

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ
ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ



ΕΙΣΠΝΟΗ ΑΕΡΟΠΟΡΙΚΩΝ ΡΥΠΩΝ:
Η ΣΥΜΠΕΡΙΦΟΡΑ ΠΤΗΤΙΚΩΝ
ΣΤΑΓΟΝΙΔΙΩΝ

Παρασκευάς Κριμπογιάννης

Επιβλέπων Καθηγητής: Βασίλης Μποντόζογλου

Βόλος, Μάρτιος 2020

ΕΙΣΠΙΝΟΗ ΑΕΡΟΠΟΡΙΚΩΝ ΡΥΠΩΝ:
Η ΣΥΜΠΕΡΙΦΟΡΑ ΠΤΗΤΙΚΩΝ ΣΤΑΓΟΝΙΔΙΩΝ

Διπλωματική Εργασία του Κριμπογιάννη Παρασκευά

Επιβλέπων καθηγητής: Βασίλης Μποντόζογλου

Εγκρίθηκε απο τα μέλη της τριμελούς εξεταστικής επιτροπής:

- Δρ.Βασίλης Μποντόζογλου, Καθηγητής, Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών
- Δρ.Νικόλαος Ανδρίτσος, Καθηγητής, Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών
- Δρ.Δημήτρης Βαλουγεώργης, Καθηγητής, Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών

Μάρτιος 2020

Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας
Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών
Πεδίον Άρεως, Βόλος, 38334

Ευχαριστίες

Αρχικά, θα ήθελα να ευχαριστήσω τον επιβλέποντα της διπλωματικής εργασίας μου, Καθηγητή Βασίλη Μποντόζογλου, που μου έδωσε την ευκαιρία να συνεργαστούμε πάνω σε ένα τόσο ενδιαφέρον θέμα και με την συνεχή υποστήριξή του καταφέραμε να βγάλουμε ένα πολύ ικανοποιητικό αποτέλεσμα. Επιπλέον, είμαι ευγνώμων στους καθηγητές Νικόλαο Ανδρίτσο και Δημήτρη Βαλουγεώργη για την ανάγνωση της εργασίας μου και τις υποδείξεις τους. Ιδιαίτερες ευχαριστίες σε όλους τους καθηγητές του τμήματος, για τις πολύτιμες γνώσεις που μου πρόσφεραν καθόλη τη διάρκεια των σπουδών μου πάνω σε ένα τόσο ευρύ και ενδιαφέρον αντικείμενο όπως η μηχανολογία. Επίσης, ένα μεγάλο ευχαριστώ στους φίλους μου για τη συνεχή στήριξη και αγάπη τους που μου έδιναν όλα αυτά τα χρόνια.

Μα, πάνω απ'όλα, θα ήθελα να ευχαριστήσω τους γονείς μου και την οικογένειά μου, στους οποίους οφείλω το μεγαλύτερο μέρος της πορείας μου διότι χωρίς την υλική αλλά κυρίως την ψυχολογική υποστήριξή τους, δεν θα βρισκόμουν εδώ που είμαι σήμερα. Θα σας είμαι για πάντα ευγνώμων.

Παρασκευάς Κριμπογιάννης

Περίληψη

Η ταχύτητα με την οποία αναπτύσσεται η πολιτική αεροπορία τόσο σε στόλο όσο και σε εγκαταστάσεις, έχει απασχολήσει πολύ την κοινή γνώμη κυρίως στο επίπεδο των επιπτώσεων που υπάρχουν στο περιβάλλον αλλά και στην ανθρώπινη υγεία. Παρά τις συνεχείς προσπάθειες που γίνονται από τον Διεθνή Οργανισμό Πολιτικής Αεροπορίας (ICAO) για μείωση των εκπομπών καυσαερίων που προέρχονται από τα αεροσκάφη, δεν υπάρχει ακόμα και σήμερα σαφής εικόνα για τις πραγματικές τιμές των ρύπων που αφορούν το σύνολο των λειτουργιών ενός αεροσκάφους.

Αυτή η έλλειψη πληροφοριών, αφορά κυρίως τα αιωρούμενα σωματίδια (αερολύματα) που προκύπτουν από τους ρύπους και όχι τόσο τους αέριους. Όμως, αυτό ανησύχησε ακόμα πιο πολύ τους ερευνητές και τους φυσιολόγους, διότι τα σωματίδια αυτά μπορούν εισέλθουν εύκολα στον ανθρώπινο οργανισμό μέσω της αναπνοής. Δημιουργήθηκε λοιπόν το ερώτημα, σε τι βαθμό τα αερολύματα αυτά μπορούν να έχουν καταστροφικές συνέπειες για την ανθρώπινη υγεία, ώστε να τεθούν τα απαραίτητα όρια και οι προδιαγραφές που θα διασφαλίζουν την ανθρώπινη υγεία. Έτσι, προκειμένου να φτάσουν σε αυτό το αποτέλεσμα, έπρεπε να κατανοήσουν αφενώς τη φυσιολογία του αναπνευστικού συστήματος, και αφετέρου τη ρευστομηχανική που εκφράζει την κίνηση των σωματιδίων κατά την εισπνοή.

Στην παρούσα διπλωματική εργασία, αρχικά γίνεται μία αναφορά στις εκπομπές καυσαερίων που προκύπτουν από τα αεροσκάφη κυρίως κατά τις λειτουργίες που εκτελούν στο αεροδρόμιο και μέχρι να φτάσουν σε ένα ικανοποιητικό ύψος όπου δεν θα επηρεάζονται άμεσα οι γύρω περιοχές. Στην συνέχεια, παρουσιάζεται η ανατομία - φυσιολογία του αναπνευστικού συστήματος, καθώς επίσης και οι απλουστεύσεις που έχουν γίνει από την σκοπιά του μηχανικού. Έχοντας πλέον κατανοήσει το αναπνευστικό σύστημα, γίνεται μία εκτενής ανάλυση στη ρευστοδυναμική που το διέπει και εξάγονται κάποιες εξισώσεις για πτητικά αεολύματα τα οποία έχουν την ικανότητα όχι μόνο να εισχωρούν στο αναπνευστικό σύστημα αλλά και να εξατμίζονται ταυτόχρονα.

Τέλος, παρουσιάζεται ένα υπολογιστικό κομμάτι που αφορά κάποιες πτητικές ουσίες που προκύπτουν από τα αεροσκάφη. Οι υπολογισμοί αυτοί, μας βοηθούν να συμπεράνουμε κάποια πράγματα όπως για παράδειγμα, γιατί ο ICAO έχει θέσει τόσο σφιχτές προδιαγραφές κυρίως για τα αερολύματα που προκύπτουν, καθώς επίσης τι επιπτώσεις θα υπήρχαν αν τα σωματίδια που προέκυπταν από τα αεροσκάφη ήταν μεγαλύτερα σε μέγεθος. Όλα τα παραπάνω αναλύονται εκτενώς στην συνέχεια.

Inhalation of aircraft engine emissions: The behavior of volatile droplets

Abstract

Civil Aviation is experiencing rapid growth in its transport fleet as well as in airport facilities. However, potential environmental impacts and health effects have caused the scientific community and the public to raise concerns about this growth. Despite the continuous efforts of the ICAO to reduce the amount of aircraft engine emissions, there is no concrete data about it, even in our days.

This lack of information is mainly with regard to the volatile particles produced by the aircraft engines. These particles are capable of penetrating deep in the human lung, so, the scientific community and physiologists have started studying their potential impact on human health and at which level these particles cannot affect us. In order to reach a conclusion about which level is acceptable to inhale these kind of particles without affecting human health, they had to understand the fluid mechanics of such an aerosol during inhalation.

In the present work, an introduction is made to aircraft engine emissions especially during airport operations until they reach a specific altitude that affects mainly the nearby areas. Then, there is a brief report on the structure and morphology of the respiratory tract with the simplifications that have been made from the perspective of mechanical engineering. There is an extensive analysis of the fluid dynamics regarding the motion of a single volatile particle, from which we can extract some equations that describe analytically the entrance and the evaporation of a particle into the human lung.

Finally, the last chapter of our work contains some calculations that have been made for volatile particles produced by aircraft engine emissions. From these calculations we can conclude at which point inhalation of such particles doesn't affect the human health. Also, we can understand why ICAO have implemented such strict regulations regarding the number and the size of particles produced by civil aviation especially in the vicinity of airports.

Περιεχόμενα

Κατάλογος σχημάτων	xi
Κατάλογος πινάκων	xiii
1 Εισαγωγή	1
1.1 Κίνητρο	1
1.2 Σκοπός	2
1.3 Δομή	2
2 Εκπομπές καυσαερίων των αεροσκαφών	3
2.1 Εισαγωγή	3
2.2 Προϊόντα πλήρους καύσης (Ideal combustion)	5
2.2.1 Νερό (H_2O)	5
2.2.2 Διοξείδιο του άνθρακα (CO_2)	6
2.2.3 Οξείδια του αζώτου (NO_x)	6
2.2.4 Διοξείδιο του θείου (SO_2)	7
2.3 Προϊόντα ημιτελούς καύσης (Real combustion)	7
2.3.1 Μονοξείδιο του άνθρακα (CO)	7
2.3.2 Άκαυστοι Υδρογονάνθρακες (UHC)	8
2.3.3 Αιθάλη (Soot)	8
2.4 Αιωρούμενα σωματίδια (PM)	9
2.4.1 Εισαγωγή	9
2.4.2 Μέγεθος σωματιδίων	9
2.4.3 Πτητικά και μη-πτητικά σωματίδια	9
2.4.4 Επιπτώσεις των σωματιδίων	11
2.4.4.1 Επιπτώσεις στο περιβάλλον	11
2.4.4.2 Επιπτώσεις στην υγεία	11
3 Περιγραφή προβλήματος	13
3.1 Δομή - Μορφολογία του αναπνευστικού συστήματος	13
3.2 Το μοντέλο A του Weibel	16
3.3 Το μονοδιάστατο πρόβλημα - Μοντέλο τρομπέτας (Trumpet Model)	19
3.4 Κίνηση ενός σωματιδίου εντός ρευστού	20
3.4.1 Οπισθέλκουσα δύναμη (Drag force)	20
3.4.2 Οπισθέλκουσα δύναμη σε σωματίδια - σταγόνες μικρών διαμέτρων	21
3.5 Ογκομετρικές παροχές - Ταχύτητα ρευστού (αέρα)	23
3.6 Υγροσκοπική θεωρία (Hygroscopic theory)	24

3.6.1	Εισαγωγή	24
3.6.2	Υποθέσεις για την απλούστευσή της	25
3.6.3	Η ροή μάζας (mass flux) σε μία σταγόνα όταν εξατμίζεται	27
3.6.4	Η μεταφορά θερμότητας σε μία σταγόνα που εξατμίζεται	29
4	Επίλυση προβλήματος	31
4.1	Εξίσωση ταχύτητας σταγόνας	31
4.2	Ρυθμός εξάτμισης σταγόνας	33
4.3	Η θερμοκρασία της σταγόνας	35
4.3.1	Υπόθεση ότι η θερμοκρασία παραμένει σταθερή	37
4.3.2	Η σημασία των θερμοκρασιακών μεταβολών στη σταγόνα	39
4.4	Διόρθωση των προηγούμενων εξισώσεων για πολύ μικρές σταγόνες	41
5	Αποτελέσματα	43
5.1	Διάρκεια ζωής και θερμοκρασία υγρού βολβού κάθε σταγόνας	44
5.1.1	Υπολογισμοί για σταγόνα Βενζολίου	44
5.1.2	Υπολογισμοί για σταγόνα Εξανίου	47
5.1.3	Υπολογισμοί για σταγόνα Αιθυλοβενζολίου	48
5.2	Ταχύτητες	50
5.3	Ρυθμός εξάτμισης	52
5.3.1	Ρυθμός εξάτμισης για μεγάλες σταγόνες	52
5.3.2	Η σημασία του διορθωτικού συντελεστή C_m στο ρυθμό εξάτμισης	53
6	Συμπεράσματα - Μελλοντικοί στόχοι	57
6.1	Συμπεράσματα	57
6.2	Μελλοντικοί στόχοι	58

Κατάλογος σχημάτων

2.1	<i>LTO-cycle και Cruise</i>	4
2.2	<i>Καύση σε κινητήρα αεροσκαφών</i>	5
2.3	<i>Γραφική αναπαράσταση μη-πτητικών (μαύρο) και πτητικών σωματιδίων (κόκκινο)</i>	10
2.4	<i>Συγκέντρωση πτητικών σωματιδίων για διαφορετικές ποσότητες θείου στο καύσιμο</i>	10
2.5	<i>Εναπόθεση σωματιδίων στο ανθρώπινο σώμα</i>	12
3.1	<i>Αναπνευστικό σύστημα</i>	13
3.2	<i>Σχηματική απεικόνιση της άνω αναπνευστικής οδού</i>	14
3.3	<i>Σχηματική απεικόνιση τραχειοβρογχικής και κυψελιδικής περιοχής</i>	15
3.4	<i>Σχηματική απεικόνιση της διχοτόμησης των κυλινδρικών αεραγωγών</i>	16
3.5	<i>Μοντέλο του αναπνευστικού συστήματος</i>	17
3.6	<i>Πίνακας διαστάσεων και όγκων κάθε γενιάς</i>	18
3.7	<i>Σχηματική αναπαράσταση του μοντέλου της τρομπέτας</i>	19
3.8	<i>Η τροχιά που διαγράφει το σωματίδιο ανάλογα με τη διάμετρό του και την μέση ελεύθερη διαδρομή του ρευστού</i>	22
3.9	<i>Ογκομετρικές παροχές στους αεραγωγούς</i>	23
3.10	<i>Η συγκέντρωση υδρατμών μειώνεται καθώς απομακρυνόμαστε από τη σταγόνα</i>	27
4.1	<i>Σχηματική απεικόνιση της κίνησης σταγόνας εντός αεραγωγού</i>	31
4.2	<i>Η ροή μάζας I μέσα από τα δύο κελύφη είναι ίδια</i>	34
5.1	<i>Προφίλ ταχυτήτων</i>	51
5.2	<i>Προφίλ εξάτμισης των τριών ουσιών</i>	52
5.3	<i>Ρυθμός εξάτμισης σταγόνας βανζολίου ($d_0 = 1\mu m$) με και χωρίς διορθωτικό συντελεστή</i>	53
5.4	<i>Ρυθμός εξάτμισης σταγόνας βανζολίου ($d_0 = 0.1\mu m$) με και χωρίς διορθωτικό συντελεστή</i>	54

Κατάλογος πινάκων

3.1	<i>Τιμές του συντελεστή κάλυψης για τις διάφορες γενιές [20]</i>	17
5.1	<i>Θερμοφυσικές ιδιότητες για κάθε ουσία</i>	44
5.2	<i>Αποτελέσματα Matlab για το Βενζόλιο</i>	45
5.3	<i>Αποτελέσματα Matlab για το Εξάνιο</i>	47
5.4	<i>Αποτελέσματα Matlab για το Αιθυλοβενζόλιο</i>	49

Κεφάλαιο 1

Εισαγωγή

1.1 Κίνητρο

Η πολιτική αεροπορία αυξάνεται ταχύτατα τα τελευταία χρόνια (περίπου 5% αύξηση το χρόνο) και αυτό οφείλεται στην μεγάλη ανάγκη για μετακίνηση αλλά και στη ανάπτυξη της οικονομίας σε παγκόσμιο επίπεδο. Οι επιπτώσεις της όμως στο περιβάλλον αλλά και στην ανθρώπινη υγεία είναι ένα θέμα που απασχολεί πολύ την κοινή γνώμη. Έτσι λοιπόν οι συνέπειές της, αποτέλεσαν την αφορμή για την μελέτη και τον περιορισμό των εκπομπών που προέρχονται από τα αεροσκάφη. Τα τελευταία χρόνια, λόγω της μεγάλης ανάπτυξης των αεροδρομίων σε πάρα πολλές περιοχές σε ολόκληρο τον κόσμο, δόθηκε μεγάλη προσοχή στις επιπτώσεις που έχει η εκπομπή καυσαερίων τόσο στα αεροδρόμια όσο και στις γύρω περιοχές. Η μελέτη αυτή επικεντρώθηκε κυρίως στα αερολύματα που προκύπτουν από τα αεροσκάφη διότι καθώς αποδείχθηκε στη συνέχεια, έχουν μεγάλες επιπτώσεις στην ανθρώπινη υγεία.

Έτσι λοιπόν, από το 1970 και μετά, ο διεθνής οργανισμός πολιτικής αεροπορίας (ICAO) εξέδωσε κάποιες προδιαγραφές οι οποίες θα έπρεπε να τηρούνται αυστηρά από όλους τους κινητήρες των αεροσκαφών. Οι προδιαγραφές αυτές, όριζαν κάποιες ανώτατες τιμές τις οποίες δεν έπρεπε να υπερβαίνουν τα αεροσκάφη για κάθε λειτουργία που επιτελούσαν. Δόθηκε μεγάλη έμφαση αφενός στους αέριους ρύπους που προέκυπταν, αφετέρου στα παραπροϊόντα που ήταν αποτέλεσμα της ημιτελούς καύσης των κινητήρων. Τα παραπροϊόντα αυτά είναι κάποια αιωρούμενα σωματίδια (στερεά ή υγρά) τα οποία αποδείχθηκαν αρκετά βλαβερά για την ανθρώπινη υγεία και δυστυχώς ακόμα και σήμερα δεν υπάρχουν ακριβή αποτελέσματα για την σύσταση και το μέγεθός τους. Με την πάροδο των χρόνων αλλά και την ανάπτυξη της τεχνολογίας, τα όρια και οι ανώτατες προδιαγραφές που έθεσε ο ICAO κυρίως για τα σωματίδια γινόταν ολο και πιο αυστηρά. Αυτό γινόταν διότι παρατηρήθηκε ξαφνική επιδείνωση των προβλημάτων υγείας στους ανθρώπους, κυρίως σε περιοχές όπου υπήρχαν αεροδρόμια. Επίσης, υπήρξαν αναφορές για καρδιοαγγειακά κρούσματα ειδικότερα σε άτομα που είχαν χρόνια προβλήματα υγείας.

Επομένως, παρουσιάστηκε η ανάγκη για την όσο το δυνατόν ακριβέστερη μελέτη των αιωρούμενων σωματιδίων που εκπέμπονται από τα αεροσκάφη, με σκοπό να δημιουργηθεί μία πιο σαφής εικόνα για τις επιπτώσεις στην υγεία αλλά και για το πως συμπεριφέρονται όταν εισέλθουν στο ανθρώπινο αναπνευστικό σύστημα.

1.2 Σκοπός

Σκοπός της παρούσας διπλωματικής εργασίας, είναι η περιγραφή των πτητικών σωματιδίων που προκύπτουν από τις εκπομπές των αεροσκαφών καθώς επίσης και η κατανόηση της συμπεριφοράς τους όταν εισέλθουν στον ανθρώπινο οργανισμό. Η συμπεριφορά τους, αποτελεί το κύριο θέμα της διπλωματικής και χωρίζεται κατά κάποιον τρόπο σε δύο μέρη. Το πρώτο μέρος αναφέρεται στις εξισώσεις ταχύτητας που εκφράζουν το εισπνεόμενο ρευστό (αέρας) αλλά και το πτητικό σωματίδιο (σταγόνα) που υπάρχει μέσα στο ρευστό. Το δεύτερο μέρος, αποτελεί το πιο σύνθετο κομμάτι της διπλωματικής και αναφέρεται στο ρυθμό εξάτμισης της σταγόνας όταν αυτή εισέλθει στον ανθρώπινο οργανισμό. Η μελέτη που έγινε, στηρίχθηκε κυρίως σε βιβλιογραφία και πειράματα που έχουν διεξαχθεί, έγινε όμως προσπάθεια να παρουσιαστεί μία πιο σφαιρική εκδοχή του προβλήματος κυρίως από την πλευρά του μηχανικού. Μέσα από τα αποτελέσματα που εξήχθησαν, βγάλαμε κάποια χρήσιμα συμπεράσματα που δικαιολογούν, ίσως, τις τόσο αυστηρές προδιαγραφές που έχει θέσει ο ICAO.

