχανισμοί ανταλλαγής του άνθρακα στην ατμόσφαιρα αποτελούν η φωτοσύνθεση και η διαπνοή. Κατά τη διάρκεια της ημέρας τα φύλλα των φυτών απορροφούν ηλιακή ακτινοβολία και κατακρατούν διοξείδιο του άνθρακα (φωτοσύνθεση). Παράλληλα, τα φυτά, τα ζώα και τα διάφορα μικρόβια που καταναλώνουν οργανική ύλη που περιέχει ενώσεις άνθρακα αποδίδουν στο περιβάλλον σημαντικές ποσότητες διοξείδιου του άνθρακα (διαπνοή). Και οι δυό αυτοί μηχανισμοί ανταλλαγής άνθρακα στην φύση είναι πολύ σημαντικοί και εκτιμάται ότι είναι περίπου μια τάξη μεγέθους πιο σημαντικοί από την εκπομπή CO<sub>2</sub> ανθρωπογενούς προέλευσης (καύση ορυκτών καυσίμων – άνθρακας/πετρέλαιο, καύση τροπικών δασών, κλπ.) (Σχήμα 4.1).



**Σχήμα 4.1**. Οι κυριότερες πηγές CO<sub>2</sub> στην ατμόσφαιρα (NASA Earth Observatory, <u>http://earthobservatory.nasa.gov</u>).

Ειδικότερα, η καύση τροπικών δασών (αποψίλωση για αγροτικές καλλιέργειες) είναι υπεύθυνες όχι μόνο για την εκπομπή τεράστιων ποσοστήτων CO<sub>2</sub>, αλλά και άλλων σημαντικών αερίων, που παίζουν πολύ σημαντικό ρόλο στην Παγκόσμια Κλιματική Αλλαγή, όπως, τα αιωρούμενα σωματίδια, CH<sub>4</sub>, CO, NOx, κλπ.. Επιπλέον, η εξαφάνιση τεράστιων δασικών εκτάσεων από τον πλανήτη μειώνει δραστικά την φυτική κάλυψη (άρα και την

κατανάλωση  $CO_2$  μέσω της φωτοσύνθεσης). Επιπλέον, η αποσύνθεση των φυτών από τα κατεστραμμένα δάση αποφέρει και αυτή σημαντικά ποσά  $CO_2$  στην ατμόσφαιρα. Επομένως, είναι κατανοητό ότι ο δασικός πλούτος της γης έχει τη μοναδική ικανότητα να αποθηκεύει τεράστιες ποσότητες  $CO_2$ , τις οποίες και αποδεσμεύει όταν καταστραφεί.

Σημαντικό όμως ρόλο παίζουν στο γήινο ισοζύγιο του  $CO_2$  και οι ωκεανοί. Στους ωκεανούς η διανταλλαγή του  $CO_2$  με την ατμόσφαιρα επηρεάζεται σημαντικά από την θερμοκρασία της επιφάνειας της θάλασσσας, τα θαλάσσια ρεύματα και τις βιολογικές διεργασίες της φωτοσύνθεσης και της διαπνοής. Το  $CO_2$  διαλύεται εύκολα στο θαλασσινό νερό και έτσι οι ωκεανοί είναι ικανοί να κατακρατούν (όπως και τα δάση) τεράστιες ποσότητες  $CO_2$ , κάτι που επίσης επηρεάζεται και από τις ήδη υπάρχουσες ποσότητες  $CO_2$  που είναι ήδη διαλυμένες στους ωκεανούς. Αυτή όμως η κατακράτηση επηρρεάζεται ταχύτερα απ,ότι στα δάση από την διαδικασία φωτοσύνθεσης και διαπνοής. Είναι επίσης σημαντικό να αναφέρουμε ότι τα κρύα θαλάσσια ρεύματα επηρρεάζουν θετικά την κατακράτηση από τους ωκεανούς (καθοδικά στην περιοχή του Β. Ατλαντικού), ενώ αντίθετα τα θερμά θαλάσσια ρεύματα (ανοδικά στην περιοχή των τροπικών) επιταχύνουν την εκπομπή  $CO_2$  από τους ωκεανούς. Έτσι, ο Νότιος ωκεανός γύρω από την Ανταρκτική πιστεύεται ότι κατακρατά περίπου το 40-50% του  $CO_2$  που εκπέμπεται από ανθρωπογενείς δραστηριότητες (Sarmiento and Gruber, 2002).

Στο Σχήμα 4.2 παρουσιάζεται η συγκέντρωση του CO<sub>2</sub> (σε ppmv) όπως καταγράφεται στο Αστεροσκοπείο Mauna Loa στην Χαβάη των Η.Π.Α, κατά τη χρονική περίοδο 1958-2002 (Robert Simmon, από δεδομένα της NOAA <u>Climate Monitoring & Diagnostics Laboratory</u>). Αξιοσημείωτο είναι το γεγονός της έντονης αυξητικής τάσης της μετρούμενης συγκέντρωσης του CO<sub>2</sub> με ρυθμό περίπου 0.35% το χρόνο, που είναι άμεσο αποτέλεσμα της ανθρώπινης δραστηριότητας. Είναι επίσης σημαντικό να σημειωθεί ότι λόγω των ανθρωπογενών εκομπών του CO<sub>2</sub> στην ατμόσφαιρα, οι συγκεντρώσεις του αερίου αυτού στην ατμόσφαιρα είναι σήμερα κατά 30% υψηλότερες από αυτές που αντιστοιχούσαν στην περίοδο πριν τη βιομηχανική επανάσταση (Sarmiento and Gruber, 2002).