1.3 Δομή

Αρχικά, στο Κεφάλαιο 2, γίνεται μία εισαγωγή στις εκπομπές καυσαερίων των αεροσκαφών, αναλύοντας τους κύριους ρύπους που απαρτίζουν τις εκπομπές αυτές. Επίσης, γίνεται μία περιγραφή στα αερολύματα που προκύπτουν από τα καυσαέρια και τις επιδράσεις που έχουν στο περιβάλλον αλλά και στην ανθρώπινη υγεία.

Στο Κεφάλαιο 3, γίνεται μία περιγραφή του προβλήματος και παρουσιάζεται όλη η ανάλυση με τις απλουστεύσεις που το διέπουν αλλά και την βασική θεωρία πάνω στην οποία χτίστηκε το πρόβλημα.

Στο Κεφάλαιο 4, ακολουθεί η επίλυση του προβλήματος και η εξαγωγή των εξισώσεων που αφορούν το πρόβλημά μας.

Το Κεφάλαιο 5 περιλαμβάνει όλους τους υπολογισμούς που έγιναν για κάποιες συγκεκριμένες ουσίες που παράγονται από τα αεροσκάφη, με εφαρμογή των εξισώσεων που παρουσιάστηκαν στο προηγούμενο κεφάλαιο.

Τέλος, στο Κεφάλαιο 6 γίνεται μία σύνοψη της διπλωματικής όπου παρουσιάζονται τα συμπεράσματα που προέκυψαν, και επιπλέον, προτείνονται οι μελλοντικοί στόχοι του προβλήματος με σκοπό την καλύτερη βελτίωση των αποτελεσμάτων μας.

Κεφάλαιο 2

Εκπομπές καυσαερίων των αεροσκαφών

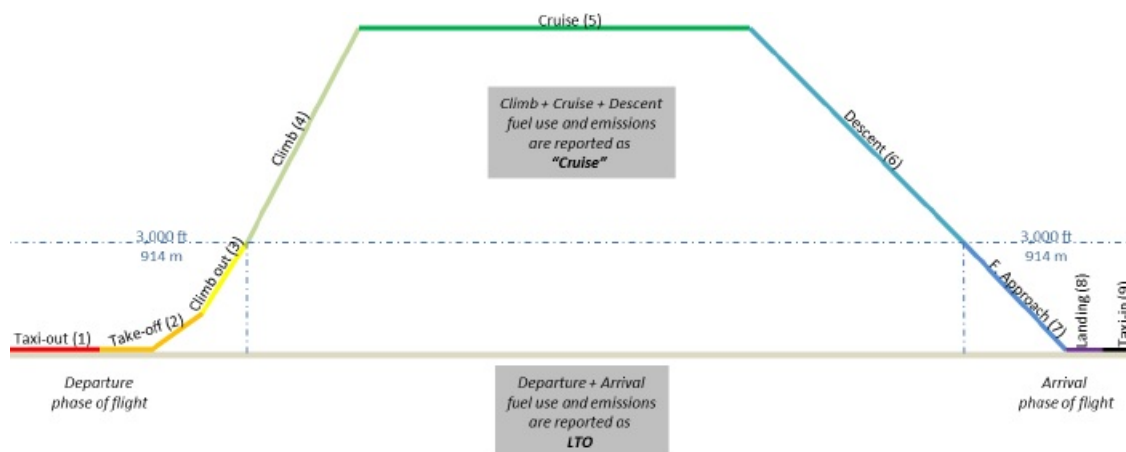
Η μελέτη και ο έλεγχος εκπομπών των καυσαερίων που προέρχονται από τα αεροσκάφη έχουν αποκτήσει μεγάλο ενδιαφέρον τα τελευταία χρόνια λόγω της ραγδαίας εξέλιξης των αεροσκαφών στο χώρο των αερομεταφορών. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι οι ρύποι των αεροσκαφών μπορούν να προκαλέσουν σοβαρά προβλήματα τόσο στο περιβάλλον όσο και στην ανθρώπινη υγεία. Επομένως υπάρχει ανάγκη για τον συστηματικό έλεγχό τους καθώς επίσης και για την θέσπιση κάποιων ορίων στις εκπομπές των αεροσκαφών που δεν πρέπει να υπερβαίνονται. Από το 1950, αυτό επιτυγχάνεται μέσω του ICAO (International Civil Aviation Organization) καθώς επίσης και της EEA (European Environment Agency) οι οποίοι είναι υπεύθυνοι για την παρακολούθηση των ρύπων τόσο σε τοπικό όσο και σε παγκόσμιο επίπεδο. Αρχικός τους στόχος ήταν η διασφάλιση της καλής ποιότητας του αέρα στα αεροδρόμια καθώς επίσης και στις τριγύρω περιοχές, όμως με την πάροδο των χρόνων και την εξέλιξη της τεχνολογίας των κινητήρων υιοθέτησαν μοντέλα και έθεσαν όρους που αποσκοπούσαν και στην προστασία του περιβάλλοντος. Αξίζει να σημειωθεί ότι τα τελευταία 20 χρόνια έχουν γίνει σημαντικές βελτιώσεις που αφορούν την αποδοτικότητα του καυσίμου και άλλες τεχνικές βελτιώσεις με σκοπό τη μείωση των εκπομπών καυσαερίων. Σε αυτό το κεφάλαιο θα μελετήσουμε συνοπτικά τη διαδικασία της καύσης και τις εκπομπές καυσαερίων που προκύπτουν, την φύση τους και σε τι ποσότητες εκπέμπονται, καθώς επίσης τι επιπτώσεις έχουν στο περιβάλλον και στην ανθρώπινη υγεία.

2.1 Εισαγωγή

Οι εκπομπές καυσαερίων των αεροσκαφών οφείλονται κατά κύριο λόγο στην ανάφλεξη του καυσίμου που στην πλειοψηφία των περιπτώσεων είναι η κηροζίνη. Έτσι λοιπόν τα καυσαέρια αποτελούνται από σχεδόν 70% διοξείδιο του άνθρακα (CO_2), λιγότερο από 30% νερό (H_2O) με την μορφή υδρατμών και το υπόλοιπο 1% αποτελείται από οξείδια του αζώτου (NO_x), μονοξείδιο του άνθρακα (CO), οξείδια του θείου (SO_x), πτητικές οργανικές ενώσεις μη-μεθανίου (NMVOCs) και αιωρούμενα σωματίδια (PM).[8]

Γενικά οι εκπομπές αυτές συνδέονται με τον αριθμό και το είδος της εργασίας που εκτελεί το αεροσκάφος κάθε φορά, την κατανάλωση καυσίμου και την αποδοτικότητά της καύσης, το μήκος της πτήσης κ.λ.π. Για το λόγο αυτό οι “εργασίες” ενός αεροσκάφους μπορούν να διακριθούν σε 2 κατηγορίες : (1) *LTO (Landing/Take-off)*, η οποία περιλαμ-

βάνει την απογείωση του αεροσκάφους, την προσγείωση και τον χρόνο που χρειάζεται μέχρι να ανέβει περίπου στα 900 μέτρα και (2) *Cruise*, όπου ουσιαστικά το αεροσκάφος παραμένει σε σταθερή πορεία με σταθερή ταχύτητα. Το παρακάτω Σχήμα 2.1 δείχνει όλες τις φάσεις μιας πτήσης ενός αεροσκάφους.

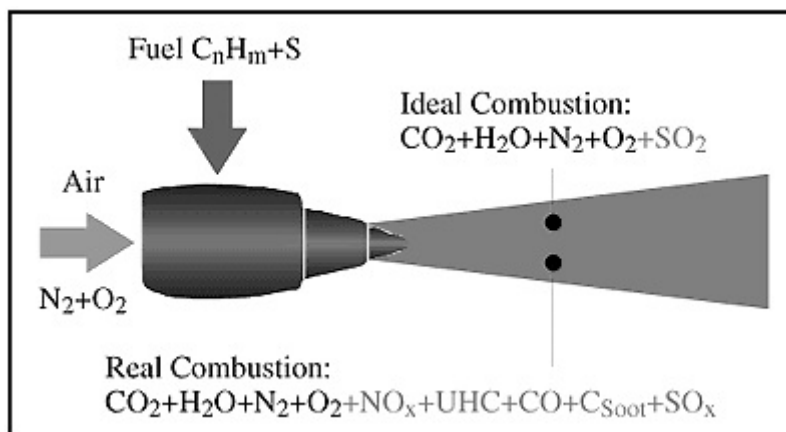


Σχήμα 2.1: LTO-cycle και Cruise

[2]

Στην κατηγορία LTO ανήκει μόνο το 10% των συνολικών εκπομπών καυσαερίων ενός αεροσκάφους, εκτός από τους υδρογονάνθρακες (HC) και το μονοξείδιο του άνθρακα (CO) που απαρτίζουν περίπου το 30% του συνόλου των ρύπων. Το μεγαλύτερο μέρος των ρύπων εκπέμπονται σε μεγαλύτερα υψόμετρα χωρίς να επηρεάζουν άμεσα τα αεροδρόμια και τις τριγύρω περιοχές, προκαλώντας όμως αλλαγές στη χημική σύνθεση της ατμόσφαιρας. Αυτό έχει ως συνέπεια την αλλαγή στη συγκέντρωση των αερίων που προκαλούν το φαινόμενο του θερμοκηπίου τα οποία συμβάλλουν στην κλιματική αλλαγή.

Όπως έχει ήδη προαναφερθεί υπάρχουν κάποιοι ρύποι - προϊόντα τα οποία αποτελούν μόλις το 1% των συνολικών εκπομπών ενός αεροσκάφους και οφείλονται στη μη ιδανική καύση του κινητήρα. Από το Σχήμα 2.2 παρατηρούμε πως στην περίπτωση της **ιδανικής καύσης (ideal combustion)** τα σχηματιζόμενα προϊόντα είναι το νερό (H_2O), το διοξείδιο του άνθρακα (CO_2) και τα οξείδια του αζώτου (NO_x). Η καπνιά (soot) καθώς επίσης και το μονοξείδιο του άνθρακα (CO) λαμβάνουν μηδενική τιμή, ενώ οι σχηματιζόμενοι υδρογονάνθρακες (HC) αντιδρούν πλήρως με το διοξείδιο του άνθρακα και το νερό. Στην **πραγματικότητα** όμως (**real combustion**), η καύση δεν είναι πλήρης ιδιαίτερα στην αρχή λειτουργίας του κινητήρα όπου είναι “κρύος” με αποτέλεσμα την πρόωρη διακοπή της καύσης. Συνεπώς, η “ημιτελής” αυτή καύση οδηγεί στη δημιουργία υποπροϊόντων πέραν από τους βασικούς ρύπους της ιδανικής καύσης.



Σχήμα 2.2: Καύση σε κινητήρα αεροσκαφών
[2]

Έτσι λοιπόν, τα προϊόντα που δημιουργούνται κατά την καύση μπορούν να διακριθούν σε 2 κατηγορίες, σε αυτά που προκύπτουν από την πλήρη καύση και σε εκείνα που οφείλονται στην ημιτελή καύση.

2.2 Προϊόντα πλήρους καύσης (Ideal combustion)

Η κηροζίνη είναι ένα μίγμα υδρογονανθράκων, συνεπώς κατά την *ιδανική καύση* παράγονται μόνο διοξείδιο του άνθρακα και νερό που αποτελούν το μεγαλύτερο ποσοστό των συνολικών καυσαερίων. Εκτός όμως από αυτά, κατά την πλήρη καύση των ορυκτών καυσίμων απελευθερώνονται κάποιες πολύ μικρές ποσότητες NO_x και SO_2 τα οποία προέρχονται από την καύση του αζώτου (N_2) και του θείου που υπάρχουν στον αέρα και στο καύσιμο αντίστοιχα.

2.2.1 Νερό (H_2O)

Όπως έχει ήδη προαναφερθεί το νερό που εκπέμπεται από τα αεροσκάφη αποτελεί περίπου το 30% του συνόλου των καυσαερίων και απελευθερώνεται στην ατμόσφαιρα με τη μορφή υδρατμού. Ενδεικτικά, για κάθε κιλό καυσίμου που καίγεται πλήρως παράγονται περίπου 1200 g H_2O . Η τιμή αυτή δεν επηρεάζεται από την λειτουργία που εκτελεί το αεροσκάφος, δηλαδή από το αν βρίσκεται σε κατάσταση απογείωσης ή πετάει με σταθερή ταχύτητα καθώς η εκπομπή των υδρατμών είναι συνάρτηση αποκλειστικά της κατανάλωσης καυσίμου.

Το νερό στη μορφή υδρατμών είναι ένα από τα αέρια του θερμοκηπίου και η αύξησή του στην στρατόσφαιρα και στην τροπόσφαιρα έχει ως συνέπεια την αύξηση της θερμοκρασίας στην επιφάνεια της γης. Επιπλέον, αυτή η αύξηση μπορεί να έχει επιπτώσεις στην ορατότητα με την δημιουργία ομίχλης ή υετού. Γενικά, οι εκπομπές υδρατμών λόγω της αεροπορίας είναι πολύ μικρότερες συγκριτικά με αυτές που προκύπτουν από τον φυσικό κύκλο του νερού. Ωστόσο, θα πρέπει να λαμβάνονται σοβαρά υπόψιν διότι διεκολώνουν την είσοδο των ηλιακών ακτίνων στην Γη. [16]

2.2.2 Διοξείδιο του άνθρακα (CO₂)

Πρόκειται για το αέριο που απελευθερώνεται στο μεγαλύτερο ποσοστό (κάτι λιγότερο από 70%) και είναι ευρέως γνωστό καθώς πρόκειται για το κύριο αέριο που συμβάλλει στο φαινόμενο του θερμοκηπίου. Γενικά, η ύπαρξή του οφείλεται κατά κύριο λόγο σε ανθρωπογενείς δραστηριότητες και κυρίως στην καύση ορυκτών καυσίμων. Το διοξείδιο του άνθρακα που εκπέμπεται από τα αεροπλάνα είναι το πιο πλούσιο σε άνθρακα σε σχέση με εκπομπές άλλων δραστηριοτήτων. Ενδεικτικά, κατά την πλήρη καύση ενός κιλού καυσίμου απελευθερώνονται περίπου 3000 g CO₂.

Το διοξείδιο του άνθρακα είναι ένα σημαντικό στοιχείο που κάνει τη ζωή στη Γη εφικτή. Παρόλα αυτά, η αύξηση της συγκέντρωσής του στην ατμόσφαιρα συμβάλλει στην υπερθέρμανση του πλανήτη. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι τα μόρια του CO₂ έχουν την τάση να απορροφούν την υπέρυθη ακτινοβολία που εκπέμπεται από την επιφάνεια της Γης. Αξίζει να σημειωθεί πως οι εκπομπές διοξειδίου του άνθρακα των αεροσκαφών αποτελούν μόλις το 3% της παγκόσμιας εκπομπής CO₂ από ανθρωπογενείς δραστηριότητες ενώ στο χώρο των μεταφορών συμβάλλουν στο 13% με την πρωτιά να ανήκει στα μέσα μαζικής μεταφοράς (περίπου στο 85%).

2.2.3 Οξείδια του αζώτου (NO_x)

Τα οξείδια του αζώτου (NO_x = NO + NO₂) στο αστικό περιβάλλον προέρχονται κυρίως από την καύση ορυκτών καυσίμων. Παράγονται κυρίως σε περιοχές υψηλής θερμοκρασίας στον θάλαμο καύσης, κυρίως κατά τη θερμική οξειδωση του ατμοσφαιρικού αζώτου N₂ και γι' αυτό το λόγο ο σχηματισμός των NO_x εξαρτάται από την πίεση στον θάλαμο καύσης, την θερμοκρασία και την γεωμετρία του. Σύμφωνα με έρευνες, οι εκπομπές των NO_x από τα αεροσκάφη κατά την λειτουργία τους σε LTO - cycle συμβάλλουν στο 8% των συνολικών εκπομπών παγκοσμίως [9]. Γενικά οι εκπομπές των οξειδίων του αζώτου είναι συνάρτηση της λειτουργίας του αεροσκάφους. Πιο συγκεκριμένα, όταν ο κινητήρας είναι στο “ρελαντί” παράγονται περίπου 4 g NO_x για κάθε κιλό καυσίμου που καίγεται ενώ όταν είναι σε λειτουργία απογείωσης το νούμερο αυτό ανέρχεται στα 35 g. Έτσι λοιπόν, από πειράματα που έχουν διεξαχθεί, κατά την λειτουργία του κινητήρα με χαμηλή ώση (low thrust) τα NO₂ αποτελούν περίπου το 75-95% του συνόλου των NO_x που παράγονται ενώ αντίθετα στις υψηλές λειτουργίες του κινητήρα τα NO₂ αποτελούν μόλις το 12-20% [11].

Η απελευθέρωση οξειδίων του αζώτου (NO_x) στο περιβάλλον επηρεάζει σε μεγάλο βαθμό την χημική σύσταση της τροπόσφαιρας και της στρατόσφαιρας καθώς είναι υπεύθυνα για την δημιουργία και το σχηματισμό του όζοντος (O₃). Πάνω από το επίπεδο της τροπόσφαιρας (το χαμηλότερο μέρος της ατμόσφαιρας όπου κατοικούν οι άνθρωποι) και κάτω από την στρατόσφαιρα το O₃ θεωρείται ατμοσφαιρικός ρύπος μιας και συμβάλλει στην επιδείνωση του φαινομένου του θερμοκηπίου. Εκτός όμως από τις συνέπειες που έχει στο περιβάλλον, η εκπομπή των NO_x επιβαρύνει την ανθρώπινη υγεία προκαλώντας αναπνευστικά προβλήματα (βρογχίτιδα) και γενικότερα κάνει πιο ευάλωτο το αναπνευστικό σύστημα.

2.2.4 Διοξείδιο του θείου (SO₂)

Το διοξείδιο του θείου εκπέμπεται στην ατμόσφαιρα τόσο από φυσικές όσο και από ανθρωπογενείς δραστηριότητες. Οι εκπομπές του στα αεροσκάφη προέρχονται κυρίως από την οξείδωση του θείου που υπάρχει στο καύσιμο (κηροζίνη). Συνεπώς, οι εκπομπές του SO₂ ποικίλουν αφού εξαρτάται άμεσα από το ποσοστό που καταλαμβάνει το θείο στο καύσιμο. Ενδεικτικά, σύμφωνα με πειράματα που διεξήχθησαν με καύσιμο που διαθέτει πολύ χαμηλή συγκέντρωση θείου αλλά και αντίστοιχα πολύ υψηλή, οι εκπομπές διοξειδίου του θείου κυμαίνονται 0,01-2,5 g ανά κιλό καυσίμου που καίγεται με μέσο όρο κοντά στο 1 g [6]. Γενικά, η αεροπορία συνεισφέρει μόνο στο 1% της παγκόσμιας εκπομπής SO₂ γι' αυτό και δεν αποτελεί κύρια πηγή ρύπανσης.

Ωστόσο, η μελέτη και ο περιορισμός των εκπομπών SO₂ είναι αρκετά σημαντικός μιας και έχει επιπτώσεις τόσο στο περιβάλλον όσο και στην ανθρώπινη υγεία. Το διοξείδιο του θείου είναι ένα τοξικό αέριο και αποτελεί έναν από τους λόγους ύπαρξης της όξινης βροχής (acid rain) αφού αντιδράει με το νερό. Επιπλέον, εισερχόμενο στον ανθρώπινο οργανισμό μπορεί να προκαλέσει πονοκέφαλο, καρδιαγγειακά προβλήματα και σε περιπτώσεις όπου εισέρχεται μεγάλη ποσότητα μπορεί να προκαλέσει σοβαρή ζημιά στους πνεύμονες και στους βρόγχους. [17]

2.3 Προϊόντα ημιτελούς καύσης (Real combustion)

Στην πραγματικότητα, σε όλες τις μηχανές καύσης το καύσιμο δεν καίγεται πλήρως. Έτσι λοιπόν και στην περίπτωση των αεροσκαφών λόγω της μη ιδανικής καύσης παράγονται και κάποια επιπλέον προϊόντα όπως το μονοξείδιο του άνθρακα (CO), κάποιοι υδρογονάνθρακες (HC) και μερικά στερεά σωματίδια, η λεγόμενη αιθάλη ή καπνιά (soot). Τα προϊόντα αυτά είναι αποτέλεσμα της μη πλήρους οξείδωσης του άνθρακα και του υδρογόνου σε διοξείδιο του άνθρακα και νερό αντίστοιχα.