#### 4.2. Ενεργειακό ισοζύγιο της γης και Παγκόσμια Κλιματική Αλλαγή

#### 4.2.1 Ένα απλό μοντέλο ενεργειακού ισοζύγιου της γης

Έως τώρα θεωρήσαμε ότι το ενεργειακό ισοζύγιο της γης βρίσκεται σε ισορροπία, δηλ. η προσπίπτουσα (εισερχόμενη) ένταση ηλιακής ακτινοβολίας  $F_{S}$  (Wm<sup>-2</sup>) είναι ίση με την εκπεμπόμενη (εξερχόμενη) ένταση γήινης ακτινοβολίας  $F_{T}$  (Wm<sup>-2</sup>):

$$\mathbf{F}_{\mathbf{S}} = \mathbf{F}_{\mathbf{T}} \tag{4.1}$$

Εάν το ισοζύγιο ακτινοβολίας διαταραχθεί, πχ. από την αύξηση του ατμοσφαιρικού διοξειδίου του άνθρακα, κατά μια ποσότητα  $\Delta F_R$ , τότε προκειμένου να εξακολουθεί να υπάρχει ενεργειακό ισοζύγιο, θα πρέπει το ισοζύγιο μεταξύ εισερχόμενης και εξερχόμενης ακτινοβολίας θα επανέλθει εάν εισάγουμε μια μεταβολή (Δ) μεταξύ των  $F_S$  και  $F_T$ . Οπότε θα πρέπει να ισχύει:

$$\Delta(F_{\rm S} - F_{\rm T}) = \Delta F_{\rm R} \tag{4.2}$$

Για να συμβεί ομως τούτο θα πρέπει η θερμοκρασία Ts της γήινης επιφάνειας να μεταβληθεί κατά ΔTs. Ορίζουμε προς τούτο το συντελεστή  $\lambda_c$  (κλιματικός συντελεστής ευαισθησίας-climate sensitivity factor), που ορίζεται από τη σχέση:

$$\lambda_{\rm c} \equiv \Delta T_{\rm S} / \Delta F_{\rm R}$$
 (4.3a):

επομένως, λαμβάνουμε:

$$\lambda_{\rm c} = \left[ (\Delta F_{\rm T} / \Delta T_{\rm S}) \cdot (\Delta F_{\rm S} / \Delta T_{\rm S}) \right]^{-1} \tag{4.36}$$

Θεωρώντας ότι η μέση ένταση ηλιακής ακτινοβολίας που απορροφάται από την ατμόσφαιρα και τους ωκεανούς δίνεται σε (Wm<sup>-2</sup>) από τη σχέση (2.35):

$$F_0 = (1-R)F_s / 4 \tag{2.35}$$

ενώ, η εκπεμπόμενη μέση ένταση ακτινοβολίας από τη γη (η γη θεωρείται εδώ σαν φαιό σώμα) δίνεται από τη σχέση (2.22):

$$F_{\rm T} = a\sigma T_{\rm s}^4 \tag{2.22}$$

από τον συνδυασμό των εξισώσεων (5.3), (2.35), (2.22), με  $\Delta Fs=0$ , λαμβάνουμε:

$$\lambda_{\rm c} = (4a\sigma T_{\rm s}^3)^{-1} = (T_{\rm s}/4F_{\rm T})$$
 (2.36)

Οπότε, η τιμή του συντελεστή  $\lambda_c$  είναι περίπου ίση με 0.3 K(W m<sup>-2</sup>)<sup>-1</sup> (Kiehl, 1992) και επομένως, για μια τιμή του  $\Delta F_R = 4.6$ Wm<sup>-2</sup>, η αναμενόμενη αύξηση της μέσης θερμοκρασίας της γης θα είναι περίπου 1.4 K.

#### 4.2.2 Παγκόσμια Κλιματική Αλλαγή

Η Παγκόσμια Κλιματική Αλλαγή (ΠΚΑ) ορίζεται ως η αργή και σταθερή μεταβολή του γήινου κλίματος, τόσο μέσω των φυσικών, όσο και των ανθρωπογενών επιδράσεων. Η

αυξανόμενη συγκέντρωση των αερίων του θερμοκηπίου, η επέκταση της 'τρύπας του όζοντος', η συστηματική καταστροφή των τροπικών δασών και άλλοι παράγοντες συντελούν στην ΠΚΑ. Ήδη, η αύξηση της μέσης τιμής της θερμοκρασίας του πλανήτη μας κατά 0.6°C κατά τα τελευταία 100 χρόνια (με σημαντική επιτάχυνση την τελευταία εικοσαετία, καθόσον ο 20ός αιώνας παρουσίασε τις υψηλότερες θερμοκρασίες των τελευταίων 2000 ετών!) συνεπικουρεί την ύπαρξη της ΠΚΑ, με τελικό πιθανό αποτέλεσμα την απορρύθμιση του γήινου κλίματος (Houghton, 2000).

Στο εδάφιο αυτό θα ορίσουμε την έννοια της κατακράτησης ακτινοβολίας (radiative forcing: RF) που εκφράζεται σε Wm<sup>-2</sup>. Η κατακράτηση ακτινοβολίας, που προκαλείται λόγω διαταραχής της συγκέντρωσης ενός αερίου ιχνηθέτη, ορίζεται από την καθαρή μεταβολή της ροής ακτινοβολίας στην τροπόπαυση, εάν όλα τα άλλα αέρια ιχνηθέτες παραμείνουν σε σταθερή συγκέντρωση (WMO, 2003). Η μεταβολή αυτή υπολογίζεται από ένα μονοδιάστατο μοντέλο διάδοσης της ακτινοβολίας στην ατμόσφαιρα, και μπορεί να είναι είτε θετική (positive radiative forcing) είτε αρνητική (negative radiative forcing). Η μεταβολή αυτή αφορά μόνο το σύστημα επιφάνεια γης-τροπόσφαιρα.