2.3.1 Μονοξείδιο του άνθρακα (CO)

Το μονοξείδιο του άνθρακα πρόκειται για ένα άχρωμο και άοσμο αέριο που παράγεται λόγω της μη ιδανικής καύσης-ανάφλεξης του καυσίμου. Οι εκπομπές του ελέγχονται αυστηρά από τον ICAO καθώς οι κινητήρες δεν θα πρέπει να ξεπερνούν κάποια όρια. Επιπλέον, οι κατασκευαστές είναι υποχρεωμένοι να παρέχουν ενδείξεις εκπομπών των κινητήρων τους κατά τη λειτουργία του LTO-cycle [7]. Αυτό συμβαίνει διότι οι εκπομπές των CO είναι αρκετά υψηλές όταν ο κινητήρας λειτουργεί με μειωμένη ισχύ, όπου οι πιέσεις και η θερμοκρασία στον θάλαμο καύσης είναι αρκετά χαμηλά. Ενδεικτικά, όταν το αεροσκάφος βρίσκεται σε λειτουργία απογείωσης παράγονται περίπου 0,6 g CO για κάθε κιλό καυσίμου που καίγεται ενώ αντίστοιχα το νούμερο αυτό ανέρχεται στα 30 g όταν ο κινητήρας είναι στο “ρελαντί”. Γενικά, τα τελευταία χρόνια παρατηρείται ραγδαία εξέλιξη στο χώρο της τεχνολογίας των κινητήρων με αποτέλεσμα στις μέρες μας η πλειοψηφία των αεροσκαφών να εκπέμπουν λιγότερο από 10 g CO για κάθε LTO-cycle που εκτελούν, νούμερο αρκετά μικρότερο συγκριτικά με το 1970 όπου ήταν κοντά στα 40 g.

Η ικανότητα του μονοξειδίου του άνθρακα να δημιουργεί ισχυρούς δεσμούς με την αιμοσφαιρίνη μπορεί να προκαλέσει σοβαρά προβλήματα υγείας αφού εμποδίζει την μεταφορά οξυγόνου στον άνθρωπο. Υψηλά επίπεδα συγκέντρωσης μπορούν να προκαλέσουν ασφυξία ενώ ακόμα και σε χαμηλά επίπεδα μπορεί να προκαλέσει ισχαιμία του μυοκαρδίου ή προβλήματα αρρυθμίας σε άτομα με καρδιαγγειακές παθήσεις.[15]

2.3.2 Άκαυστοι Υδρογονάνθρακες (UHC)

Οι άκαυστοι υδρογονάνθρακες είναι αποτέλεσμα της μη αποτελεσματικότητας των κινητήρων να μετατρέψουν πλήρως το καύσιμο σε διοξείδιο του άνθρακα και νερό. Παρόλο που τα ποσά UHC που εκπέμπονται από την αεροπορία είναι αμελητέα συγκριτικά με εκείνα των μέσων μαζικής μεταφοράς, μπορούν να προκαλέσουν σοβαρά προβλήματα υγείας στους ανθρώπους που είναι εκτεθειμένοι, όπως για παράδειγμα το προσωπικό, τους επιβάτες ακόμα και τους κατοίκους της περιοχής κοντά σε αεροδρόμια. Από πειράματα που έχουν διεξαχθεί, έχει αποδειχθεί ότι ο συνολικός αριθμός εκπομπών UHC είναι μεγαλύτερος όταν η λειτουργία του κινητήρα είναι χαμηλή σε αντίθεση με όταν είναι υψηλή [18][25]. Έτσι λοιπόν, παρίσταται ανάγκη για την συνεχή παρακολούθησή τους σύμφωνα με πρότυπα και παραμέτρους που έχουν οριστεί από την ICAO, κυρίως κατά την λειτουργία του LTO-cycle όπου επηρεάζονται άμεσα οι άνθρωποι.

Έχει διαπιστωθεί ότι οι εκπομπές υδρογονανθράκων παρουσιάζουν μεγάλη έλλειψη πληροφοριών και γι' αυτό το λόγο δεν μπορεί να δοθεί ακριβώς το ποσό ούτε ο αριθμός των μη μεθανίου υδρογονανθράκων (NMHC_s) παρά μόνο ο συνολικός αριθμός UHC. Αυτό καθιστά αρκετά δύσκολο τον ακριβή υπολογισμό των συνεπειών τόσο για το περιβάλλον όσο και για την ανθρώπινη υγεία. Ωστόσο, έχουν καταγραφεί περίπου 14 διαφορετικά είδη NMHC_s τα οποία μπορούν προκαλέσουν προβλήματα στο περιβάλλον και κυρίως στον άνθρωπο λόγω των καρκινικών ιδιοτήτων τους.

2.3.3 Αιθάλη (Soot)

Με τον όρο αιθάλη (κοινώς καπνιά) αναφερόμαστε στα στερεά σωματίδια άνθρακα που δημιουργούνται λόγω της ατελούς καύσης. Πρόκειται για σωματίδια που αποτελούνται κατά κύριο λόγο από μαύρο άνθρακα (BC) και είναι αρκετά ευσταθή στις υψηλές θερμοκρασίες και πιέσεις που παρουσιάζονται κατά την έξοδό τους από τον κινητήρα. Λόγω αυτής της ευστάθειας, είναι αποδεκτό να λαμβάνουμε μετρήσεις απευθείας στην έξοδο του κινητήρα μιας και τα σωματίδια αυτά δεν αλλάζουν φάση ούτε υπόκεινται σε τεράστιες αλλαγές μετά την έξοδό τους. Οι εκπομπές της αιθάλης εξαρτώνται κυρίως από την λειτουργία του κινητήρα και σε έναν μικρότερο βαθμό από το ποσό του θείου που υπάρχει στο καύσιμο. Πιο συγκεκριμένα, σύμφωνα με μελέτες που έχουν διεξαχθεί, τα ποσοστά αιθάλης είναι πολύ χαμηλά όταν ο κινητήρας δουλεύει στο “ρελαντί” (περίπου 0,01 g) και αυξάνονται απότομα καθώς αυξάνεται η λειτουργία του κινητήρα αγγίζοντας τα 0,3 g ανά κιλό καυσίμου που καίγεται[10][24]. Τέλος, αξίζει να σημειωθεί πως οι εκπομπές της αιθάλης αποτελούν τα μη πτητικά σωματίδια που εξέρχονται από έναν κινητήρα αεροσκάφους. Η ανάλυση του συνόλου των σωματιδίων που εκπέμπονται καθώς επίσης και η φύση τους παρουσιάζεται στη συνέχεια.

2.4 Αιωρούμενα σωματίδια (PM)

2.4.1 Εισαγωγή

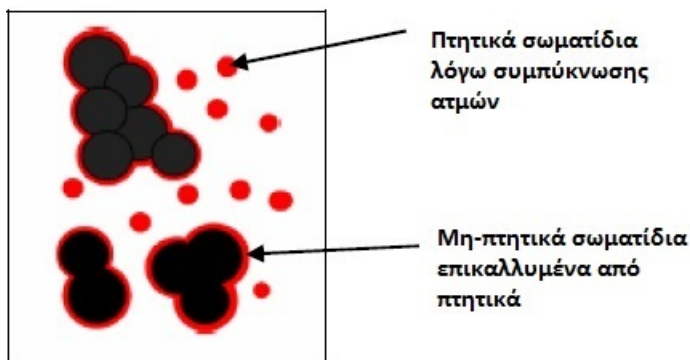
Με τον όρο *Αιωρούμενα σωματίδια* αναφερόμαστε σε όλα τα σωματίδια υγρής ή στερεής μορφής που είναι διασκορπισμένα στον αέρα, δηλαδή δεν πέφτουν στο έδαφος απευθείας αλλά παραμένουν στην ατμόσφαιρα για κάποιο χρονικό διάστημα. Οι διαστάσεις τους και οι χημικές τους συστάσεις καθορίζουν τις φυσικές και χημικές τους ιδιότητες. Αν και τα τελευταία χρόνια έχουν γίνει αρκετές μελέτες για τις εκπομπές σωματιδίων που προέρχονται από τα αεροσκάφη, υπάρχει μεγάλη έλλειψη πληροφοριών - δεδομένων από φυσικής και χημικής σκοπιάς. Ωστόσο, η συνεχής παρακολούθηση των εκπομπών και η προσπάθεια για την ελάττωσή τους αποτελεί αντικείμενο καίριας σημασίας αφού επιδρούν αρνητικά στο περιβάλλον αλλά και στην ανθρώπινη υγεία. Η μελέτη αυτή εστιάζεται κυρίως στις φυσικές και χημικές ιδιότητές τους, στο μέγεθος των σωματιδίων καθώς επίσης και στις επιπτώσεις που έχουν.

2.4.2 Μέγεθος σωματιδίων

Το μέγεθος των σωματιδίων υποδηλώνεται από την αεροδυναμική τους διάμετρο (σε μm) και αποτελεί μία πολύ σημαντική παράμετρο βάση της οποίας καθορίζονται οι ιδιότητες και οι επιδράσεις των σωματιδίων που είναι αιωρούμενα στην ατμόσφαιρα. Γενικά, όσο μικρότερο και πιο ελαφρύ είναι ένα σωματίδιο, τόσο περισσότερο αιωρείται στον αέρα. Τα μεγάλα αερολύματα (με αεροδυναμική διάμετρο μεγαλύτερη από $10 \mu\text{m}$) έχουν την τάση να κάθονται στην Γη λόγω βαρύτητας εντός κάποιων ωρών ενώ αντίθετα τα μικρότερα (με αεροδυναμική διάμετρο μικρότερη από $1 \mu\text{m}$) μπορούν να αιωρούνται στην ατμόσφαιρα για εβδομάδες. Τα σωματίδια που απελευθερώνονται από τα αεροσκάφη χαρακτηρίζονται ως υπέρλεπτα UFP (σωματίδια με διάμετρο $< 100\text{nm}$) και αυτό απέδειξε ο Mazaheri ο οποίος σύμφωνα με πειράματα διαπίστωσε πως το μέγεθος των σωματιδίων ποικίλει με διάμετρο 5-100 nm. [13]

2.4.3 Πτητικά και μη-πτητικά σωματίδια

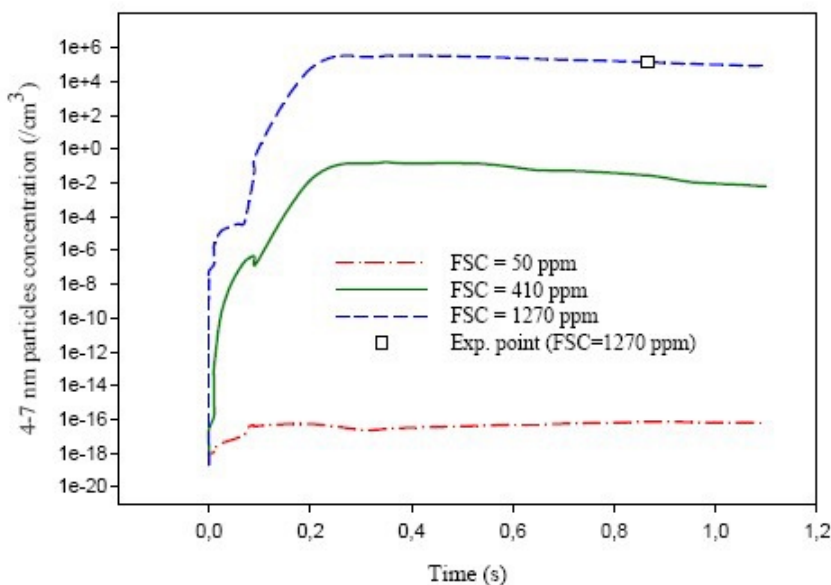
Τα σωματίδια που εκπέμπονται από τα αεροσκάφη αποτελούνται κυρίως από τα “πρωταρχικά” σχηματιζόμενα σωματίδια τα οποία δημιουργούνται στο θάλαμο καύσης και από τα πτητικά σωματίδια συμπύκνωσης τα οποία λαμβάνουν χώρα στο ακροφύσιο της εξάτμισης των αεροσκαφών λόγω συμπύκνωσης των ατμών. Έτσι λοιπόν, τα σωματίδια αυτά μπορούν να διακριθούν σε δύο κατηγορίες: πτητικά και μη-πτητικά. Συχνό φαινόμενο είναι και ο συνδυασμός αυτών των δύο όπου τα μη-πτητικά σωματίδια επικαλύπτονται από τα πτητικά όπως φαίνεται και από το Σχήμα 3.2 .



Σχήμα 2.3: Γραφική αναπαράσταση μη-πητητικών (μαύρο) και πτητικών σωματιδίων (κόκκινο) [14]

Τα μη-πητητικά σωματίδια πρόκειται για σωματίδια που δημιουργούνται εντός του θαλάμου καύσης και η αιτία της δημιουργίας τους είναι η ημιτελής καύσης. Τα πιο συνηθισμένα σωματίδια που εκπέμπονται από τα αεροσκάφη είναι κυρίως η αιθάλη καθώς επίσης και κάποια άλλα σωματίδια όπως σκόνη, μεταλλικά και κεραμικά σωματίδια τα οποία όμως είναι σε πολύ μικρό ποσοστό.

Αντιθέτως, **τα πτητικά σωματίδια** (κυρίως υδρογονάνθρακες) δημιουργούνται μέσω της μετατροπής των αερίων σε σωματίδια (λόγω του θείου και μερικών οργανικών αερίων) όταν τα καυσαέρια αποχωρήσουν από το θάλαμο καύσης και φτάσουν στην “κρύα” εξάτμιση. Έχουν παρατηρηθεί πολλοί τύποι υδρογονανθράκων οι οποίοι λόγω της πτητικότητάς τους είναι ευαίσθητοι σε περιβαλλοντικές αλλαγές. Έτσι λοιπόν καθώς απομακρύνονται τα πτητικά σωματίδια από το αεροπλάνο αλλάζουν οι χημικές τους συστάσεις και το μέγεθός τους. Η ποσότητα των πτητικών σωματιδίων που παράγονται εξαρτάται σε κάποιο βαθμό από το ποσό του θείου που περιέχεται στο καύσιμο όπως φαίνεται από το Σχήμα 2.4 .



Σχήμα 2.4: Συγκέντρωση πτητικών σωματιδίων για διαφορετικές ποσότητες θείου στο καύσιμο

Τέλος, αξίζει να σημειωθεί πως τα πρώτα σωματίδια που δημιουργούνται αποτελούνται αποκλειστικά από μη-πτητικά. Στη συνέχεια τα πρώτα πτητικά σωματίδια που σχηματίζονται επικαλύπτουν μερικά από τα ήδη δημιουργηθέντα μη-πτητικά. Έτσι, μόνο όταν υπάρξει μεγάλη συγκέντρωση πτητικών είναι δυνατόν να έχουμε ανεξάρτητα πτητικά σωματίδια στον αέρα.

2.4.4 Επιπτώσεις των σωματιδίων

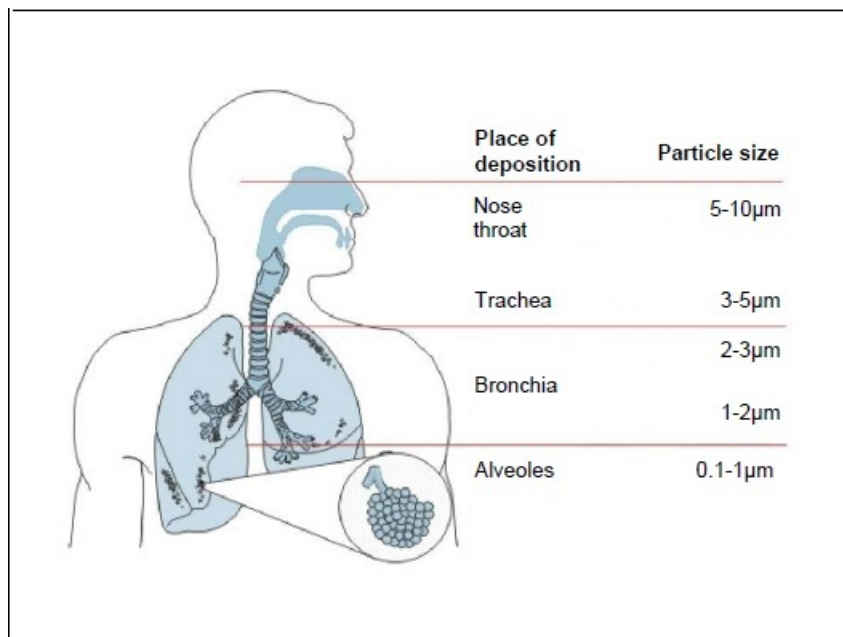
2.4.4.1 Επιπτώσεις στο περιβάλλον

Τα αιωρούμενα σωματίδια έχουν αρνητικές επιπτώσεις στην ατμόσφαιρα διότι διαταράσσουν την ισορροπία της Γης διευκολύνοντας την ηλιακή ακτινοβολία να εισέλθει. Υπάρχουν δύο μηχανισμοί με τους οποίους τα σωματίδια επηρεάζουν τα επίπεδα ηλιακής ακτινοβολίας: *άμεση επίδραση* όπου τα σωματίδια απορροφούν την ηλιακή ακτινοβολία, και την *έμμεση επίδραση*, όπου τα αιωρούμενα σωματίδια λειτουργούν ως σύννεφα συμπύκνωσης και τροποποιούν τις φυσικές και ακτινοβολικές ιδιότητες των σύννεφων. Αυτά έχουν ως αποτέλεσμα την κατακράτηση της ηλιακής ακτινοβολίας και συνεπώς την υπερθέρμανση του πλανήτη.

Άλλη μία επίδραση που έχει η αύξηση εκπομπών των σωματιδίων είναι η ορατότητα. Πιο συγκεκριμένα, με τον όρο ορατότητα ορίζουμε το πόσο εύκολα μπορεί να διακρίνει το μάτι τα χρώματα και το φως στην ατμόσφαιρα. Τα αιωρούμενα σωματίδια έχουν την ικανότητα να απορροφούν το φως με αποτέλεσμα να μειώνεται η ορατότητα της ατμόσφαιρας σε μία περιοχή.

2.4.4.2 Επιπτώσεις στην υγεία

Η επίδραση των σωματιδίων στην ανθρώπινη υγεία αποτελεί σημαντικό αντικείμενο μελέτης κυρίως στα αεροδρόμια και τις γύρω περιοχές. Τα σωματίδια μπορούν να εισχωρήσουν στον ανθρώπινο οργανισμό μέσω της αναπνοής και συνεπώς να οδηγηθούν στους πνεύμονες ή ακόμη βαθύτερα όπου μπορούν να προκαλέσουν σοβαρά προβλήματα. Το πόσο βαθιά μπορούν να εισχωρήσουν τα σωματίδια στο αναπνευστικό σύστημα εξαρτάται κυρίως από το μέγεθός τους. Βλέποντας το Σχήμα 2.5 και γνωρίζοντας πως τα σωματίδια που εκπέμπονται από τα αεροσκάφη έχουν διάμετρο $< 100\text{nm}$ μπορούμε να συμπεράνουμε πως έχουν την ικανότητα να εισχωρήσουν μέχρι τις κυψελίδες (alveoles).



Σχήμα 2.5: Εναπόθεση σωματιδίων στο ανθρώπινο σώμα

Γενικά οι επιπτώσεις των σωματιδίων που προέρχονται από τα αεροσκάφη είναι μικρότερες συγκριτικά με τις επιπτώσεις του καπνίσματος. Ωστόσο, βραχυπρόθεσμα μπορεί να προκαλέσουν αναπνευστικά προβλήματα (άσθμα, βήχας) καθώς επίσης να κάνουν ευάλωτο τον ανθρώπινο οργανισμό σε ασθένειες. Αντιθέτως, η μακροχρόνια έκθεση κάποιου σε τέτοιου είδους εκπομπές μπορεί να προκαλέσει σοβαρά καρδιαγγειακά προβλήματα δυσκολεύοντας την κυκλοφορία του αίματος. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα τη μη ομαλή λειτουργία της καρδιάς που πολλές φορές οδηγεί σε καρδιακή ανακοπή. Επίσης, αυξάνονται οι πιθανότητες εμφάνισης καρκίνου, κυρίως στους πνεύμονες, λόγω της μόνιμης έκθεσης στην αιθάλη.