Όπως αναφέρθηκε στην αρχή του Κεφαλαίου αυτού, εκτός από το CO<sub>2</sub> και άλλα αέρια, όπως τα CH<sub>4</sub>, O<sub>3</sub>, N<sub>2</sub>O, NOx, H<sub>2</sub>O, αλλά και τα αιωρούμενα σωματίδια παίζουν σημαντικό ρόλο στην ΠΚΑ. Τα αιωρούμενα σωματίδια επηρρεάζουν το ενεργειακό ισοζύγιο της γης, 1ον) μέσω της σκέδασης και της απορρόφησης της προσπίπτουσας ηλιακής και της εκπεμπόμενης γήινης ακτινοβολίας (Ackerman and Chung, 1992; Kaufman et al., 2002), κάτι που εξαρτάται από τη χημική τους σύσταση (φαινόμενο που στη διεθνή βιβλιογραφία αναφέρεται ως "direct aerosol effect"), και 2ον) ενεργούν σαν πυρήνες συμπύκνωσης (cloud condensation nuclei: CCN) των υδρατμών και επομένως, καθορίζουν τη συγκέντρωση των υδροσταγονιδίων, επηρρεάζουν τις βροχοπτώσεις και το χρόνο ζωής των θερμών νεφών (Lohmann and Feichter, 2001), (φαινόμενο που στη διεθνή βιβλιογραφία αναφέρεται ως "indirect aerosol effect"). Έτσι, τα σύννεφα που εμφανίζονται 'λευκά' αποτελούνται από μικρά υδροσταγονίδια και παρουσιάζουν μεγάλη λευκότητα και επομένως, σκεδάζουν έντονα την προσπίπτουσα σε αυτά ηλιακή ακτινοβολία. Αντίθετα, τα 'σκούρα' σύννεφα αποτελούνται από μεγάλα υδροσταγονίδια και παρουσιάζουν μεγάλη λευκότητα του πορρόφηση της προσπίπτουσας σε αυτά ηλιακής ακτινοβολίας.

Η ταξινόμηση των αιωρούμενων σωματιδίων, αναφορικά με τη χημική τους σύσταση, περιλαμβάνει τα σωματίδια που περιέχουν θειϊκά, νιτρικά, αμμωνιούχα άλατα καθώς και ενώσεις με βάση τον άνθρακα. Τα τελευταία, διαχωρίζονται σε αυτά που περιέχουν οργανικό άνθρακα (organic carbon: OC) και αυτά που περιέχουν κυρίως αιθάλη (black carbon: BC). Τα σωματίδια OC προέρχονται από χημικές διαδικασίες καύσης, ενώ τα BC προέρχονται από καύση βιομάζας και καύση ορυκτών καυσίμων.

Τα OC σωματίδια και αυτά που περιέχουν θειϊκά άλατα προκαλούν έντονη σκέδαση της ηλιακής ακτινοβολίας και επομένως προκαλούν τοπική ψύξη της ατμόσφαιρας (φαινόμενο που στη διεθνή βιβλιογραφία αναφέρεται ως 'direct cooling effect'). Αντίθετα, τα σωματίδια BC και αυτά που περιέχουν άλατα πυριτίου και σιδήρου (mineral dust) απορροφούν έντονα την ηλιακή και τη γήινη υπέρυθρη ακτινοβολία, με αποτέλεσμα να προκαλούν τοπική θέρμανση της ατμόσφαιρας (φαινόμενο που στη διεθνή βιβλιογραφία αναφέρεται ως 'direct cooling effect').



Σχήμα 4.3 Διάφορα φαινόμενα αλληλεπίδρασης ηλιακής ακτινοβολίας και αιωρούμενων σωματιδίων.

Στο Σχήμα 4.4 παρουσιάζεται η μέση κατακράτηση ακτινοβολίας (σε  $Wm^{-2}$ ) που προκαλείται από τα βασικότερα αέρια του φαινομένου του θερμοκηπίου (CO<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub>, O<sub>3</sub>, N<sub>2</sub>O, NOx, αιωρούμενα σωματίδια, νέφη, κλπ.), με βάση το έτος αναφοράς 1750 (πριν την βιομηχανική επανάσταση) και σύγκριση με το έτος 2000, με βάση ένα κλιματικό μοντέλο.



Σχήμα 4.4 Η μέση κατακράτηση ακτινοβολίας (σε Wm<sup>-2</sup>) που προκαλείται από τα βασικότερα αέρια του φαινομένου του θερμοκηπίου (CO<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub>, O<sub>3</sub>, N<sub>2</sub>O, NOx, αιωρούμενα σωματίδια, κλπ.), με βάση το έτος αναφοράς 1750 (πριν την βιομηχανική επανάσταση) και σύγκριση με το έτος 2000 (Houghton et al., 2001).

Στο Σχήμα αυτό παρουσιάζονται επίσης και οι φυσικές μεταβολές της ηλιακής σταθεράς από το έτος 1850 έως σήμερα. Σε όλες τις περιπτώσεις παρουσιάζεται και η αβεβαιότητα υπολογισμού της μέσης κατακράτηση ακτινοβολίας (error bars). Από το Σχήμα αυτό είναι

προφανές ότι το CO<sub>2</sub> προκαλεί τη μεγαλύτερη θετική κατακράτηση ακτινοβολίας (1.4 Wm<sup>-2</sup>), και ακολουθούν to CH<sub>4</sub> (+0.5 Wm<sup>-2</sup>), το τροποσφαιρικό O<sub>3</sub> (+0.4 Wm<sup>-2</sup>) και τα αιωρούμενα σωματίδια BC, από καύση ορυκτών καυσίμων (+0.35 Wm<sup>-2</sup>). Αντίθετα. η ελάττωση του στρατοσφαιρικού όζοντος προκαλεί τοπική ψύξη, δηλ. αρνητική κατακράτηση ακτινοβολίας (-0.2 Wm<sup>-2</sup>), όπως και τα OC σωματίδια και αυτά που περιέχουν θειϊκά άλατα (-0.1 Wm<sup>-2</sup> και -0.4 Wm<sup>-2</sup>, αντίστοιχα). Επίσης, και το έμμεσο φαινόμενο '*indirect aerosol effect*' από τα σωματίδια προκαλεί έντονη αρνητική κατακράτηση ακτινοβολίας (με αρκετά μεγάλη αβεβαιότητα -2 Wm<sup>-2</sup>) (Houghton, et al., 2001).

Διάφορα κλιματικά μοντέλα προβλέπουν μια αύξηση της μέσης θερμοκρασίας κατά 1.5-4.5°C εντός του 21° αιώνα (αύξηση κατά 0.1 °C έως 0.4 °C /δεκαετία). Ένα τέτοιο παράδειγμα παρουσιάζεται στο Σχήμα 4.4 όπου παρουσιάζεται η αύξηση της μέσης θερμοκρασίας (σε °C) του πλανήτη το έτος 2070 (Κλιματικό Μοντέλο του Max Planck Institut fuer Meteorologie, Hamburg, Γερμανίας). Σύμφωνα με αυτήν την εφιαλτική πρόβλεψη μια αύξηση της τάξης των 4-5 °C αναμένεται στην περιοχή του Β. Πόλου, με καταστροφικές επιπτώσεις στην τήξη των πάγων και βίαιη αλλοίωση της βιόσφαιρας.



**Σχήμα 4.5** Προβλεπόμενη αύξηση της μέσης θερμοκρασίας (σε °C) του πλανήτη για το έτος 2070 (Κλιματικό Μοντέλο του Max Planck Institut fuer Meteorologie, Hamburg, Γερμανίας).

#### 4.3 Επιπτώσεις από το φαινόμενο του θερμοκηπίου

Οι βασικότερες επιπτώσεις του φαινόμενου του θερμοκηπίου στην Παγκόσμια Κλιματική Αλλαγή είναι πολλές, οι οποίες σε συνδυασμό με άλλα φυσικά ή ανθρωπογενή φαινόμενα (πχ. El Ninio<sup>17</sup>, μείωση της στιβάδας του όζοντος, καταστροφή των τροπικών δασών) αναμένεται να κυριαρχήσουν στο κλίμα της γης (Παγκόσμια Κλιματική Αλλαγή) στον 21° αιώνα που διανύουμε, δεδομένου ότι η ανθρώπινη επέμβαση στο φυσικό περιβάλλον γίνεται ολοένα και πιο καταστρεπτική.

<sup>&</sup>lt;sup>17</sup> Φαινόμενο El Niño: διατάραξη του συστήματος Ωκεανός-Ατμόσφαιρα στον Τροπικό Ειρηνικό Ωκεανό, με φοβερές επιπτώσεις (έντονες βροχοπτώσεις-πλημμύρες στο Δ. Ειρηνικό Ωκεανό) στον καιρό και το γήινο κλίμα (μέσω της διατάραξης των θαλασσίων ρευμάτων).

Οι κυριότερες επιπτώσεις στο περιβάλλον από το φαινόμενο του θερμοκηπίου είναι οι ακόλουθες:

- <u>άνοδος της στάθμης των ωκεανών</u>, λόγω τήξης των παγετώνων και της θερμικής διαστολής της υδρόσφαιρας, οπότε αναμένεται να πληγούν παράκτιες πόλεις (πχ. Βενετία, Αλεξάνδρεια, Βοστώνη, κλπ.) και νησιά. Ήδη μεγάλοι παγετώνες στους Πόλους και τις Άλπεις έχουν αρχίσει να λειώνουν σε ανυσηχητικό βαθμό. Σύμφωνα με τα τελευταία επιστημονικά δεδομένα, κατά τα τέλη του 21<sup>ου</sup> αιώνα, αναμένεται η άνοδος της μέσης στάθμης της θάλασσας να ξεπεράσει το 0.5 μέτρα. Ενδεικτικά αναφέρουμε ότι στην Ελλάδα παρατηρείται ένας ετήσιος ρυθμός αύξησης της μέσης στάθμης της θάλασσας κατά 1-1.5 mm.

- <u>πρόκληση ακραίων φαινομένων</u> (πχ. έντονοι άνεμοι, έντονες βροχοπτώσεις μεγάλης διάρκειας, έντονη ξηρασία, πολύ υψηλές θερμοκρασίες, έντονη χαλαζόπτωση, κλπ.). Τέτοια ακραία καιρικά φαινόμενα αναμένεται να προκαλέσουν και δευτερογενή φαινόμενα (ξηρασία, λειψυδρία, λιμούς, επιδημίες, κλπ.), στα οικοσυστήματα.