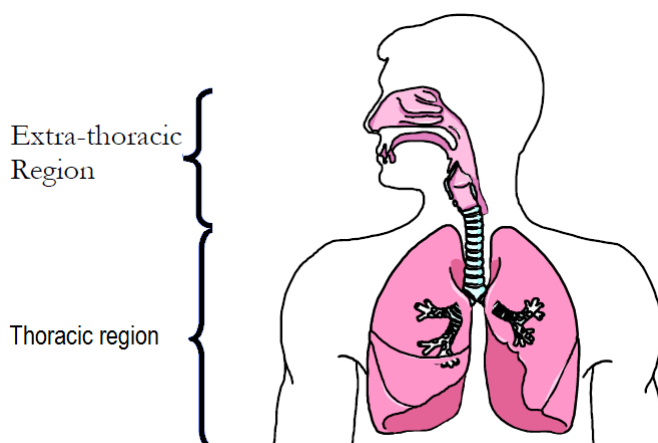
Κεφάλαιο 3

Περιγραφή προβλήματος

Όπως έχει ήδη προαναφερθεί οι εκπομπές καυσαερίων μπορούν να προκαλέσουν σοβαρά προβλήματα στην ανθρώπινη υγεία. Στο κεφάλαιο αυτό θα αναφερθούμε πως μια πτητική σταγόνα από τα καυσαέρια (π.χ υδρογονάνθρακας) εισέρχεται στον ανθρώπινο οργανισμό, πως μεταβάλλεται η ταχύτητά της σε σχέση με το χρόνο καθώς επίσης πως επηρεάζεται η διάμετρό της καθόλη την διάρκεια της κίνησής της. Όμως, προκειμένου να φτάσουμε σε αυτό το αποτέλεσμα, θα πρέπει να κατανοήσουμε πλήρως τη δομή και την μορφολογία του αναπνευστικού συστήματος και να διατυπώσουμε τις υποθέσεις - απλουστεύσεις που έχουν γίνει προκειμένου να μετατραπεί η γεωμετρία του προβλήματος από τρισδιάστατη σε μονοδιάστατη. Επιπλέον, θα αναλυθεί η ρευστομηχανική καθώς και τα φαινόμενα μεταφοράς μάζας και θερμότητας που εκφράζουν το πρόβλημα.

3.1 Δομή - Μορφολογία του αναπνευστικού συστήματος

Το ανθρώπινο αναπνευστικό σύστημα μπορεί να χωριστεί στην άνω και στην κάτω αναπνευστική οδό. Η άνω αναπνευστική οδός αποτελείται από τα όργανα τα οποία βρίσκονται έξω από τον θώρακα (extrathoracic region), ενώ η κάτω αναπνευστική οδός περιλαμβάνει τα όργανα που βρίσκονται σχεδόν εξ'ολοκλήρου στο εσωτερικό του (thoracic region).

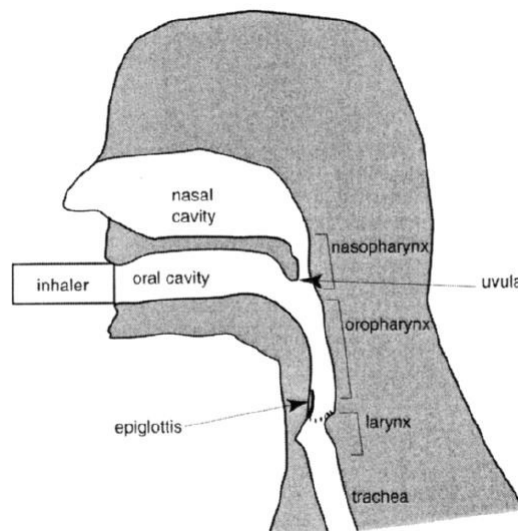


Σχήμα 3.1: Αναπνευστικό σύστημα

Η *άνω αναπνευστική οδός* (extrathoracic region) αποτελείται από τα ακόλουθα μέρη:

- **Στοματική κοιλότητα (oral cavity)**, δηλαδή το στόμα
- **Ρινική κοιλότητα (nasal cavity)**, δηλαδή τη μύτη
- **Φάρυγγας (pharynx)**, που αποτελεί το κομμάτι του λαιμού μεταξύ του λάρυγγα και της στοματικής κοιλότητας. Ο φάρυγγας μπορεί να διακριθεί σε δύο μέρη τα οποία αποτελούν την διαδρομή από το λάρυγγα στο στόμα (oropharynx) και τη μύτη (nasopharynx).
- **Λάρυγγας (larynx)**, που αποτελεί το τμήμα του λαιμού πριν την τραχεία και περιλαμβάνει τις φωνητικές χορδές. Επίσης, στο λάρυγγα βρίσκεται και η επιγλωττίδα, η οποία εμποδίζει την τροφή και τα υγρά να εισέλθουν στον πνεύμονα κατά την κατάποση. Ο φάρυγγας μαζί με το λάρυγγα αποτελούν τον **λαιμό**.

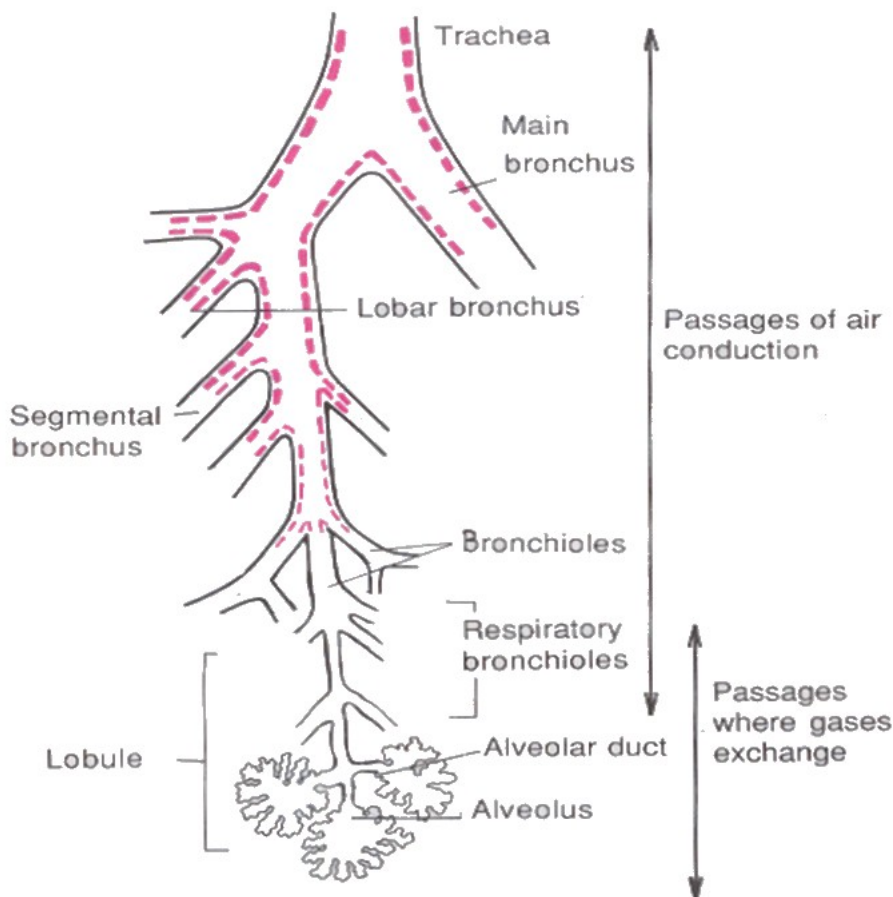
Στο σχήμα που ακολουθεί παρατηρούμε λεπτομερώς τα μέρη της άνω αναπνευστικής οδού. Η επιγλωττίδα είναι ανοιχτή κατά την αναπνοή ενώ η κλειστή της θέση κατά την κατάποση απεικονίζεται με διακεκομμένες γραμμές.



Σχήμα 3.2: Σχηματική απεικόνιση της άνω αναπνευστικής οδού [21]

Η *κάτω αναπνευστική οδός* χωρίζεται σε δύο περιοχές: την **τραχειοβρογχική περιοχή** και την **κυψελιδική περιοχή**. Γενικά, η κάτω αναπνευστική οδός πρόκειται για ένα δίκτυο αεραγωγών που έχει ως αρχή την **τραχεία** και διακλαδίζεται σε μικρότερους θυγατρικούς αεραγωγούς μέχρι τις τελευταίες γενιές που είναι οι κυψελιδικοί σάκοι. Οι **βρόγχοι** είναι οι πρώτες τρεις γενιές διακλαδισμένων αεραγωγών μετά την τραχεία (η οποία θεωρείται ως μηδενική γενιά). Οι δύο πρώτοι αεραγωγοί που διακλαδίζονται από την τραχεία ονομάζονται **πρωτογενείς βρόγχοι** (main or primary bronchi). Αυτοί με τη σειρά τους διακλαδίζονται στους **δευτερογενείς βρόγχους** (lobar bronchi) οι οποίοι στη συνέχεια διακλαδίζονται στους **τριτογενείς βρόγχους** (segmental or tertiary bronchi). Αξίζει να σημειωθεί ότι οι διακλαδώσεις δεν είναι συμμετρικές καθώς στο δεξί πνεύμονα υπάρχουν τρεις δευτερεύοντες βρόγχοι ενώ στον αριστερό πνεύμονα δύο.

Όπως φαίνεται στο Σχήμα 3.3 οι διακλαδώσεις συνεχίζονται και μετά τους τριτογενείς βρόγχους. Οι αεραγωγοί που σχηματίζονται στις γενιές που ακολουθούν είναι γνωστοί ως **βρογχιόλια** (bronchioles). Η τελευταία γενιά της τραχειοβρογχικής περιοχής είναι γνωστή ως τα **τερματικά βρογχιόλια** (terminal bronchioles).

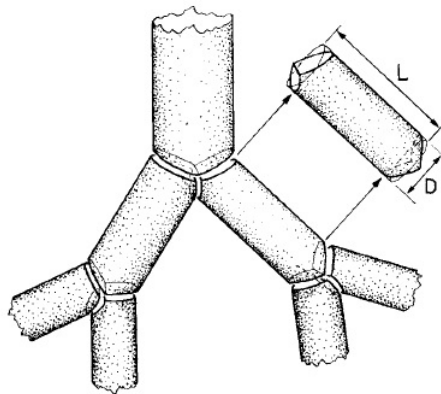


Σχήμα 3.3: Σχηματική απεικόνιση τραχειοβρογχικής και κυψελιδικής περιοχής

Τα τερματικά βρογχιόλια, διακλαδίζονται σε ακόμη μικρότερους θυγατρικούς αεραγωγούς που αποτελούν την πρώτη γενιά της **κυψελιδικής περιοχής** (alveolar region) και αποκαλούνται ως “αναπνευστικά βρογχιόλια” (respiratory bronchioles). Η κυψελιδική περιοχή αποτελείται από αεραγωγούς καλυμμένους με κυψελίδες (alveoli). Όσο πιο βαθιά προχωράμε προς τον πνεύμονα, σε κάθε γενιά τα αναπνευστικά βρογχιόλια καλύπτονται με όλο και περισσότερες κυψελίδες, έως ότου φτάσουμε σε αεραγωγούς οι οποίοι καλύπτονται εξ’ολοκλήρου με αυτές. Οι αεραγωγοί αυτοί συχνά αποκαλούνται ως “κυψελιδικοί αγωγοί”.

3.2 Το μοντέλο A του Weibel

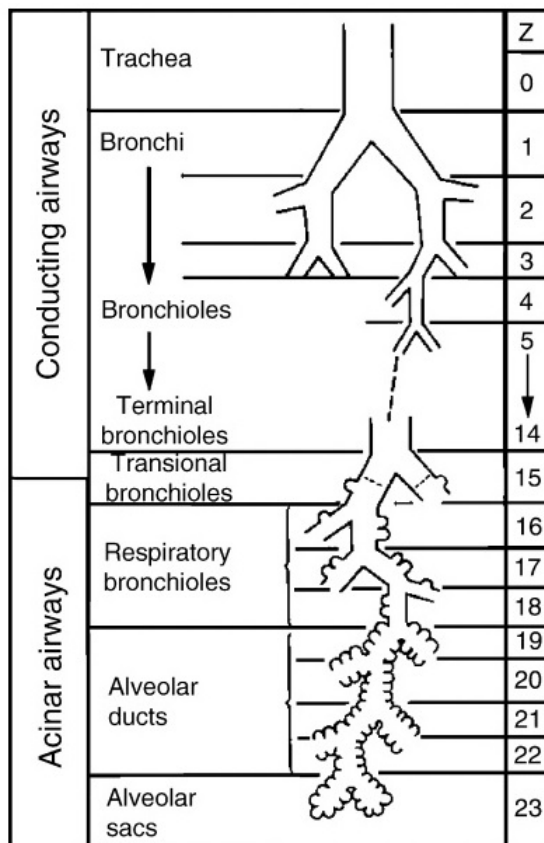
Ένα από τα σημαντικότερα μοντέλα που χρησιμοποιείται για την μοντελοποίηση του αναπνευστικού συστήματος είναι το **συμμετρικό μοντέλο του Weibel** ή **μοντέλο A του Weibel** [22]. Σύμφωνα με αυτό, το αναπνευστικό σύστημα αποτελείται από ένα δίκτυο κυλινδρικών αεραγωγών όπου ο κάθε αεραγωγός διχοτομείται σε δύο θυγατρικούς αεραγωγούς, πανομοιότυπους μεταξύ τους, οι οποίοι όμως έχουν μικρότερη διάμετρο από τον αρχικό αεραγωγό. Αυτό φαίνεται και στο Σχήμα 3.4.



Σχήμα 3.4: Σχηματική απεικόνιση της διχοτόμησης των κυλινδρικών αεραγωγών [22]

Η αρχή της διαδρομής είναι η τραχεία ($k=0$) και ολοκληρώνεται στους κυψελιδικούς σάκους ($k=23$). Έτσι λοιπόν, το δίκτυο κυλινδρικών αεραγωγών αποτελείται από $k=23$ γενιές. Ο Weibel με την βοήθεια του Haefeli-Bleuer[4] κατέληξε πως οι γενιές 15-23 έχουν κυψελίδες.

Έτσι λοιπόν, όπως φαίνεται από το Σχήμα 3.5, η τραχειοβρογχική περιοχή αποτελείται από τις γενιές **0-14** οι οποίες δεν έχουν καθόλου κυψελίδες στα τοιχώματά τους και οι αεραγωγοί αυτοί καλούνται ως “conducting airways”. Οι γενιές **15-23** που περιέχουν κυψελίδες αποτελούν την κυψελιδική περιοχή και οι αεραγωγοί εκεί είναι γνωστοί ως “acinar airways”.



Σχήμα 3.5: Μοντέλο του αναπνευστικού συστήματος [23]

Τέλος, από το Σχήμα 3.5 παρατηρούμε ότι όσο πιο βαθιά πάμε στον πνεύμονα οι κυψελίδες πυκνώνουν. Η αύξηση των κυψελίδων στα τοιχώματα των αεραγωγών περιγράφεται χρησιμοποιώντας έναν **συντελεστή κάλυψης με κυψελίδες** f_k . Ο συντελεστής f_k εκφράζει το ποσοστό του τοιχώματος των αεραγωγών της γενιάς k που είναι ανοιχτό στις κυψελίδες. Έτσι λοιπόν, είναι λογικό ο συντελεστής f_k να λαμβάνει τιμές από 0, στην τραχειοβρογχική περιοχή που δεν υπάρχουν κυψελίδες, μέχρι και 1 στις τελευταίες γενιές (κυψελιδικοί σάκοι) όπου ουσιαστικά έχουμε μόνο κυψελίδες. Στον πίνακα που ακολουθεί, παρουσιάζονται οι τιμές του συντελεστή f_k ανάλογα με τον αριθμό της γενιάς.[20]

Πίνακας 3.1: Τιμές του συντελεστή κάλυψης για τις διάφορες γενιές [20]

Generation k	Fraction covered by alveoli f_k
<15	0
15	0.2
16	0.4
17	0.7
>17	1

Παρακάτω, παρατίθενται οι βιβλιογραφικοί πίνακες οι οποίοι μας δίνουν τις διαστάσεις και τους όγκους για κάθε γενιά k . Ο πίνακας περιέχει δύο διαφορετικά μοντέλα (Weibel και Finlay), ενώ οι έντονες μαύρες γραμμές συμβολίζουν το τέλος της τραχειοβρογχικής περιοχής. Όπως βλέπουμε στο μοντέλο του Finlay αυτό συμβαίνει στην 14^η γενιά ενώ στο μοντέλο A του Weibel στην 16^η.

Generation	Finlay <i>et al.</i> model length (cm)	Scaled Weibel A length (cm)	Finlay <i>et al.</i> model diameter (cm)	Scaled Weibel A diameter (cm)	Finlay <i>et al.</i> model cumulative volume (cc)	Scaled Weibel A cumulative volume (cc)
0 (trachea)	12.456	10.26	1.81	1.539	32.05	19.07
1	3.614	4.07	1.414	1.043	43.401	25.64
2	2.862	1.624	1.115	0.71	54.572	28.64
3	2.281	0.65	0.885	0.479	65.786	29.5
4	1.78	1.086	0.706	0.385	76.918	31.7
5	1.126	0.915	0.565	0.299	85.948	33.76
6	0.897	0.769	0.454	0.239	95.237	35.95
7	0.828	0.65	0.364	0.197	106.236	38.39
8	0.745	0.547	0.286	0.159	118.458	41.14
9	0.653	0.462	0.218	0.132	130.922	44.39
10	0.555	0.393	0.162	0.111	142.711	48.26
11	0.454	0.333	0.121	0.093	153.381	53.01
12	0.357	0.282	0.092	0.081	163.119	59.14
13	0.277	0.231	0.073	0.07	172.644	66.26
14	<u>0.219</u>	0.197	<u>0.061</u>	0.063	<u>183.13</u>	77.14
15	<u>0.134</u>	0.171	<u>0.049</u>	0.056	<u>204.967</u>	90.7
16	0.109	<u>0.141</u>	0.048	<u>0.051</u>	239.898	<u>190.26</u>
17	0.091	0.121	0.039	0.046	284.101	139.32
18	0.081	0.1	0.037	0.043	357.893	190.61
19	0.068	0.085	0.035	0.04	474.046	288.17
20	0.068	0.071	0.033	0.038	689.872	512.95
21	0.068	0.06	0.03	0.037	1067.707	925.25
22	0.065	0.05	0.028	0.035	1742.742	1694.17
23	0.073	0.043	0.024	0.035	3000	3000

Σχήμα 3.6: Πίνακας διαστάσεων και όγκων κάθε γενιάς

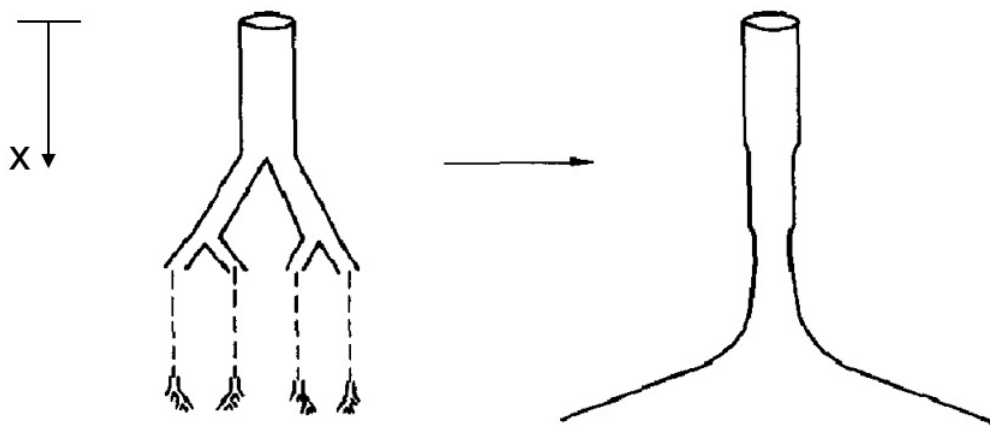
[23]

Επομένως, οι διαστάσεις και οι όγκοι κάθε γενιάς θεωρούνται γνωστοί και μπορούν εύκολα να χρησιμοποιηθούν στους υπολογισμούς μας επιλέγοντας ένα από τα δύο μοντέλα.