- <u>αλλαγές στα οικοσυστήματα και κίνδυνοι για την βιοποικιλότητα</u>, όπως, αλλοίωση ή εξαφάνιση ειδών πανίδας και χλωρίδας, είτε λόγω έντονης ξηρασίας ή έντονων βροχοπτώσεων (περιβαλλοντικό στρες), συρρίκνωση δασικών εκτάσεων, λειψυδρία στην Ν. Ευρώπη, στη Ν. Αμερική και την Αφρική, μείωση της αγροτικής παραγωγής, αλλαγή της πορείας των θαλάσσιων ρευμάτων με αποτέλεσμα τη μετανάστευση (ή ακόμα και εξαφάνιση) ορισμένων ειδών ψαριών σε άλλες περιοχές, κλπ.

Ήδη, από το τέλος του 20<sup>ου</sup> αιώνα παρατηρούνται παρόμοια ακραία καιρικά φαινόμενα (έντονοι άνεμοι ταχύτητας 120-150 χλμ/ώρα, έντονες βροχοπτώσεις στην Ευρώπη (καλοκαίρι 2002), υψηλές θερμοκρασίες και ξηρασία στην κεντρική και δυτική Ευρώπη, με συνακόλουθο αύξηση των δασικών πυρκαγιών το καλοκαίρι και μεγάλο αριθμό θανάτων (10.000-13.000 στη Γαλλία, 1650 στην Πορτογαλία το καλοκαίρι του 2003). Παρόμοιες συνθήκες ξηρασίας και δασικών πυρκαγιών καταγράφηκαν στην Αυστραλία, στη Β. Αμερική, στην Ασία, την Αφρική κλπ., με συνακόλουθο την βίαιη αλλοίωση των φυσικών οικοσυστημάτων τους.

#### 4.4 Μέτρα περιορισμού του φαινόμενου του θερμοκηπίου

Ο Οργανισμός Ηνωμένων Εθνών (ΟΗΕ) σε μια προσπάθειά του να περιορίσει το φαινόμενο του θερμοκηπίου και να μειώσει τους επερχόμενους κινδύνους (λειψυδρίες, λιμοί, τροπικές αρρώστιες, κλπ.) διοργάνωσε στις 1-10 Δεκεμβρίου 1997 στο Kyoto της Ιαπωνίας την Παγκόσμια Συνδιάσκεψη για το Περιβάλλον, προκειμένου να ληφθούν σημαντικά μέτρα για την άμεση μείωση των εκπομπών των αερίων του θερμοκηπίου (με έμφαση στο CO<sub>2</sub>) σε παγκόσμια κλίμακα. Κατά τη Διάσκεψη αυτή αποφασίσθηκε η μείωση των εκπομπών του CO<sub>2</sub> κατά 5.2% σε κάθε χώρα, κάτω από τα αντίστοιχα εθνικά της επίπεδα του 1990. Δυστυχώς, μόνο λίγα κράτη δεσμεύτηκαν να μειώσσυν τις εκπομπές του CO<sub>2</sub> (πχ. τα περισσότερα κράτη της Ευρωπαϊκής Ένωσης, πλην της Ελλάδας και της Πορτογαλίας), ενώ κράτη όπως, οι ΗΠΑ (36% της παγκόσμιας εκπεμπόμενης ποσότητας CO<sub>2</sub>), η Ρωσία, η Κίνα, η Ινδία κλπ., αντιτάχθηκαν στην προτεινόμενη μείωση εκπομπών CO<sub>2</sub>. Αργότερα, στις επόμενες Συνδιασκέψεις, και άλλες χώρες προσυπέγραψαν το Πρωτόκολλο του Kyoto (εκτός πάντα των ΗΠΑ και της Ρωσίας). Στην πράξη όμως, σήμερα, μόνο πέντε χώρες έχουν εφαρμόσει το Πρωτόκολλο αυτό: Γαλλία, Σουηδία, Γερμανία, Λουξεμβούργο και Βρετανία.

Στην περίπτωση της Ελλάδας, αν και χώρα κατατασσόμενη στις αναπτυγμένες, αναφορικά με το Πρωτόκολλο του Kyoto θεωρείται αναπτυσσόμενη. Για τον λόγο αυτό έχει το περιθώριο μιας αύξησης της τάξης του 25%, αναφορικά με τις εκπομπές CO<sub>2</sub>, μεταξύ 2008-2012. Δυστυχώς, ο ρυθμός αύξησης των εκπομπών είναι μεγαλύτερος και δύσκολα ένας ρυθμός του 25% μπορεί να θεωρηθεί εφικτός στόχος, Έτσι, ενώ το 1990 οι κατά κεφαλήν εκπομπές CO<sub>2</sub> ήταν κατά 10% χαμηλότερες του Ευρωπαϊκού χώρου, σήμερα έχουμε υπερβεί τον κοινοτικό μέσο όρο, μολονότι η κατά κεφαλήν ενεργειακή κατανάλωση στη χώρα μας ευρίσκεται κάτω από τον κοινοτικό μέσο όρο. Τούτο οφείλεται στην καύση εξαιρετικά ρυπογόνων πηγών ενέργειας (λιγνίτη και πετρελαίου) για παραγωγή ηλεκτρικής ενέργειας και κάλυψη μεταφορικών αναγκών. Αντίστοιχα, η *ενεργειακή ένταση* (λόγος ενεργειακής κατανάλωσης/ΑΕΠ) στην Ελλάδα είναι διπλάσια του ευρωπαϊκού μέσου όρου, κάτι που φανερώνει τη μη παραγωγική χρήση της ενέργειας στην Ελληνική οικονομία.

Προκειμένου να καλυφθούν οι ενεργειακές ανάγκες της χώρας μας και να εφαρμόσουμε το Πρωτόκολλο του Kyoto, θα πρέπει να στραφούμε στις εναλλακτικές πηγές ενέργειας (αιολική, ηλιακή ενέργεια, κλπ.). Ήδη, η Ελλάδα έχει δεσμευθεί να παράγει το 20% της ηλεκτρικής της ενέργειας από Ανανεώσιμες Πηγές Ενέργειας, έως το 2010, όταν σήμερα το ποσοστό αυτό μόλις υπερβαίνει το 1%. Θα πρέπει λοιπόν η ενεργειακή κατανάλωση στη χώρα μας να μετατοπισθεί σε καθαρότερες μορφές ενέργειας, ενώ παράλληλα θα πρέπει να μάθουμε να είμαστε λιγότερο «ενεργοβόροι» (μετακίνηση με τα μαζικά μέσα μεταφοράς, χρήση ποδηλάτου για μετακινήσεις σε μικρές αποστάσεις, μη κατασπατάληση ηλεκτρικού ρεύματος, κλιματισμός κατοικιών με φυσικούς τρόπους, μετακίνηση με τα πόδια, κλπ.).

#### ΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

Ackerman, F.A., and H. Chung, 'Radiative effects of airborne dust and regional energy budget at the top of the atmosphere', *J. Appl. Meteorol.*, **31**, 223-323, 1992.

Andreae, M., A. Chappuis, B. Cros, J. Fontan, G. Helas, C. Justice, Y.J. Kaufman, A. Minga, D. Nganga, 'Ozone and Aitken nuclei over equatorial Africa: Airborne observationsduring DECAFE 1988', *J. Geophys. Res.*, **97**, 6137-6160, 1992.

Andrews, D., An Introduction to Atmospheric Physics, Cambridge University Press, Cambridge, UK, 2002.

Ancellet, G., J. Pelon, M. Beekmann, A. Papayannis, G. Mégie, "Ground-based LIDAR Studies of Ozone Exchanges Between the Stratosphere and the Troposphere", *J. Geophys. Res*, **96**, 22401-22421, 1991.

Atmospheric Chemistry and Global Change, Brasseur, G., Orlando, J., Tyndall, J., (Eds.), Oxford University Press, 1999.

Baumgarten, G., K. Frieke and G. von Gossart, 'Investigation of the shape of noctilucent cloud particles by polarization lidar techniques', *Geophys. Res. Lett.*, **29**, No13, doi:10.1029/2001GL013877, 2002

Finlayson-Pitts, B., and J. Pitts, *Chemistry of the upper and the lower atmosphere*, Academic Press, San Diego, California, USA.

Fishman, J., 'Tropospheric Ozone', in *Handbook of Climate, Weather, and Water: Chemistry, Impacts and Applications*, T.D. Potter and B. Colman, Editors (New York: Wiley, New York), 47-59, 2002.

Galani, E., D. Balis, P. Zanis, C, Zerefos, H. Wernli, and E. Gerasopoulos, "Observations of stratosphere-troposphere transport events over the Eastern Mediterranean using a ground-based lidar system", *J. Geophys. Res.*, **108**(D12), 8527, doi:10.1029/2002JD002596, 2003.

Goody, R., *Principles of Atmospheric Physics and Chemistry*, Oxford University Press, Oxford, U.K., 1995.

Houghton, H.G., Physical Meteorology, MIT, Cambridge, MA, USA, pp. 442, 1985.

Houghton, J., *The Physics of Atmospheres*, Cambridge University Press, 2<sup>nd</sup> edition, Cambridge, 1991.

Houghton, J., *Global Warming*, Cambridge University Press, 2<sup>nd</sup> edition, Cambridge University Press, Cambridge, 2000.

Houghton, J. T., Y. Ding, D. J. Griggs, M. Noguer, P.J. van der Linden and D. Xiaosu, *Climate Change 2001: The Scientific Basis. Contribution of Working Group I to the Third Assessment Report of the Intergovermental Panel on Climate Change (IPCC)*, Cambridge University Press, Cambridge, 2001.

Καραπιπέρης, Λ., Μετεωρολογία, Εκδόσεις Ιδρύματος Ευγενίδου, 1997.

Kaufman, Y., D. Tanré, O. Boucher, 'A satellite view f aerosols in the climate system', Nature, **419**, 215-223, 2002.

Kiehl, J. T., 'Atmospheric General Circulation Modelling', in: *Climate System Modeling*, K.E. Trenberth, ed., Cambridge University Press, Cambridge, UK.

La Météorologie, 8ème série, No13, Mars 1996 (METEO France, éditions).

Lohmann, U., and J. Feichter, 'Can the direct and the semi-direct aerosol effect compete with the indirect effect on a global scale?', *Geophys. Res. Lett.*, **28**, 159-161, 2001.

Lutgens, F., Tarbuck, E., *The Atmosphere : An introduction to Meteorology*, pp. 492, Prentice Hall, New Jersey, USA, 1986.

Marenco, A., Gouget, H., Nédélec, P. and Pagés, J., 'Evidence of a long-term increase in tropospheric ozone from Pic du Midi data series—Consequences: Positive radiative forcing', *J. Geophys. Res.*, **99**, 16617-16632, 1994.