Τέλος, αξίζει να σημειωθεί πως από τον παραπάνω πίνακα μπορούμε εύκολα να διαπιστώσουμε ότι ο περισσότερος όγκος βρίσκεται στην κυψελιδική περιοχή.

3.3 Το μονοδιάστατο πρόβλημα - Μοντέλο τρομπέτας (Trumpet Model)

Γενικά, η γεωμετρία του αναπνευστικού συστήματος είναι σύνθετη λόγω της τρισδιάστατης μορφής του πνεύμονα. Προκειμένου να την κατανοήσουμε και να εξάγουμε τα επιθυμητά αποτελέσματα θα πρέπει να γίνει αναγωγή του προβλήματος σε μονοδιάστο. Το μοντέλο της τρομπέτας ανάγει το πρόβλημα σε μονοδιάστατο και συγκεκριμένα υπάρχει μεταβολή μόνο σε μία μόνο χωρική διάσταση ως προς το βάθος x όπως φαίνεται στο Σχήμα 3.7.



Σχήμα 3.7: Σχηματική αναπαράσταση του μοντέλου της τρομπέτας [1]

Έτσι λοιπόν, το βάθος x ξεκινάει από την αρχή της τραχείας ($k=0$) και καταλήγει μέχρι την κυψελιδική περιοχή. Με την απλούστευση αυτή και κάνοντας χρήση της συμμετρίας του μοντέλου A του Weibel, κάθε σημείο του “δέντρου” των αεραγωγών μπορεί να χαρακτηριστεί από την απόσταση x . Επιπλέον, αξίζει να σημειωθεί πως σημεία που βρίσκονται σε διαφορετικούς σωλήνες (αεραγωγούς) που όμως απέχουν ίδια απόσταση x από την αρχή της τραχείας, θα βρίσκονται στην ίδια ακριβώς κατάσταση. Επομένως, με την θεώρηση αυτή, χαρακτηριστικά όπως η συγκέντρωση $c(x, t)$ και η ταχύτητα του ρευστού $u(x, t)$ θα εξαρτώνται μόνο από τη χωρική διάσταση x .

Σύμφωνα με τα παραπάνω, μπορούμε να πούμε ότι αντί στην k γενιά να έχουμε 2^k αεραγωγούς με διατομή $\pi d_k^2/4$, έχουμε έναν αεραγωγό με συνολική διατομή

$$A_k = 2^k \frac{\pi d_k^2}{4} \quad [m^2] \quad (3.1)$$

όπου τα d_k είναι δεδομένα από το μοντέλο A του Weibel. Το παραπάνω μοντέλο είναι γνωστό ως το μοντέλο τρομπέτας διότι όπως φαίνεται και από το Σχήμα 3.7 έχει την μορφή τρομπέτας.

3.4 Κίνηση ενός σωματιδίου εντός ρευστού

Προκειμένου να κατανοήσουμε την ρευστομηχανική ενός πτητικού σωματιδίου (σταγόνα) εντός ρευστού θα πρέπει να αναλύσουμε τις δυνάμεις και τις εξισώσεις που αφορούν την κίνηση μιας μεμονωμένης σταγόνας εντός του ρευστού. Έχουν αναπτυχθεί αρκετές μελέτες και θεωρίες που αφορούν την κίνηση σωματιδίων, οι οποίες είναι βασισμένες σε δύο απλουστευμένες υποθέσεις: (1) το σωματίδιο - σταγόνα θεωρείται σφαιρικό και (2) η πυκνότητά του θεωρείται πολύ μεγαλύτερη από την πυκνότητα του ρευστού εντός του οποίου κινείται ($\rho_{particle} \gg \rho_{fluid}$). Η υπόθεση (1) είναι αρκετά λογική και στην περίπτωση των καυσαερίων, όπως έχει προαναφερθεί, τα σωματίδια ή οι σταγόνες είναι πάρα πολύ μικρές με αποτέλεσμα να θεωρούνται σφαιρικής γεωμετρίας. Η υπόθεση (2) είναι συνήθως αρκετά λογική μιας και τα σωματίδια - σταγόνες που εισπνέονται από τα καυσαέρια έχουν πυκνότητα τουλάχιστον 1000 φορές πιο μεγάλη από την πυκνότητα του ρευστού (αέρα), δηλαδή $\rho_{particle} \approx 10^3 \rho_{fluid}$. Από εδώ και στο εξής στην ανάλυση που ακολουθεί, όταν αναφερόμαστε σε σωματίδια, τα ίδια ακριβώς αποτελέσματα και υποθέσεις θα ισχύουν και για σταγόνες. [21]

3.4.1 Οπισθέλκουσα δύναμη (Drag force)

Η εξίσωση της κίνησης που διέπει την τροχιά ενός σωματιδίου είναι ο δεύτερος νόμος του Νεύτωνα:

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{F} \quad (3.2)$$

όπου $\mathbf{F}(t)$ είναι η συνολική εξωτερική δύναμη που ασκείται στο σωματίδιο και \mathbf{v} είναι η ταχύτητά του. Εάν υποθέσουμε ότι η οπισθέλκουσα δύναμη είναι η μόνη μη αμελητέα δύναμη από το ρευστό στο σωματίδιο, και ότι η μόνη δύναμη του σώματος είναι η βαρύτητα, η εξίσωση (3.2) μπορεί να γραφεί ως

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = m\mathbf{g} + \mathbf{F}_{drag} \quad (3.3)$$

Για να λυθεί αυτή η εξίσωση για $\mathbf{v}(t)$ πρέπει να υπολογίσουμε την οπισθέλκουσα δύναμη. Είναι γνωστό ότι, ο συντελεστής οπισθέλκουσας για τις ροές των σφαιρών, είναι:

$$C_d = \frac{\mathbf{F}_{drag}}{\frac{1}{2}\rho_{fluid}v_{rel}^2 A} \quad (3.4)$$

όπου A είναι η διατομή της σφαίρας ($A = \pi d^2/4$), και d είναι η διάμετρος του σωματιδίου. Η v_{rel} είναι το μέτρο της ταχύτητας του σωματιδίου σχετικά με το ρευστό,

$$v_{rel} = |\mathbf{v} - \mathbf{v}_{fluid}| \quad (3.5)$$

με \mathbf{v}_{fluid} την ταχύτητα του ρευστού.

Η \mathbf{F}_{drag} δρα στην ίδια κατεύθυνση με την σχετική ταχύτητα του σωματιδίου, δηλαδή είναι παράλληλη με την $\mathbf{v} - \mathbf{v}_{fluid}$. Οπότε,

$$\mathbf{F}_{drag} = -\frac{1}{2}\rho_{fluid}v_{rel}^2 \frac{\pi d^2}{4} C_d \widehat{v_{rel}} \quad (3.6)$$

όπου

$$\widehat{v}_{rel} = \frac{\mathbf{v} - \mathbf{v}_{fluid}}{v_{rel}} \quad (3.7)$$

είναι το μοναδιαίο διάνυσμα, το οποίο δίνει στην οπισθέλκουσα δύναμη την κατεύθυνση παράλληλα στη σχετική ταχύτητα, v_{rel} , του σωματιδίου. Ο συντελεστής οπισθέλκουσας, C_d εξαρτάται από τον αδιάστατο αριθμό Reynolds (Re) του σωματιδίου,

$$Re = \frac{v_{rel}d}{\nu} \quad (3.8)$$

όπου ν είναι το κινηματικό ιξώδες του ρευστού που περιβάλλει το σωματίδιο και γνωρίζουμε ότι είναι :

$$\nu = \frac{\mu}{\rho_{fluid}} \quad \left[\frac{m^2}{s} \right] \quad (3.9)$$

όπου $\mu = \left[\frac{kg}{m \cdot s} \right]$, $\rho_{fluid} = [kg/m^3]$ είναι αντίστοιχα το δυναμικό ιξώδες και η πυκνότητα του περιβάλλοντος ρευστού.

Έχουν αναπτυχθεί πολλές εμπειρικές εξισώσεις για τον προσδιορισμό του $C_d(Re)$. Ωστόσο, τα σωματίδια - σταγόνες που προκύπτουν από τους αεροπορικούς ρύπους έχουν πολύ μικρή διάμετρο d και σχετικά μικρές ταχύτητες v_{rel} , επομένως ο αριθμός Re είναι μικρός. Γενικά, για αριθμούς $Re \ll 1$, ο συντελεστής οπισθέλκουσας για μία σφαίρα είναι :

$$C_d = \frac{24}{Re} \quad (3.10)$$

Συνδυάζοντας τις εξισώσεις (3.5)-(3.10), για $Re \ll 1$, έχουμε

$$\mathbf{F}_{drag} = -3\pi d\mu(\mathbf{v} - \mathbf{v}_{fluid}) \quad (3.11)$$

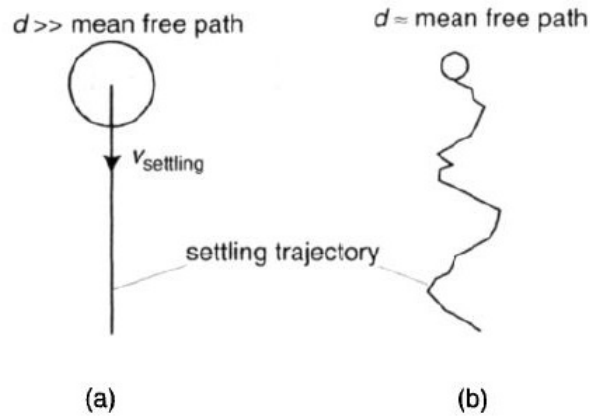
Η τελευταία εξίσωση είναι γνωστή ως **νόμος του Stokes** (Stokes law). Προέρχεται από τις εξισώσεις συνέχειας που αφορούν την κίνηση εντός ρευστού και είναι αποδεκτή για σωματίδια με διαμέτρους πολύ μεγαλύτερες από την μέση ελεύθερη διαδρομή του ρευστού (αέρα). Σε περίπτωση που δεν ισχύει αυτό, είναι απαραίτητο να γίνουν κάποιες διορθώσεις οι οποίες παρουσιάζονται στην επόμενη ενότητα. [21]

3.4.2 Οπισθέλκουσα δύναμη σε σωματίδια - σταγόνες μικρών διαμέτρων

Όπως αναφέρθηκε στην προηγούμενη ενότητα, η εξίσωση (3.11) του **νόμου του Stokes** ισχύει για σωματίδια των οποίων οι διαμέτροι είναι πολύ μεγαλύτεροι σε σχέση με την μέση ελεύθερη διαδρομή (mean free path) του ρευστού στο οποίο κινούνται.

Αν το ρευστό μας για παράδειγμα είναι ο αέρας σε συνθήκες περιβάλλοντος (θερμοκρασία δωματίου και πίεση 1 atm) τότε, η μέση ελεύθερη διαδρομή είναι $\lambda = 0,067 \mu m$. Έτσι λοιπόν, η διάμετρος του σωματιδίου d_p θα πρέπει να είναι τουλάχιστον μία τάξη μεγέθους μεγαλύτερη από το λ ώστε το ρευστό να μπορεί να μοντελοποιηθεί ως συνεχές μέσο.

Σε διαφορετική περίπτωση, αν η διάμετρος είναι ίδιας ή και μικρότερης τάξης σε σχέση με το λ τότε το ρευστό λαμβάνεται υπόψιν ως διακριτά μόρια. Η θεωρία αυτή παρουσιάζεται στο Σχήμα 3.8. [21]



Σχήμα 3.8: Η τροχιά που διαγράφει το σωματίδιο ανάλογα με τη διάμετρό του και την μέση ελεύθερη διαδρομή του ρευστού

[21]

Στην δεύτερη περίπτωση, το σωματίδιο έχει την ικανότητα να ολισθαίνει ανάμεσα από τα μόρια του ρευστού (αέρα) με αποτέλεσμα να μειώνει την οπισθέλκουσα δύναμη F_{drag} που παρουσιάστηκε από τον νόμο του Stokes.

Το 1981, οι Wark και Warner παρουσίασαν έναν συντελεστή διόρθωσης - ολίσθησης του Cunningham ο οποίος διορθώνει την οπισθέλκουσα δύναμη του Stokes. Πιο συγκεκριμένα, ο συντελεστής αυτός δίνεται από τον τύπο :

$$C_c = 1 + 2 \frac{\lambda}{d_p} [1.257 + 0.4 \exp(-\frac{0.55 d_p}{\lambda})] \quad (3.12)$$

Η εξίσωση (3.12) είναι ο συντελεστής διόρθωσης του Cunningham C_c όπου λ η μέση ελεύθερη διαδρομή του ρευστού και d_p η διάμετρος του σωματιδίου.

Αξίζει να σημειωθεί πως για σωματίδια - σταγόνες με διαμέτρους $d_p \geq 0.1 \mu m$ ο συντελεστής Cunningham C_c απλοποιείται :

$$C_c = 1 + 2.52 \frac{\lambda}{d_p} \quad (3.13)$$

Ο συντελεστής διόρθωσης του Cunningham C_c είναι μία εμπειρική σχέση η οποία όμως επηρεάζει την F_{drag} σε μεγάλο βαθμό (περισσότερο από 10%) για σωματίδια - σταγόνες με διαμέτρους μικρότερες από $1.7 \mu m$. Για μεγαλύτερες διαμέτρους, μπορεί να αγνοηθεί.

Επομένως, η διορθωμένη οπισθέλκουσα δύναμη δίνεται από τον τύπο :

$$F_{drag} = - \frac{3\pi d\mu(\mathbf{v} - \mathbf{v}_{fluid})}{C_c} \quad (3.14)$$

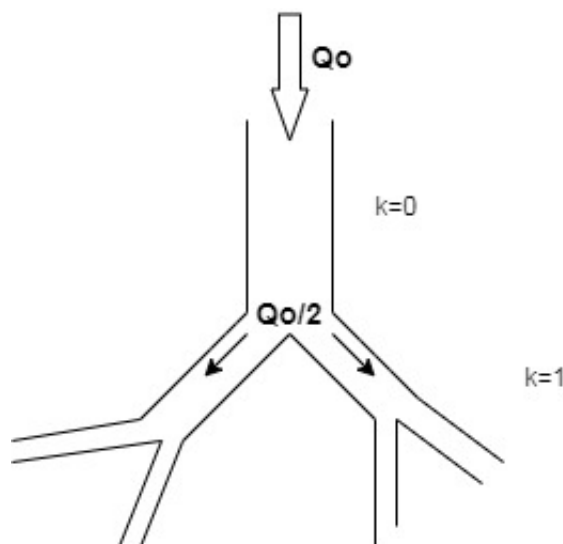
Όπως και στο νόμο του Stokes έτσι κι εδώ, ο μόνος περιορισμός της διορθωμένης οπισθέλκουσας δύναμης της εξίσωσης (3.14) είναι να ισχύει $Re \ll 1$ για το σωματίδιο.

3.5 Ογκομετρικές παροχές - Ταχύτητα ρευστού (αέρα)

Όπως έχουμε αναφέρει, οι αεραγωγοί του αναπνευστικού συστήματος είναι κυλινδρικής γεωμετρίας με συνολική διατομή $A_k = 2^k \frac{\pi d_k^2}{4}$.

Προκειμένου να κατανοήσουμε το πρόβλημα και να γίνει πιο αντιληπτό θα θεωρήσουμε πως η ροή του αέρα (ρευστού) που έχουμε μέσα στους αεραγωγούς είναι αξονική. Στην πραγματικότητα, υπάρχουν και δευτερεύουσες ροές κυρίως στις πιο βαθιές γενιές, οι οποίες όμως θα αγνοηθούν προκειμένου να πετύχουμε ευκολότερη και βαθύτερη κατανόηση του βασικού φαινομένου (πρωτεύουσες ροές).

Συμβολίζοντας με Q_0 την ογκομετρική παροχή στην αρχή της τραχείας ($k = 0$), δηλαδή η ποσότητα αέρα που εισέρχεται στο αναπνευστικό σύστημα κατά την εισπνοή, τότε η ογκομετρική παροχή στον αεραγωγό της γενιάς $k = 1$ θα είναι : $Q_1 = \frac{Q_0}{2}$. Αντίστοιχα, στον αεραγωγό της γενιάς 2, η ογκομετρική παροχή θα είναι : $Q_2 = \frac{Q_0}{4}$. Με αντίστοιχο τρόπο βρίσκονται οι ογκομετρικές παροχές σε όλες τις γενιές.



Σχήμα 3.9: Ογκομετρικές παροχές στους αεραγωγούς

Έτσι λοιπόν, όπως φαίνεται από το Σχήμα 3.9 η ογκομετρική παροχή σε οποιαδήποτε αεραγωγό (γενιά) k θα είναι :

$$Q_k = \frac{Q_0}{2^k} \quad (3.15)$$

Επομένως, η ταχύτητα του ρευστού (αέρα) σε οποιοδήποτε αεραγωγό της γενιάς k θα είναι :

$$\mathbf{v}_{fluid} = \frac{Q_0/2^k}{\pi d_k^2/4} \Rightarrow \mathbf{v}_{fluid} = \frac{Q_0}{A_k} \quad \left[\frac{m}{sec} \right] \quad (3.16)$$

όπου d_k είναι η διάμετρος του αεραγωγού της γενιάς k και το A_k είναι η συνολική διατομή των αεραγωγών της ίδιας γενιάς σύμφωνα με το μοντέλο της τρομπέτας και δίνεται από την εξίσωση (3.1) .

Η συνολική ογκομετρική παροχή Q_0 στην είσοδο της τραχείας (ίδια με την παροχή της στοματικής κοιλότητας στην περίπτωση που υποθέτουμε αναπνοή από το στόμα) δίνεται από τη σχέση :

$$Q_0 = \frac{TV}{T_{inh}}, \quad \left[\frac{m^3}{sec} \right] \quad (3.17)$$

όπου TV είναι ο όγκος αέρα που εισπνέεται (Tidal Volume) σε κανονικές συνθήκες και T_{inh} είναι ο χρόνος εισπνοής.

Με δεδομένη λοιπόν την Q_0 μπορούμε εύκολα να βρούμε την ταχύτητα του αέρα v_{fluid} σε οποιοδήποτε αεραγωγό της γενιάς k .

3.6 Υγροσκοπική θεωρία (Hygroscopic theory)

3.6.1 Εισαγωγή

Γενικά, όλες οι θεωρίες και οι εξισώσεις που έχουν αναπτυχθεί ώστε να προβλέπουν τις αλλαγές στο μέγεθος ενός σωματιδίου - σταγόνας βασίζονται στην υγροσκοπική θεωρία. Η υγροσκοπική θεωρία (Hygroscopic theory) αναφέρεται στα φαινόμενα μεταφοράς μάζας και θερμότητας για την περίπτωση όπου νερό μεταφέρεται στην επιφάνεια μιας σταγόνας και επομένως η αλλαγή στο μέγεθος της σταγόνας ονομάζεται υγροσκοπική. Αρχικά, η θεωρία αυτή αναπτύχθηκε για το πως αλλάζει το μέγεθος μιας σταγόνας νερού κατά την εξάτμισή της ή τη συμπύκνωση νερού πάνω στην επιφάνεια της σταγόνας. Στην συνέχεια, μέσω πειραμάτων που διεξήχθησαν, έχει αποδειχθεί πως μπορεί να εφαρμοστεί και σε περιπτώσεις σταγόνων άλλων ουσιών και μάλιστα τα αποτελέσματα που εξήχθησαν ήταν αρκετά ικανοποιητικά.