Mason, J., 'Predictions of climate changes caused by man-made emissions of greenhouse gases: a critical assessment', *Cont. Phys.*, **36**, 2990319, 1995.

Measures, R., Laser Remote Sensing, Krieger Publ. Company, USA, 1992.

Mégie, G., Stratosphère et couche d'ozone, pp. 120, Mason, Paris, France, 1992.

Mischenko, M., J.W. Hovenier, L.D. Travis, *Light scattering by non spherical particles*, Academic Press, San Diego, USA, 1999.

Mie, G., 'Bertrage Z. Phys. TruberMedium, Spezeziell Kolloidaler Metallosungen', Ann. Physik, 25, 377, 1908.

Ν. Μουσιόπουλος, Μαθηματικά Μοντέλα Ατμοσφαιρικής Ρύπανσης, Εργαστήριο Μετάδοσης Θερμότητας και Περιβαλλοντικής Μηχανικής, σσ. 112, Εκδόσεις Ζήτη, Θεσσαλονίκη, 1999.

A. Papayannis, J. Porteneuve, D. Balis, C. Zerefos, E. Galani, "Design of a new DIAL system for tropospheric and lower stratospheric ozone monitoring in Northern Greece", *Phys. Chem.Earth*, **24**, 439-442, 1999.

Peixoto, J., A. Oort, Physics of Climate, American Institute of Physics, N. York, 1993.

Penndorff, R. T., 'Tables of the refractive index of standard air and the Rayleigh scattering coefficient for the spectral region between 0.2 and 20.0 µm and their application to atmospheric optics', *J. Opt. Soc. Am.*, **47**, 176-180, 1957.

Prospero, J., R. Nees, M. Uematsu, 'Deposition rate of particulate and dissolved aluminum derived from Saharn dust in precipitation at Miami, Florida', *J. Geophys. Res.*, **92**, 14723, 1987.

Sarmiento, J., K. Gruber, 'Sinks for anthropogenic carbon', *Physics Today*, 55, 30-36, 2002.

Seinfeld, J., and S. Pandis, Atmospheric Chemistry and Physics: From Air Pollution to Global Change, J. Wiley & Sons, Inc., N. York, 1999.

Serway, R., C. Moses, C. Moyer, Σύχρονη Φυσική, Πανεπιστημιακές Εκδόσεις Κρήτης, Ηράκλειο, 2000.

Stohl, A., P. Bonasoni, P. Christofanelli, B. Collins, J. Feichter, A. Frank, C. Forster, E. Gerasopoulos, H. Gaggeler, P. James, T. Kentarchos, S. Kreipl, C. Land, J. Meloen, A. Papayannis, A. Priller, P. Seibert, M. Sprenger, G. Roelofs, E. Scheel, C. Schnabel, P. Siegmund, L. Tobler, T. Trickl, H. Wernli, V. Wirth, P. Zanis, C. Zerefos, "Stratospheric-tropospheric exchange. A review and what we have learned from STACCATO", *J. Geophys. Res.*, **108**(D12), 8516, doi:10.1029/2002JD002490, 2003.

Stull, R., An introduction to Boundary Layer Meteorology, Kluwer Academic Publishers, Dordercht, Holland, 1980.

Stull, R., *Meteorology for Scientists and Engineers*, Brooks/Cole Publ., California, USA, 2000.

Triplet, J.P., G. Roche, *Météorologie Générale*, Ecole Nationale de Météorologie, Météo France, 3ème édition, 1986.

U. S. Standard Atmosphere, Washington, D.C., USA, 1976.

Van Andel, K., *New Views on an Old Planet: A History of Global Change*, Cambridge University Press, Cambridge, U.K., 1994.

Van de Hulst, H.C., *Light Scattering by Small Particles*, Dover Publ. Inc., New York, USA, 1981.

Wuebbles, D.J., Y. Li, J. Xia, S. Guillas, "On the recovery of stratospheric ozone", OZONE, Vol. 1, Proceedings Quadrennial Ozone Symposium (Ed. C. Zerefos), 177-178, 2004.

World Meteorological Organization (WMO), *Scientific Assessment of Ozone Depletion:* 2002, Global Ozone Research and Monitoring Project-Report No **47**, 498 pp., Geneva, 2003.

Young, Η., Φυσική, Τόμος Α', σσ. 634, Εκδόσεις Παπαζήση, Αθήνα, 1994.

Ζερεφός Χ., Μαθήματα Φυσικής της Ατμόσφαιρας και Φυσικής του Περιβάλλοντος, Α.Π.Θ., Θεσσαλονίκη, 2001.

Zerefos, C.S., "Long-term ozone and UV variations at Thessaloniki, Greece", *Phys. Chem. Earth*, **27**, 455-460, 2000.

Ziomas, I., "The Mediterranean Campaign of photochemical tracers-transport and chemical evolution (MEDCAPHOT-TRACE): an outline", *Atmos. Environ.*, **32**, 2045-2054, 1998.

Ziomas, I., P. Tzoumaka, D. Balis, D. Melas, C. Zerefos, S. Hristos, O. Klemm, 'Ozone episodes in Athens, Greece. A modeling approach using data from the MEDCAPHOT-TRACE', *Atmos. Environ.*, **32**, 2313-2322, 1998.