Στη μελέτη της παρούσας διπλωματικής, η υγροσκοπική θεωρία θα πρέπει να εφαρμοστεί σε περιπτώσεις πτητικών ουσιών όπως προκύπτουν από τα καυσαέρια των αεροσκαφών (π.χ υδρογονάνθρακες) αφού πρώτα γίνουν κάποιες υποθέσεις.

Οι υποθέσεις και η ανάλυση που ακολουθεί αφορούν σταγόνα νερού που εξατμίζεται (εφαρμόζονται και για σταγόνες διάφορων ουσιών) σε αέρα (ή οποιοδήποτε ρευστό) που την περιβάλλει, με σκοπό την πιο εύκολη και γρήγορη κατανόηση της μεθόδου.

3.6.2 Υποθέσεις για την απλούστευσή της

Οι γενικές εξισώσεις που προκύπτουν από την παραπάνω θεωρία και αφορούν το πως αλλάζει το μέγεθος μιας σταγόνας είναι πολύπλοκες και δύσκολες στην χρήση τους. Για το λόγο αυτό, θα πρέπει πρώτα να γίνουν κάποιες παραδοχές - υποθέσεις έτσι ώστε να απλουστευτούν οι γενικές εξισώσεις. Καθώς θα αναπτύσσουμε τις υποθέσεις, θα εξετάζουμε ταυτόχρονα τις συνθήκες που χρειάζεται να ισχύουν έτσι ώστε οι υποθέσεις να είναι έγκυρες.[21]

- 1) Η μεταφορά μάζας στην επιφάνεια της σταγόνας δεν προκαλεί κάποια κίνηση στον αέρα (ρευστό) γύρω από τη σταγόνα.

Η υπόθεση αυτή σημαίνει πως αγνοούμε το φαινόμενο της ροής Stefan (Stefan flow) όπου, καθώς η σταγόνα νερού εξατμίζεται, οι υδρατμοί δεν προκαλούν κάποια κίνηση στο ρευστό (αέρα) που την περιβάλλει. Αυτό προϋποθέτει, ότι η μερική πίεση των υδρατμών στην επιφάνεια είναι πολύ μικρότερη από την συνολική πίεση του αέρα δηλαδή, $p_s \ll p$ ή $p_s/p \ll 1$.

- 2) Υποθέτουμε ότι η θερμοκρασία μέσα στην σταγόνα είναι παντού ίδια σε κάθε σημείο της.

Η υπόθεση αυτή απαιτεί ο αριθμός Biot να είναι μικρός, όπου ο αριθμός Biot για μία σταγόνα ορίζεται ως :

$$Bi = Nu k_{gas} / k_{drop} \quad (3.18)$$

όπου Nu είναι ο αδιάστατος αριθμός Nusselt, $k_{gas} = \left[\frac{W}{mK} \right]$ είναι η θερμική αγωγιμότητα του ρευστού (αέρα) που περιβάλλει τη σταγόνα και k_{drop} είναι η θερμική αγωγιμότητα της σταγόνας. Για μια ακίνητη, σφαιρική σταγόνα ο αριθμός Nusselt είναι $Nu = 2$ αν ικανοποιείται η υπόθεση (1).

- 3) Η συγκέντρωση υδρατμών και η θερμοκρασία του αέρα εξαρτώνται μόνο από την απόσταση r από το κέντρο της σταγόνας.

Γενικά η υπόθεση αυτή παραβιάζεται μόνο αν η σταγόνα κινείται με τεράστια ταχύτητα σε σχέση με το ρευστό τριγύρω της. Έτσι, όταν η σχετική ταχύτητα της σταγόνας είναι κοντά στο 0 η υπόθεση αυτή είναι έγκυρη και αυτό σημαίνει πως ο αριθμός Reynolds (Re) και ο αριθμός Peclet (Pe) τείνουν στο 0 δηλαδή :

$$Re = \frac{v_{rel} d}{\nu_{gas}} \rightarrow 0 \quad (3.19)$$

$$Pe_h = \frac{v_{rel} d}{\alpha_{gas}} \rightarrow 0 \quad (3.20)$$

$$Pe_m = \frac{v_{rel} d}{D} \rightarrow 0 \quad (3.21)$$

Στις παραπάνω εξισώσεις το d είναι η διάμετρος της σταγόνας, v_{rel} είναι η ταχύτητα της σταγόνας σε σχέση με τον αέρα (ρευστό), $\nu_{gas} = [m^2/s]$ και $\alpha_{gas} = [m^2/s]$ είναι το κινηματικό ιξώδες και η θερμική διαχυτότητα του αέρα (ρευστού) που περιβάλλει τη σταγόνα ενώ $D = [m^2/s]$ είναι ο συντελεστής διάχυσης για τη σταγόνα. Από πειράματα και υπολογισμούς που έχουν διεξαχθεί σχετικά με τη μεταφορά θερμότητας και μάζας γύρω από τις σταγόνες, έχει διαπιστωθεί πως όσο ο αριθμός $Re \leq 0, 1$ η υπόθεση (3) είναι έγκυρη.[3]

4) Η ακτίνα της σταγόνας \gg από τη μέση ελεύθερη διαδρομή.

Η υπόθεση αυτή παραβιάζεται μόνο στην περίπτωση όπου έχουμε σωματίδια - σταγόνες με πολύ μικρή διάμετρο. Αυτό συμβαίνει διότι το ρευστό (αέρας) δεν μπορεί να θεωρηθεί ως συνεχές μέσο διότι υπάρχει τριβή μεταξύ των μορίων της σταγόνας και των μορίων του ρευστού. Σε αυτήν την περίπτωση θα πρέπει να γίνουν μερικές διορθώσεις οι οποίες θα προσθέσουν κάποιους συντελεστές στις εξισώσεις που θα εξάγουμε.

Στην μελέτη μας, είναι αποδεκτό να θεωρήσουμε ότι η υπόθεση αυτή ικανοποιείται, και αφού εξάγουμε τις γενικές εξισώσεις, στη συνέχεια θα προστεθούν οι διορθωτικοί συντελεστές. Η διόρθωση αυτή, θα παρουσιαστεί στο κεφάλαιο 4.

5) Σχεδόν σταθερές συνθήκες.

Πρόκειται για μία υπόθεση που προϋποθέτει ότι το μέγεθος της σταγόνας αλλάζει σχετικά αργά έτσι ώστε σε κάθε χρονική στιγμή ο ρυθμός της μεταφοράς μάζας και θερμότητας είναι ίδιος με την περίπτωση όπου θα είχαμε σταθερές συνθήκες για σταγόνα ίδιου μεγέθους της οποίας η ακτίνα παραμένει σταθερή. Οι δύο συνθήκες που θα πρέπει να ικανοποιούνται είναι οι εξής :

5a) Η πυκνότητα του ατμού στην επιφάνεια (η συγκέντρωση των υδρατμών για σταγόνα νερού), c_s , πρέπει να είναι πολύ μικρότερη από την πυκνότητα της σταγόνας, δηλαδή $c_s/\rho_{drop} \ll 1$ και,

5b) $D\tau/R_o^2 \gg 1$ και $\alpha\tau/R_o^2 \gg 1$

όπου D είναι ο συντελεστής διάχυσης των υδρατμών στον αέρα, R_o είναι η αρχική ακτίνα της σταγόνας, τ είναι ένας χαρακτηριστικός χρόνος όπου τα υγροσκοπικά φαινόμενα μπορούν να συμβούν και α είναι η θερμική διαχυτότητα του αέρα που βρίσκεται γύρω από τη σταγόνα.

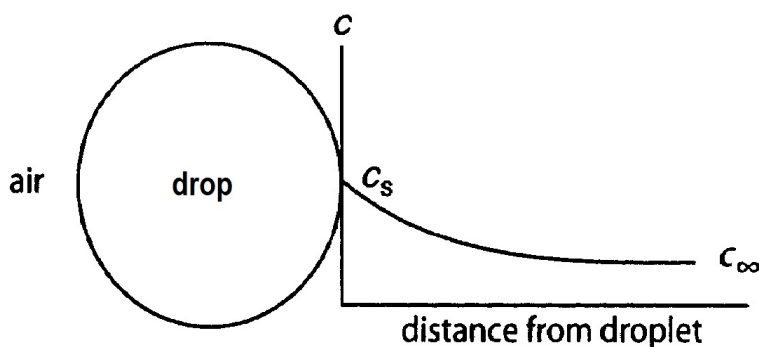
Ουσιαστικά, μπορεί εύκολα να αποδειχθεί πως η ικανοποίηση της υπόθεσης (5a) είναι αυτό που χρειάζεται ώστε να ικανοποιηθεί η (5b) αρκεί να ισχύουν οι υποθέσεις (1), (3) και (4).

3.6.3 Η ροή μάζας (mass flux) σε μία σταγόνα όταν εξατμίζεται

Όπως έχουμε αναφέρει στην προηγούμενη ενότητα η υγροσκοπική θεωρία μας επιτρέπει να χρησιμοποιήσουμε τις απλοποιημένες εξισώσεις για διάφορες ουσίες (όχι μόνο για σταγόνα νερού). Η αρχική υπόθεση πως η σταγόνα αποτελείται από νερό έγινε για την καλύτερη και ευκολότερη κατανόηση του φαινομένου. Ακολουθώντας το ίδιο σκεπτικό, αρχικά θα αναπτύξουμε την εξίσωση που διέπει το ρυθμό μεταφοράς μάζας για μία σταγόνα που εξατμίζεται και στη συνέχεια θα εξετάσουμε την αλλαγή στη θερμοκρασία της σταγόνας και πως συνδέεται με τον ρυθμό μάζας.

Με δεδομένο ότι ικανοποιούνται οι υποθέσεις **(1)** - **(5)** που έγιναν στην προηγούμενη παράγραφο, η κλασική υγροσκοπική θεωρία για την αύξηση ή τη συρρίκνωση μιας σταγόνας μπορεί να εφαρμοστεί. Το πρόβλημα παρουσιάζεται στο Σχήμα 3.10 για την περίπτωση της εξατμίσης μιας σταγόνας, δηλαδή τη συρρίκνωσή της.

Έστω ότι η σταγόνα αποτελείται από νερό και γύρω της υπάρχει αέρας. Στην επιφάνεια της σταγόνας θα υπάρχει μία συγκεκριμένη ποσότητα υδρατμών, η συγκέντρωση των οποίων συμβολίζεται με c_s . Μακριά από τη σταγόνα, η συγκέντρωση των υδρατμών στον αέρα θα έχουν c_∞ και μπορεί να πάρει τιμή από 0 μέχρι και c_s .



Σχήμα 3.10: Η συγκέντρωση υδρατμών μειώνεται καθώς απομακρυνόμαστε από τη σταγόνα

Από την καταστατική εξίσωση των ιδανικών αερίων έχουμε ότι :

$$PV = nRT \quad (3.22)$$

Κάνοντας μία αναδιάταξη στους όρους της εξίσωσης (3.22) τότε : $P = \frac{n}{V}RT$.

Ο όρος $\frac{n}{V}$ ουσιαστικά είναι η γραμμομοριακή συγκέντρωση των υδρατμών C_s . Έτσι λοιπόν, από την καταστατική εξίσωση μπορούμε εύκολα να υπολογίσουμε αυτήν την συγκέντρωση C_s αρκεί να αντικαταστήσουμε την ολική πίεση P με την μερική πίεση των υδρατμών P_s . Επομένως, η εξίσωση (3.22) μετασχηματίζεται :

$$P_s = C_s RT \Rightarrow C_s = \frac{P_s}{RT} \quad \left[\frac{\text{mol}}{\text{m}^3} \right] \quad (3.23)$$

Πολλαπλασιάζοντας την τελευταία εξίσωση με το μοριακό βάρος της ουσίας που εξατμίζεται (στην προκειμένη περίπτωση με το μοριακό βάρος του νερού) βρίσκουμε την συγκέντρωση μάζας των υδρατμών c_s δηλαδή :

$$c_s = \frac{P_s M_r}{RT} \quad \left[\frac{kg}{m^3} \right] \quad (3.24)$$

όπου $R = 8.314 \left[\frac{J}{mol K} \right]$ είναι η παγκόσμια σταθερά των αερίων, $M_r = \left[\frac{g}{mol} \right]$ το μοριακό βάρος της εξατμιζόμενης ουσίας, T η θερμοκρασία της σταγόνας σε Kelvin [K], P_s η μερική πίεση των υδρατμών σε μονάδες [kPa] για δεδομένη θερμοκρασία T και δίνεται από βιβλιογραφικούς πίνακες. Έτσι, από την εξίσωση (3.23) μπορούμε εύκολα να υπολογίσουμε την συγκέντρωση μάζας των υδρατμών (ή οποιασδήποτε άλλης ουσίας) στην επιφάνεια της σταγόνας.

Αν $c_s = c_\infty$ τότε αυτό σημαίνει πως ο αέρας έχει 100% υγρασία και η σταγόνα ούτε μεγαλώνει ούτε μικραίνει διότι δεν υπάρχει διαφορά συγκέντρωσης.

Γνωρίζοντας πλέον τις συγκεντρώσεις στην επιφάνεια της σταγόνας και στον αέρα, η ροή μάζας (mass flux) των υδρατμών από την επιφάνεια της σταγόνας δίνεται από τον 1^ο **Νόμο του Fick** για διάχυση :

$$j = -AD\nabla c \quad (3.25)$$

όπου το j είναι η ροή μάζας των υδρατμών, A είναι η επιφάνεια απ' την οποία γίνεται η μεταφορά μάζας, D είναι ο συντελεστής διάχυσης της σταγόνας και c είναι η συγκέντρωση μάζας (ή πυκνότητα) των υδρατμών. Η εξίσωση (3.25) υποθέτει ότι η συνολική πυκνότητα του ρευστού ($\rho_{fluid} = c + \rho_{air}$) που περιβάλλει τη σταγόνα είναι ανεξάρτητη από την ακτινική απόσταση r , το οποίο είναι λογικό δεδομένου ότι έχουμε $p_s \ll p$ από την υπόθεση (1) για να είναι έγκυρη, πράγμα που σημαίνει ότι οι υδρατμοί είναι λίγοι στο ρευστό και πως το μεγαλύτερο μέρος είναι αέρας. Το τελευταίο συνεπάγεται ότι το ρευστό (αέρας και υδρατμοί) έχει σταθερή πυκνότητα. [21]

Από την υπόθεση (3) μπορούμε να αντικαταστήσουμε τον τελεστή ∇ της εξίσωσης (3.25) με dc/dr αφού η συγκέντρωση c εξαρτάται μόνο από την ακτινική απόσταση r . Έτσι, ο 1^{ος} **Νόμος του Fick** απλοποιείται :

$$j = -AD \frac{dc}{dr} \quad (3.26)$$

Η εξίσωση (3.26) εκφράζει τη μάζα που μεταφέρεται από μία επιφάνεια A λόγω της διαφοράς συγκέντρωσης που υπάρχει. Ειδικεύοντας την εξίσωση (3.26) για την περίπτωση σταγόνας νερού ακτίνας r , η ροή μάζας (mass flux) που μεταφέρεται από την επιφάνεια στον αέρα που την περιβάλλει είναι :

$$I = -AD \frac{dc}{dr} \Rightarrow I = -4\pi r^2 D \frac{dc}{dr} \quad \left[\frac{kg}{s} \right] \quad (3.27)$$

όπου $A = 4\pi r^2$ αφού έχουμε υποθέσει πως η σταγόνα είναι σφαιρικής μορφής.

3.6.4 Η μεταφορά θερμότητας σε μία σταγόνα που εξατμίζεται

Στη μεταφορά θερμότητας ωθούσα δύναμη είναι η θερμοκρασιακή διαφορά. Μπορούμε να αναπτύξουμε μία εξίσωση η οποία θα εμπλέκει τη θερμοκρασία της σταγόνας με τρόπο παρόμοιο όπως στη περίπτωση της μεταφοράς μάζας. Πιο συγκεκριμένα, η ροή θερμότητας σε οποιοδήποτε σημείο σύμφωνα με το **νόμο του Fourier** περιγράφεται από την γενική εξίσωση :

$$q = -k\nabla T \quad (3.28)$$

Όμως, αν επικαλεστούμε τις υποθέσεις **(1)** και **(3)** που έγιναν στην ενότητα 3.6.2, τότε θα έχουμε μεταφορά θερμότητας μόνο μέσω αγωγής. Επιπλέον, η υποθέση **(3)** μας επιτρέπει να αντικαταστήσουμε τον τελεστή ∇ με το κλάσμα d/dr αφού η θερμοκρασία εξαρτάται μόνο από την απόσταση r . Επομένως, η παραπάνω σχέση μετασχηματίζεται :

$$q = -k \frac{dT}{dr} \quad (3.29)$$

Το k είναι ο συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας του ρευστού (αέρα) που περιβάλλει τη σταγόνα και θεωρείται γνωστός και σταθερός (σύμφωνα με την υπόθεση **(1)** δεν υπάρχει αρκετή ποσότητα υδρατμών στον αέρα που περιβάλλει τη σταγόνα ώστε να αλλάξουν οι ιδιότητες του αέρα, οπότε μπορούμε να θεωρήσουμε ότι $k = k_{air}$). Η σχέση αυτή, περιγράφει τη θερμοροή που μεταφέρεται ανά μονάδα χρόνου και επιφάνειας.

Όπως και στην περίπτωση της ροής μάζας έτσι και εδώ, το ποσό ενέργειας (θερμότητας) που μεταφέρεται από την επιφάνεια μιας σταγόνας σφαιρικής μορφής δίνεται από τον τύπο :

$$Q = -Ak \frac{dT}{dr} \Rightarrow Q = -4\pi r^2 k \frac{dT}{dr} \quad [W] \quad (3.30)$$

όπου $A = 4\pi r^2$ είναι η επιφάνεια της σφαίρας. Γνωρίζοντας ότι η θερμότητα κατευθύνεται από τη θερμή περιοχή (ρευστό) προς την ψυχρή (σταγόνα) δικαιολογείται το αρνητικό πρόσημο.

Κεφάλαιο 4

Επίλυση προβλήματος

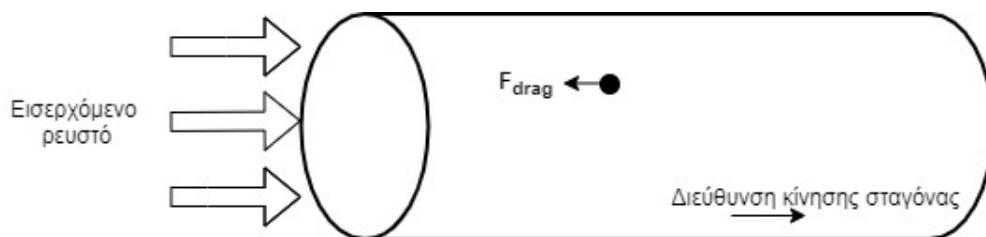
4.1 Εξίσωση ταχύτητας σταγόνας

Όπως είπαμε στο κεφάλαιο 3 οι αεραγωγοί του αναπνευστικού συστήματος μπορούν να θεωρηθούν κυλινδρικής γεωμετρίας, τα χαρακτηριστικά των οποίων δίνονται από την βιβλιογραφία σύμφωνα με τον Weibel.

Έτσι λοιπόν, αν θεωρήσουμε ότι κατά την εισπνοή μας εισέρχεται στο αναπνευστικό σύστημα αέρας (ρευστό) με μία σταθερή ταχύτητα \mathbf{v}_{fluid} ο οποίος περιέχει κάποια μικροσωματίδια με τη μορφή σταγόνας (πηθικές οργανικές ενώσεις), τότε η εξίσωση που μας επιτρέπει να μελετήσουμε την ταχύτητα της σταγόνας \mathbf{v} δίνεται από τον **δεύτερο νόμο του Νεύτωνα**:

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{F}_{drag} \quad (4.1)$$

Όπως φαίνεται από το Σχήμα 4.1 η μόνη δύναμη που ασκείται στη σταγόνα κατά την διεύθυνση της κίνησής της είναι η οπισθέλκουσα \mathbf{F}_{drag} .



Σχήμα 4.1: Σχηματική απεικόνιση της κίνησης σταγόνας εντός αεραγωγού

Όπως έχει προαναφερθεί στο κεφάλαιο 2, τα πηθικά σωματίδια (σταγόνες) που προκύπτουν από τους αεροπορικούς ρύπους έχουν πολύ μικρή διάμετρο (περίπου $0.1 \mu m$) καθώς επίσης και σχετικά μικρές ταχύτητες v_{rel} με αποτέλεσμα ο αριθμός $Re < 1$. Για μικρούς αριθμούς Re και για σταγόνες με πολύ μικρή διάμετρο, η \mathbf{F}_{drag} δίνεται από τον διορθωμένο **Νόμο του Stokes**, δηλαδή από την σχέση (3.14) :

$$\mathbf{F}_{drag} = -\frac{3\pi d\mu(\mathbf{v} - \mathbf{v}_{fluid})}{C_c} \Rightarrow \mathbf{F}_{drag} = \frac{3\pi d\mu(\mathbf{v}_{fluid} - \mathbf{v})}{C_c} \quad (4.2)$$

Αντικαθιστώντας την εξίσωση (4.2) στη σχέση (4.1) έχουμε:

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{3\pi d_{drop}\mu(\mathbf{v}_{fluid} - \mathbf{v})}{C_c} \quad (4.3)$$

όπου \mathbf{v} είναι η ταχύτητα της σταγόνας, d_{drop} η διάμετρος της σταγόνας, μ το δυναμικό ιξώδες της και C_c ο συντελεστής Cunningham. Κάνοντας κάποιες τροποποιήσεις στα κλάσματα έχουμε :

$$\frac{d\mathbf{v}}{\mathbf{v}_{fluid} - \mathbf{v}} = \frac{3\pi d_{drop}\mu}{mC_c} dt \quad (4.4)$$

Ολοκληρώνοντας την σχέση (4.4) και γνωρίζοντας πως η ταχύτητα του εισερχόμενου ρευστού \mathbf{v}_{fluid} είναι σταθερή έχουμε:

$$\int_0^{\mathbf{v}} \frac{d\mathbf{v}}{\mathbf{v}_{fluid} - \mathbf{v}} = \int_0^t \frac{3\pi d_{drop}\mu}{mC_c} dt \Rightarrow$$

$$\ln\left(\frac{\mathbf{v}_{fluid} - \mathbf{v}}{\mathbf{v}_{fluid}}\right) = -\frac{3\pi d_{drop}\mu}{mC_c} t$$

Επίσης, έχουμε κάνει την υπόθεση στην ενότητα 3.6 ότι οι σταγόνες που προκύπτουν από τους ρύπους είναι σφαιρικής γεωμετρίας οπότε ισχύει $m = \rho V_{sphere} = \rho \frac{\pi d_{drop}^3}{6}$, όπου ρ είναι η πυκνότητα της σταγόνας. Επομένως η τελευταία ισότητα γίνεται :

$$\ln\left(\frac{\mathbf{v}_{fluid} - \mathbf{v}}{\mathbf{v}_{fluid}}\right) = -\frac{3\pi d_{drop}\mu}{\rho \frac{\pi d_{drop}^3}{6} C_c} t \Rightarrow \ln\left(\frac{\mathbf{v}_{fluid} - \mathbf{v}}{\mathbf{v}_{fluid}}\right) = -\frac{18\mu}{\rho d_{drop}^2 C_c} t \quad (4.5)$$

Αν θεωρήσουμε ότι $a = \frac{18\mu}{\rho d_{drop}^2 C_c}$ τότε η τελευταία ισότητα μετασχηματίζεται :

$$\frac{\mathbf{v}_{fluid} - \mathbf{v}}{\mathbf{v}_{fluid}} = e^{-at} \Rightarrow \mathbf{v}_{fluid} - \mathbf{v} = \mathbf{v}_{fluid} e^{-at} \Rightarrow$$

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_{fluid}(1 - e^{-at}), \quad t > \frac{1}{a} = \frac{\rho d_{drop}^2 C_c}{18\mu} \quad (4.6)$$

Η εξίσωση (4.6) μας δείχνει πως αλλάζει η ταχύτητα της σταγόνας σε σχέση με το χρόνο για δεδομένη ταχύτητα ρευστού \mathbf{v}_{fluid} .

Αξίζει να σημειωθεί πως όταν το ρευστό εισέρχεται στο αναπνευστικό σύστημα η σταγόνα που έχει αρχικά ταχύτητα $\mathbf{v} = 0$, λαμβάνει ακαριαία την ταχύτητα του ρευστού και με την πάροδο του χρόνου μειώνεται λόγω της F_{drag} . Γενικά, για τα αερολύματα, λόγω των μικρών σχετικά διαμέτρων τους, θεωρούμε ότι πιάνουν ακαριαία την ταχύτητα του ρευστού και τη διατηρούν καθόλη τη διάρκεια της κίνησής τους.

4.2 Ρυθμός εξάτμισης σταγόνας

Ο ρυθμός εξάτμισης μιας σταγόνας εκφράζει ουσιαστικά το πόσο γρήγορα μειώνεται η διάμετρος της σε σχέση με το χρόνο. Είδαμε στην ενότητα 3.6 το φαινόμενο της μεταφοράς μάζας για μία σταγόνα λόγω της διαφοράς συγκέντρωσης που υπάρχει σε σχέση με τον αέρα που την περιβάλλει. Έτσι λοιπόν, η εξίσωση που καταλήξαμε και εκφράζει τη ροή αυτή είναι η (3.27) :

$$I = -4\pi r^2 D \frac{dc}{dr} \quad (4.7)$$

Από την εξίσωση (4.7) η συγκέντρωση έξω από τη σταγόνα ικανοποιεί την σχέση :

$$\frac{dc}{dr} = \frac{-I}{D4\pi r^2} \Rightarrow dc = \frac{-I}{D4\pi r^2} dr \quad (4.8)$$

Γνωρίζοντας από την υπόθεση **(5)** ότι η ροή μάζας I είναι ανεξάρτητη της απόστασης r και υποθέτοντας ότι ο συντελεστής διάχυσης D είναι σταθερός, τότε ολοκληρώνουμε την τελευταία σχέση από την επιφάνεια της σταγόνας μέχρι το $r = \infty$ και παίρνουμε :

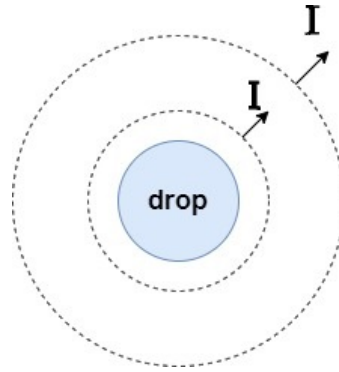
$$\int_{c_s}^{c_\infty} dc = \int_r^{r=\infty} \frac{-I}{D4\pi r^2} dr \Rightarrow (c_\infty - c_s) = -\frac{I}{D4\pi r} \Rightarrow$$

$$I = 4\pi r D (c_s - c_\infty) \Rightarrow I = 2\pi d D (c_s - c_\infty) \quad \left[\frac{kg}{s} \right] \quad (4.9)$$

Η εξίσωση (4.9) αποδείχθηκε το 1855 και είναι γνωστή ως **η εξίσωση του Maxwell** όπου r η ακτίνα της σταγόνας, d η διάμετρό της, D ο συντελεστής διάχυσης της σταγόνας και c_s, c_∞ οι συγκεντρώσεις υδρατμών (για την περίπτωση σταγόνας νερού) στην επιφάνεια της σταγόνας και στο ρευστό (αέρα) που την περιβάλλει αντίστοιχα.

Ωστόσο, σύμφωνα με την υπόθεση **(5)**, υπό σταθερές συνθήκες η ροή μάζας I είναι ανεξάρτητη της ακτινικής απόστασης r , λόγω της αρχής διατήρησης μάζας. Έτσι, αν τοποθετήσουμε ένα κέλυφος έξω από τη σταγόνα και ένα ακόμα κέλυφος πιο μακριά σε μία άλλη τυχαία απόσταση r όπως φαίνεται στο Σχήμα 4.2 , η ροή μάζας I μέσα από τα κελύφη πρέπει να είναι ίδια.

Αν δεν συνέβαινε αυτό, τότε θα παραβιάζονταν η αρχή διατήρησης μάζας διότι θα είχαμε μεγαλύτερη ροή σε ένα από τα δύο κελύφη, πράγμα που σημαίνει ότι από κάπου εμφανίστηκε επιπλέον υδρατμός. [21]



Σχήμα 4.2: Η ροή μάζας I μέσα από τα δύο κελύφη είναι ίδια

Σύμφωνα με τα παραπάνω, καταλήγουμε ότι η ροή μάζας I συνδέεται με τη μάζα που “χάνει” η σταγόνα με την πάροδο του χρόνου, δηλαδή :

$$I = -\frac{dm}{dt} \quad (4.10)$$

όπου m είναι η μάζα της σταγόνας. Το (-) στην εξίσωση (4.10) δηλώνει ότι η ροή μάζας I μεταφέρεται μακριά από τη σταγόνα, δηλαδή μάζα “φεύγει” από τη σταγόνα προς τον αέρα που την περιβάλλει.

Συνδυάζοντας τις εξισώσεις (4.10) και (4.9) καταλήγουμε στη σχέση που συνδέει το ρυθμό με τον οποίο αλλάζει η μάζα της σταγόνας :

$$-\frac{dm}{dt} = 2\pi d_{drop} D(c_s - c_\infty) \quad (4.11)$$

Γνωρίζοντας όμως ότι για σταγόνα σφαιρικής μορφής η μάζα $m = \frac{\rho_{drop}\pi d_{drop}^3}{6}$ και επομένως έχουμε :

$$\begin{aligned} \frac{d\left(\frac{\rho_{drop}\pi d_{drop}^3}{6}\right)}{dt} &= -2\pi d_{drop} D(c_s - c_\infty) \Rightarrow \\ \frac{3\rho_{drop}\pi d_{drop}^2}{6} \frac{d(d_{drop})}{dt} &= -2\pi d_{drop} D(c_s - c_\infty) \Rightarrow \end{aligned}$$

και καταλήγουμε στην εξίσωση που εκφράζει το ρυθμό εξάτμισης μιας σταγόνας :

$$\frac{d(d_{drop})}{dt} = -\frac{4D(c_s - c_\infty)}{\rho_{drop}d_{drop}} \quad (4.12)$$

4.3 Η θερμοκρασία της σταγόνας

Όπως δείξαμε στην παράγραφο 3.6.4, η διαφορά θερμοκρασίας μεταξύ σταγόνας και ρευστού (αέρα) που την περιβάλλει είναι η ωθούσα δύναμη για τη μεταφορά θερμότητας. Η εξίσωση που περιγράφει τη ροή θερμότητας από μία επιφάνεια σταγόνας σφαιρικής μορφής δίνεται από την εξίσωση (3.30) :

$$Q = -4\pi r^2 k \frac{dT}{dr} \quad (4.13)$$

Σύμφωνα με την υπόθεση **(5)** της ενότητας 3.6.2 όπου θεωρούμε σταθερές συνθήκες, δεν υπάρχει κάποια συσσώρευση ενέργειας έξω από τη σταγόνα, επομένως το Q πρέπει να είναι ανεξάρτητο της ακτινικής απόστασης r . Έτσι, αν ολοκληρώσουμε την εξίσωση (4.13) από την επιφάνεια της σταγόνας r μέχρι το $r = \infty$ τότε :

$$Q = -4\pi r k (T_s - T_\infty) \Rightarrow Q = -2\pi d_{drop} k_{air} (T_s - T_\infty) \quad [W] \quad (4.14)$$

Η εξίσωση (4.14) εκφράζει τη ροή θερμότητας διαμέσου της σφαιρικής επιφάνειας αποκλειστικά λόγω αγωγής όπου r είναι ακτίνα της σφαίρας, d_{drop} η διάμετρος, T_s και T_∞ είναι οι θερμοκρασίες στην επιφάνεια της σφαίρας και στο ρευστό που την περιβάλλει αντίστοιχα σε μονάδες Kelvin (K). Η θερμική αγωγιμότητα του αέρα που περιβάλλει τη σταγόνα $k_{air} = [W/mK]$, παραμένει σταθερή όπως αναφέραμε στην παράγραφο 3.6.4 διότι οι ιδιότητες του αέρα δεν αλλάζουν κατά την εξάτμιση.

Θεωρώντας ένα ισοζύγιο ενέργειας σε οποιαδήποτε χρονική στιγμή για μία σταγόνα που εξατμίζεται, ο ρυθμός μεταφοράς θερμότητας λόγω αγωγής και ο ρυθμός ενέργειας που μεταφέρεται μακριά (“φεύγει”) από τη σταγόνα λόγω του φαινομένου της εξάτμισης πρέπει να ισούται με το ρυθμό που αλλάζει η εσωτερική ενέργεια της σταγόνας.[21]

Πιο συγκεκριμένα, αν θεωρήσουμε έναν όγκο ελέγχου V γύρω από τη σταγόνα η οποία έχει επιφάνεια S , τότε παίρνουμε :

$$\int_S q dS - \int_S \rho h_g \mathbf{v} \cdot \hat{\mathbf{n}} dS = \frac{d}{dt} \int_V \rho \hat{u} dV \quad (4.15)$$

όπου h_g είναι η ενθαλπία ανά μονάδα μάζας των υδρατμών που φεύγουν από τη σταγόνα, \hat{u} είναι η εσωτερική ενέργεια του υγρού μέρους της σταγόνας ανά μονάδα μάζας.

Η εσωτερική ενέργεια μπορεί να αντικατασταθεί με $\hat{u} = h_l - \frac{p}{\rho_l}$, όπου ο δείκτης l υποδηλώνει πως αναφερόμαστε στο υγρό μέρος της σταγόνας. Επίσης, είναι λογικό να υποθέσουμε ότι η πίεση και η πυκνότητα του υγρού μέρους μέσα στη σταγόνα παραμένουν σταθερά και είναι ανεξάρτητα από το χρόνο.[21]

Έτσι, με δεδομένα τα παραπάνω αλλά και τη σχέση (4.14), η σχέση (4.15) μετασχηματίζεται :

$$-2\pi dk_{air}(T_s - T_\infty) + h_g \frac{dm}{dt} = \frac{d}{dt}(mh_l) - \frac{p}{\rho_l} \frac{dm}{dt} \quad (4.16)$$

Ο πρώτος όρος του δεξιού μέλους της εξίσωσης (4.16) μπορεί να αναλυθεί:

$$\frac{d}{dt}(mh_l) = h_l \frac{dm}{dt} + m \frac{d}{dt}(h_l) \quad (4.17)$$

Κάνοντας αντικατάσταση την εξίσωση (4.17) στην εξίσωση (4.16) παίρνουμε :

$$-2\pi dk_{air}(T_s - T_\infty) + h_g \frac{dm}{dt} = h_l \frac{dm}{dt} + m \frac{d}{dt}(h_l) - \frac{p}{\rho_l} \frac{dm}{dt} \Rightarrow$$

$$-2\pi dk_{air}(T_s - T_\infty) + (h_g - h_l) \frac{dm}{dt} + \frac{p}{\rho_l} \frac{dm}{dt} = m \frac{d}{dt}(h_l) \Rightarrow$$

$$Q + (L + \frac{p}{\rho_l}) \frac{dm}{dt} = m \frac{d}{dt}(h_l) \quad (4.18)$$

όπου $L = h_g - h_l$ είναι η ενθαλπία που απαιτείται, ώστε το υγρό να μετατραπεί σε αέριο (αλλαγή φάσης) και ονομάζεται ενθαλπία εξάτμισης.

Αντικαθιστώντας την ενθαλπία του υγρού h_l με μία γραμμική σχέση με μόνη εξάρτηση από την θερμοκρασία έχουμε :

$$h_l = c_p T \quad (4.19)$$

όπου c_p είναι η ειδική θερμότητα (θερμοχωρητικότητα) υπό σταθερή πίεση με μονάδες $[\frac{J}{kgK}]$. Επιπλέον, ο όρος $\frac{p}{\rho_l}$ μπορεί να αγνοηθεί τις περισσότερες φορές αφού είναι πολύ μικρότερος σε σχέση με την ενθαλπία εξάτμισης L .

Επομένως, η σχέση (4.18) γίνεται :

$$Q + L \frac{dm}{dt} = mc_p \frac{dT}{dt} \quad (4.20)$$

όπου $m = \rho_{drop} V$ είναι η μάζα της σταγόνας και V ο όγκος της. Έτσι λοιπόν η παραπάνω σχέση γίνεται :

$$Q + L \frac{dm}{dt} = \rho_{drop} V c_p \frac{dT}{dt} \quad (4.21)$$

Όμως, για σταγόνα σφαιρικής μορφής ισχύει $V = \frac{\pi d_{drop}^3}{6}$ και από τις εξισώσεις 4.11 και 4.14 η παραπάνω σχέση παίρνει την τελική μορφή :

$$- LD(c_s - c_\infty) - k_{air}(T_s - T_\infty) = \frac{dT}{dt} \rho_{drop} c_p \frac{d_{drop}^2}{12} \quad (4.22)$$

Η εξίσωση (4.22) είναι η γενική εξίσωση που περιγράφει πως αλλάζει η θερμοκρασία μιας σταγόνας κατά την εξάτμισή της υπό την προϋπόθεση να ισχύουν οι υποθέσεις **(1)** - **(5)** που έγιναν στην παράγραφο 3.6.2.

Γενικά, η εξίσωση αυτή λύνεται μαζί με την εξίσωση (4.12) για τον προσδιορισμό της θερμοκρασίας T_s . Ωστόσο, είναι λογικό να θεωρήσουμε ότι το δεξί μέλος είναι αμελητέο, το οποίο κάνει την ανάλυση πιο απλή. Ο λόγος που το κάνουμε αυτό θα περιγραφεί σε επόμενη παράγραφο.

4.3.1 Υπόθεση ότι η θερμοκρασία παραμένει σταθερή

Η προηγούμενη εξίσωση (4.22), γενικά, δείχνει ότι μία σταγόνα νερού θα υποστεί κάποιες αλλαγές στη θερμοκρασία της κατά την εξάτμισή της. Για να λυθεί η εξίσωση αυτή, είναι απαραίτητο πρώτα να υπολογιστεί η συγκέντρωση των υδρατμών c_s από τη σχέση (3.24) και στη συνέχεια να λυθεί ταυτόχρονα με την εξίσωση (4.12) που εκφράζει το ρυθμό εξάτμισης της σταγόνας .

Ωστόσο, αν γνωρίζουμε ότι η θερμοκρασία της σταγόνας παραμένει σταθερή για κάποιο λόγο κατά την εξάτμισή της, τότε το δεξί μέλος της εξίσωσης (4.22) μηδενίζεται, δηλαδή $dT/dt = 0$, οπότε έχουμε :

$$- LD(c_s - c_\infty) - k_{air}(T_s - T_\infty) = 0 \quad (4.23)$$

Η συγκέντρωση $c_s(T_s)$ παραμένει σταθερή αφού η θερμοκρασία είναι σταθερή και υπολογίζεται εύκολα από την εξίσωση (3.24), σύμφωνα με τη διαδικασία που περιγράφηκε στην παράγραφο 3.6.3. Η συγκέντρωση στον αέρα c_∞ μακριά από τη σταγόνα θεωρείται γνωστή και σταθερή. Επίσης, οι θερμοφυσικές παράμετροι D και k_{air} είναι σταθερές και δίνονται από βιβλιογραφικούς πίνακες.

Σύμφωνα με τα παραπάνω, η εξίσωση (4.23) είναι μία αλγεβρική εξίσωση με μόνη μεταβλητή τη θερμοκρασία της σταγόνας T_s . Η εξίσωση αυτή λύνεται με αριθμητικές μεθόδους και η θερμοκρασία που παίρνουμε ως αποτέλεσμα αποκαλείται συχνά ως **θερμοκρασία υγρού βολβού** και είναι η θερμοκρασία που μετράει ένα “βρεγμένο” θερμόμετρο.

Ουσιαστικά, η εξίσωση (4.23) μας λέει ότι μία σταγόνα κατά την εξάτμισή της μπορεί να υποστεί μία απότομη και σχετικά γρήγορη θερμοκρασιακή αλλαγή. Από εκεί και πέρα όμως, η θερμοκρασία της θα παραμένει σταθερή και ίση με την **θερμοκρασία υγρού βολβού** T_s η οποία υπολογίζεται εύκολα από την παραπάνω εξίσωση.