#### Παράρτημα Ι

#### Γραμμές Απορρόφησης Μορίων

Όπως αναφέρθηκε στο Κεφάλαιο 2, τα μόρια της ατμόσφαιρας παρουσιάζουν διάφορες φασματικές γραμμές απορρόφησης που ευρίσκονται σε μια ευρεία περιοχή του φάσματος, από το υπεριώδες έως το μακρυνό υπέρυθρο. Ειδικότερα, στην περιοχή του υπερύθρου οι ενεργές διατομές απορρόφησης παρουσιάζουν έντονες μεταβολές με το μήκος κύματος, όπως για παράδειγμα το υπέρυθρο φάσμα των υδρατμών και του διοξειδίου του άνθρακα. Οι φασματικές γραμμές απορρόφησης αυτές σχετίζονται με διάφορες μεταβάσεις μεταξύ ενεργειακών επιπέδων. Οι μεταβάσεις αυτές είναι: οι ηλεκτρονικές (υπεριώδες-ορατό), οι ταλαντωτικές (μέσο υπέρυθρο), οι περιστροφικές (μακρυνό υπέρυθρο) και οι ταλαντωτικές περιστροφικές (0.6-10 μm).

Η δομή των φασματικών γραμμών απορρόφησης στο υπέρυθρο είναι αρκετά πολύπλοκη, το δε εύρος των γραμμών αυτών οφείλεται στις μοριακές συγκρούσεις (collision broadening), ή τη διαπλάτυνση Doppler (Doppler broadening), ή σε συνδυασμό των δύο αυτών μηχανισμών, οπότε προκύπτει η φασματική κατανομή του Voigt (Houghton, 1991). Οι μηχανισμοί αυτοί που προκαλούν τη διαπλάτυνση των φασματικών γραμμών εξαρτώνται άμεσα από την θερμοκρασία και την πίεση<sup>18</sup> της ατμόσφαιρας, επομένως το εύρος μιας φασματικής γραμμής μεταβάλλεται με το ύψος (πχ. στο ύψος των 15 χλμ. οι μηχανισμοί διεύρυνσης των φασματικών γραμμών είναι περίπου ισοδύναμοι).

Στα χαμηλότερα στρώματα της ατμόφαιρας (τροπόσφαιρα) κυριαρχεί ο μηχανισμός της διαπλάτυνσης λόγω συγκρούσεων (έναντι της διαπλάτυνσης Doppler), επομένως στο υπέρυθρο μέρος του φάσματος οι γραμμές απορρόφησης των μορίων υπερτίθενται η μία στην άλλη. Ας θεωρήσουμε ότι έχουμε μια φασματική γραμμή απορρόφησης, όπου κυριαρχεί ο μηχανισμός της διαπλάτυνσης λόγω συγκρούσεων. Εάν η φασματική αυτή γραμμή αντιστοιχεί σε μια μετάβαση από την ενεργειακή στάθμη i στην στάθμη j, με αντίστοιχο κυματάριθμο  $v_0=v^{ij}$  (h $v^{ij}=Ej-Ei$ ), η ενεργός διατομή απορρόφησης (σε cm<sup>2</sup>), σε συνάρτηση με τον κυματάριθμο ν (σε cm<sup>-1</sup>), δίνεται από την σχέση (Houghton, 1991):

$$\sigma(v) = \frac{S\Gamma_L}{\pi[(v - v_0)^2 + {\Gamma_L}^2]} \quad (\Pi.1)$$

όπου,  $S = \int_{-\infty}^{\infty} \sigma(v) dv$ , όπου S είναι η ένταση της γραμμής απορρόφησης,  $\Gamma_L$  είναι το πλήρες εύρος στο μισό του ύψους (FWHM: full width half maximum) της φασματικής γραμμής, και  $\Gamma_L = 1/(2\pi tc)$ , όπου, c είναι η ταχύτητα του φωτός και t ο χρόνος που μεσολαβεί μεταξύ δύο διαδοχικών συγκρούσεων σε ένα μοριακό αέριο. Μπορούμε επίσης να γράψουμε το  $\Gamma_L$  ως εξής:

$$\Gamma_{\rm L} = \Gamma_0 (p/p_0) (T_0/T)^{0.62}$$
 (II.2)

όπου,  $\Gamma_0$  είναι το FWHM σε κανονικές συνθήκες πίεσης και θερμοκρασίας ( $p_0$ ,  $T_0$ ).

<sup>&</sup>lt;sup>18</sup> Η διαπλάτυνση λόγω συγκρούσεων εξαρτάται από την πίεση στην οποία ευρίσκεται το αέριο, ενώ η διαπλάτυνση Doppler εξαρτάται από την θερμοκρασία του αερίου (οφείλεται στη θερμική κίνηση των μορίων).

Για τα πιο πολλά αέρια, σε κανονικές συνθήκες πίεσης και θερμοκρασίας, ισχύει  $\Gamma_0 = 0.1$  cm<sup>-1</sup>, αντίστοιχα, στα 50 km ύψος, όπου p=0.1 kPa, έχουμε  $\Gamma_0 = 10^{-4}$  cm<sup>-1</sup>. Ας σημειωθεί ακόμα ότι στην περίπτωση των μοριακών συγκρούσεων η φασματική κατανομή f(v-v<sub>0</sub>) μιας γραμμής απορρόφησης γύρω από το v<sub>0</sub> ακολουθεί μια Lorentzian κατανομή που δίνεται από την σχέση:

$$f(v-v_0) = \frac{2}{\Gamma_L} [1 + [\frac{2(v-v_0)}{\Gamma_L}]^2]^{-1} \quad (\Pi.3)$$