Γνωρίζοντας πλέον την τελική θερμοκρασία T_s που θα πιάσει η σταγόνα, μπορούμε να επανέλθουμε στην εξίσωση (4.12) που εκφράζει το ρυθμό εξάτμισής της :

$$\frac{d(d_{drop})}{dt} = -\frac{4D(c_s - c_\infty)}{\rho_{drop}d_{drop}} \quad (4.24)$$

Το δεξί μέλος της εξίσωσης είναι σταθερό, αφού η θερμοκρασία της σταγόνας T_s παραμένει σταθερή και επομένως η συγκέντρωση c_s , η οποία δίνεται από την σχέση (3.24), θα είναι σταθερή. Τα c_∞ και D θεωρούνται γνωστά και σταθερά επίσης.

Έτσι λοιπόν, η μόνη μεταβλητή που εξαρτάται από το χρόνο είναι η διάμετρος της σταγόνας d_{drop} . Κάνοντας μια αναδιάταξη τους όρους της εξίσωσης (4.24) καταλήγουμε στην εξής σχέση :

$$d_{drop}d(d_{drop}) = -\frac{4D(c_s - c_\infty)}{\rho_{drop}}dt \quad (4.25)$$

Η εξίσωση (4.25) ολοκληρώνεται εύκολα από την αρχική διάμετρο της σταγόνας d_0 μέχρι μία διάμετρο d_{drop} και αντίστοιχα για χρονικό διάστημα από $t_0 = 0$ μέχρι την χρονική στιγμή t . Επομένως έχουμε :

$$\begin{aligned} \int_{d_0}^d d_{drop}d(d_{drop}) &= -\int_{t_0=0}^t \frac{4D(c_s - c_\infty)}{\rho_{drop}}dt \Rightarrow \\ \frac{d_{drop}^2}{2} - \frac{d_0^2}{2} &= -\frac{4D(c_s - c_\infty)}{\rho_{drop}}(t - t_0) \\ d_{drop}^2 &= d_0^2 - \frac{8D(c_s - c_\infty)}{\rho_{drop}}t \end{aligned} \quad (4.26)$$

Η εξίσωση (4.26) περιγράφει πως μειώνεται η αρχική διάμετρος d_0 μιας σταγόνας κατά την εξάτμισή της σε σχέση με το χρόνο όταν η θερμοκρασία της παραμένει σταθερή. Για δεδομένη αρχική διάμετρο d_0 , μπορούμε να υπολογίσουμε για οποιαδήποτε χρονική στιγμή t την διάμετρο της σταγόνας d_{drop} .

Επιπλέον, η διάρκεια ζωής t_L μιας σταγόνας που εξατμίζεται δίνεται από την σχέση (4.26), θέτοντας απλά $d_{drop} = 0$, δηλαδή :

$$t_L = \frac{\rho_{drop}d_0^2}{8D(c_s - c_\infty)} \quad (4.27)$$

4.3.2 Η σημασία των θερμοκρασιακών μεταβολών στη σταγόνα

Όπως είδαμε από την αρχική ανάλυση, η θερμοκρασία μιας σταγόνας δίνεται από τον γενικό τύπο της εξίσωσης (4.22) και είναι :

$$-LD(c_s - c_\infty) - k_{air}(T_s - T_\infty) = \frac{dT}{dt} \rho_{drop} c_p \frac{d_{drop}^2}{12} \quad (4.28)$$

Αν η θερμοκρασία της σταγόνας παραμένει σταθερή κατά το μεγαλύτερο χρονικό διάστημα της εξάτμισής της, τότε το δεξί μέλος μηδενίζεται και λύνοντας την απλή αλγεβρική εξίσωση (4.23) μπορούμε να βρούμε την τελική θερμοκρασία της σταγόνας T_s . Επίσης, αν οι συνθήκες περιβάλλοντος είναι σταθερές, μπορούμε να αγνοήσουμε και πάλι το δεξί μέλος της εξίσωσης (4.22) και επομένως να βρούμε μία θερμοκρασία T_s που θα πιάσει η σταγόνα καθώς εξατμίζεται (αγνοώντας μία μικρή απότομη αλλαγή θερμοκρασίας στην αρχή του φαινομένου).

Επομένως, δημιουργείται το ερώτημα πότε μπορούμε να αγνοήσουμε το δεξί μέλος της εξίσωσης (4.22). Για να απαντηθεί αυτό το ερώτημα θα πρέπει αρχικά να εισάγουμε κάποιες αδιάστατες μεταβλητές οι οποίες αναμένεται να είναι πρώτης τάξης (O1). [21] Πιο συγκεκριμένα :

- $T' = (T - T_\infty)/\Delta T$ όπου το ΔT είναι μία χαρακτηριστική διαφορά θερμοκρασίας.
- $c' = (c_s - c_\infty)/\Delta c$ όπου το Δc είναι κάποια χαρακτηριστική διαφορά συγκέντρωσης των υδρατμών.
- $d' = d/d_0$ όπου d_0 είναι η αρχική διάμετρος της σταγόνας.
- $t' = t/t_L$ όπου t_L είναι η διάρκεια ζωής της σταγόνας.

Εισάγοντας τις παραπάνω αδιάστατες μεταβλητές στην γενική εξίσωση (4.22) έχουμε :

$$(LD\Delta c)c' + (k_{air}\Delta T)T' = -\left(\frac{\rho_{drop}c_p\Delta T d_0^2}{12t_L}\right)(d')^2 \frac{dT'}{dt'} \quad (4.29)$$

Στην παραπάνω εξίσωση (4.29) οι όροι μέσα στις παρενθέσεις είναι σταθεροί συντελεστές, ενώ οι όροι απ' έξω θα είναι πρώτης τάξης (O1) επειδή είναι αδιάστατοι. Επομένως, το δεξί μέλος της παραπάνω παράστασης θα είναι αμελητέο αν η παρένθεση του δεξιού μέλους είναι πολύ μικρότερη από οποιαδήποτε παρένθεση του αριστερού μέλους. Έτσι, αν συγκρίνουμε την παρένθεση του δεξιού μέλους με την δεύτερη παρένθεση του αριστερού τότε έχουμε :

$$\frac{\rho_{drop} c_p \Delta T d_0^2}{12 t_L} \ll k_{air} \Delta T \quad (4.30)$$

ή πιο απλά

$$\frac{\rho_{drop} c_p d_0^2}{12 t_L k_{air}} \ll 1 \quad (4.31)$$

Για να ελέξουμε αν ικανοποιείται η ανισότητα (4.31) θα πρέπει πρώτα να υπολογίσουμε τη διάρκεια ζωής της σταγόνας t_L . Για το λόγο αυτό, θα υποθέσουμε αρχικά ότι η ανισότητα αυτή ικανοποιείται, ώστε να μπορέσει να ισχύσει η υπόθεση (5) της παραγράφου 3.6.2 .

Στη συνέχεια, υπολογίζουμε τη διάρκεια ζωής από τη σχέση (4.27), δηλαδή :

$$t_L = \frac{\rho_{drop} d_0^2}{8D(c_s - c_\infty)} \quad (4.32)$$

Επομένως, έχοντας υπολογίσει τη διάρκεια ζωής t_L για μία σταγόνα, αν αντικαταστήσουμε την εξίσωση (4.32) στην ανισότητα (4.31) παίρνουμε :

$$\frac{8c_p D(c_s - c_\infty)}{12k_{air}} \ll 1 \quad (4.33)$$

Η παραπάνω ανισότητα είναι το κριτήριο που μας επιτρέπει να θεωρήσουμε αμελητέο το δεξί μέλος της γενικής εξίσωσης (4.28) που εκφράζει πώς αλλάζει η θερμοκρασία μιας σταγόνας όταν εξατμίζεται. [21]

Στην πραγματικότητα, όπως αναφέραμε, η σταγόνα αρχικά θα υποστεί μια θερμοκρασιακή αλλαγή κατά την έναρξη του φαινομένου της εξάτμισης, όμως αν η αλλαγή αυτή είναι πολύ γρήγορη και απότομη η παραπάνω ανισότητα θα ισχύσει με αποτέλεσμα να μπορέσουμε να θεωρήσουμε ότι η σταγόνα πιάνει πολύ γρήγορα τη θερμοκρασία υγρού βολβού T_s και παραμένει σε αυτή καθόλη τη διάρκεια της εξάτμισης.

4.4 Διόρθωση των προηγούμενων εξισώσεων για πολύ μικρές σταγόνες

Στο κεφάλαιο 3 και συγκεκριμένα στην παράγραφο 3.6.2, κάναμε κάποιες υποθέσεις στις οποίες βασίστηκαν οι γενικές εξισώσεις που αναφέραμε στην ανάλυση που παρουσιάστηκε προηγουμένως στις ενότητες 4.2 και 4.3.

Παρόλα αυτά, είχαμε αναφέρει στην υπόθεση (4) ότι στην περίπτωση που έχουμε σταγόνες των οποίων η ακτίνα τους δεν είναι πολύ μεγαλύτερη από τη μέση ελεύθερη διαδρομή του ρευστού (στην περίπτωσή μας αέρας), τότε θα προστεθούν κάποιοι διορθωτικοί συντελεστές στις εξισώσεις που εξήχθησαν. Πιο συγκεκριμένα, οι διορθώσεις αυτές θα προσθέσουν κάποιους συντελεστές στις εξισώσεις που εκφράζουν το ρυθμό μεταφοράς μάζας και θερμότητας.

Έτσι λοιπόν, το 1970, ο Fuchs [19] παρουσίασε έναν διορθωτικό συντελεστή για το ρυθμό μεταφοράς μάζας και θερμότητας για σταγόνα της οποίας η ακτίνα δεν είναι πολύ μεγαλύτερη από τη μέση ελεύθερη διαδρομή του ρευστού (για αέρα σε κανονικές συνθήκες είναι $\lambda = 0.067\mu m$), δηλαδή :

$$C_m = C_T = \frac{1 + Kn}{1 + 1.71Kn + 1.33Kn^2} \quad (4.34)$$

Το Kn είναι ο αριθμός Knudsen και ορίζεται ως :

$$Kn = \frac{2\lambda}{d_{drop}} \quad (4.35)$$

όπου λ η μέση ελεύθερη διαδρομή του αέρα και d_{drop} είναι η διάμετρος της σταγόνας.

Εισάγοντας τις διορθώσεις αυτές στην εξίσωση (4.12), ο ρυθμός εξάτμισης μιας πολύ μικρής σταγόνας είναι :

$$\frac{d(d_{drop})}{dt} = - \frac{4C_m D(c_s - c_\infty)}{\rho_{drop} d_{drop}} \quad (4.36)$$

Ακόμα και στην περίπτωση όπου η θερμοκρασία της σταγόνας παραμένει σταθερή, τα πράγματα δεν είναι τόσο απλά όπως πριν. Με δεδομένο ότι ο συντελεστής C_m εξαρτάται από την διάμετρο της σταγόνας κάθε χρονική στιγμή, δεν είναι εφικτό μία απλή ολοκλήρωση όπως έγινε για την εξίσωση (4.26) προκειμένου να βγάλουμε μία αλγεβρική σχέση εξάρτησης της διαμέτρου με το χρόνο. Σε αυτήν την περίπτωση, απαιτείται η χρήση κάποιου υπολογιστικού προγράμματος (Matlab) με σκοπό να γίνει μία αριθμητική ολοκλήρωση προκειμένου να δούμε πως αλλάζει η διάμετρος της σταγόνας σε σχέση με το χρόνο.

Είναι εύκολο να συμπεράνουμε, ότι αγνοώντας το διορθωτικό συντελεστή, έχει ως αποτέλεσμα να υπερεκτιμήσουμε το ρυθμό εξάτμισης μιας σταγόνας (αφού $C_m < 1$). Επομένως, η πραγματική διάρκεια ζωής μιας τέτοιας σταγόνας θα είναι μεγαλύτερη και μάλιστα, όσο πιο μικρή είναι η αρχική της διάμετρος, τόσο πιο σημαντική καθίσταται η αξία του διορθωτικού συντελεστή. Από πειράματα που έχουν διεξαχθεί για σταγόνες διαμέτρου $1\mu m$ ή και μεγαλύτερες, η απόκλιση στο ρυθμό εξάτμισης μη κάνοντας χρήση του διορθωτικού συντελεστή είναι περίπου 10 – 15% ή και μικρότερη, επομένως μπορεί να αγνοηθεί η παραπάνω θεωρία για τέτοιες σταγόνες.

Παρόμοιες διορθώσεις πρέπει να γίνουν και για την περίπτωση της μεταφοράς θερμότητας. Επομένως, η γενική εξίσωση (4.22) που περιγράφει πως αλλάζει η θερμοκρασία μιας σταγόνας κατά την εξάτμισή της μετασχηματίζεται :

$$-LDC_m(c_s - c_\infty) - k_{air}C_T(T_s - T_\infty) = \frac{dT}{dt}\rho_{drop}c_p\frac{d^2_{drop}}{12} \quad (4.37)$$

Όπως αναφέραμε πριν, οι διορθωτικοί συντελεστές C_m, C_T δίνονται από την εξίσωση (4.34). Στην πραγματικότητα δεν είναι ίσοι αλλά καθορίζονται από έναν άλλον συντελεστή που εκφράζει την θερμική και μαζική συσσώρευση. Στη μελέτη μας όμως όπως και για πολλές άλλες περιπτώσεις, είναι αποδεκτό να θεωρήσουμε ότι τα C_m, C_T δίνονται από την ίδια σχέση.

Κεφάλαιο 5

Αποτελέσματα

Έχοντας πλέον εξάγει τις εξισώσεις που περιγράφουν την κίνηση μιας σταγόνας καθώς επίσης και το ρυθμό εξάτμισής της, μπορούμε να εφαρμόσουμε τις παραπάνω εξισώσεις για κάποιες πτητικές ουσίες που προκύπτουν από τις εκπομπές καυσαερίων των αεροσκαφών. Αυτό, θα μας βοηθήσει να καταλάβουμε πως επηρεάζεται η ταχύτητα μιας σταγόνας καθώς αυτή εισέρχεται στο αναπνευστικό σύστημα κατά την εισπνοή. Επίσης, το πιο ενδιαφέρον και σημαντικό κομμάτι της μελέτης αυτής είναι το χρονικό διάστημα που παραμένει μία σταγόνα στον ανθρώπινο οργανισμό και κατά πόσο βαθιά μπορεί να εισχωρήσει στο αναπνευστικό σύστημα πρωτού εξατμιστεί πλήρως.

Από την ανάλυση που έγινε στο κεφάλαιο 2 σχετικά με τις εκπομπές καυσαερίων των αεροσκαφών, προέκυψε ότι πέρα από τους αέριους ρύπους, υπάρχουν και κάποιες πτητικές ουσίες (κυρίως υδρογονάνθρακες) οι οποίες εκπέμπονται. Γενικά, αξίζει να σημειωθεί ότι από πειράματα έχουν καταγραφεί 14 διαφορετικά είδη υδρογονανθράκων που παράγονται από τις μηχανές των αεροσκαφών. [12]

Στη μελέτη μας, επιλέχθηκαν 3 αρκετά σημαντικοί για την υγεία υδρογονάνθρακες, δύο εκ των οποίων αρκετά πτητικοί και ένας λιγότερο πτητικός. Οι υδρογονάνθρακες που επιλέχθηκαν είναι οι εξής :

- **Βενζόλιο**, το οποίο έχει σημείο βρασμού $80\text{ }^{\circ}\text{C}$
- **Εξάνιο**, το οποίο έχει σημείο βρασμού $68\text{ }^{\circ}\text{C}$
- **Αιθυλοβενζόλιο**, το οποίο έχει σημείο βρασμού $136\text{ }^{\circ}\text{C}$

Με δεδομένο ότι στο αεροδρόμιο έχουμε μία θερμοκρασία περιβάλλοντος $T = 15\text{ }^{\circ}\text{C}$ και ότι κατά την έξοδό τους από το αεροσκάφος οι σταγόνες πίνουν κατευθείαν την θερμοκρασία περιβάλλοντος, παρουσιάζεται ο παρακάτω πίνακας ο οποίος περιέχει κάποια στοιχεία των τριών αυτών ουσιών για την παραπάνω θερμοκρασία. Οι τιμές αυτές θα χρησιμοποιηθούν στη συνέχεια στους παρακάτω υπολογισμούς.

Πίνακας 5.1: Θερμοφυσικές ιδιότητες για κάθε ουσία

Δεδομένα [μονάδες μέτρησης]	Βενζόλιο	Εξάνιο	Αιθυλοβενζόλιο
Μοριακό βάρος $[g/mol]$	78	86.2	106.2
Συντελεστής διάχυσης $D [cm^2/s]$	0.088	0.07	0.075
Πυκνότητα $\rho_{drop} [kg/m^3]$	884	664	863
Ειδική θερμότητα $c_p [kJ/kgK]$	1.74	2.26	1.7
Δυναμικό ιξώδες $\mu [kg/ms]$	$71 \cdot 10^{-5}$	$34 \cdot 10^{-5}$	$65 \cdot 10^{-5}$
Λανθάνουσα θερμότητα $L [kJ/mol]$	31	28.7	35.66
Τάση ατμών ($T=15\text{ }^{\circ}\text{C}$) $[kPa]$	7.83	12.5	1.13

Για τους υπολογισμούς που ακολουθούν, έχουμε τις θερμοφυσικές ιδιότητες για κάθε στοιχείο στον παραπάνω πίνακα και επιπλέον θεωρούμε ότι η συγκέντρωση μέσα στον ανθρώπινο οργανισμό είναι $c_{\infty} = 0$. Επίσης, οι παρακάτω υπολογισμοί θα γίνουν για πτητικές σταγόνες με αρχική διάμετρο $d_o = 1\mu m$ που εισέρχονται στον ανθρώπινο οργανισμό σε θερμοκρασία $T_{\infty} = 37\text{ }^{\circ}\text{C}$.

5.1 Διάρκεια ζωής και θερμοκρασία υγρού βολβού κάθε σταγόνας

5.1.1 Υπολογισμοί για σταγόνα Βενζολίου

Αρχικά, το πρώτο πράγμα που θα πρέπει να κάνουμε στον υπολογισμό μας, είναι να ελέγξουμε αν οι παραπάνω ουσίες ικανοποιούν την ανισότητα (4.33) η οποία θα μας επιτρέψει να θεωρήσουμε ότι η σταγόνα παραμένει σταθερή στη θερμοκρασία υγρού βολβού T_s κατά την διάρκεια της εξάτμισης.

Έτσι, για μία σταγόνα **βενζολίου**, θα υπολογίσουμε αρχικά τη θερμοκρασία υγρού βολβού T_s και στη συνέχεια θα ελέγξουμε αν όντως η σταγόνα παραμένει σταθερή σε αυτή τη θερμοκρασία κατά την εξάτμισή της. Επομένως, από την σχέση (4.23) έχουμε :

$$-LD(c_s - c_{\infty}) - k_{air}(T_s - T_{\infty}) = 0 \quad (5.1)$$

Ο μόνος μας άγνωστος στην εξίσωση (5.1) είναι η τελική θερμοκρασία T_s που θα πιάσει η σταγόνα όταν εισέλθει στον ανθρώπινο οργανισμό. Αν παρατηρήσουμε καλά, η θερμοκρασία αυτή κρύβεται και μέσα στη συγκέντρωση c_s . Βέβαια, επειδή η λαθάνουσα θερμότητα L είναι σε μονάδες $[kJ/mol]$ θα χρησιμοποιήσουμε τη γραμμομοριακή συγκέντρωση C_s από τον τύπο 3.23 προκειμένου να είμαστε σωστοί στις μονάδες μέτρησης κατά την αντικατάσταση. Επομένως,

$$C_s = \frac{P_s}{RT} \quad (5.2)$$

Αν θέσουμε την εξίσωση (5.1) ίση με ένα σφάλμα ε , ξεκινώντας από μία αρχική θερμοκρασία $T_s = 15 \text{ }^\circ\text{C}$ (θερμοκρασία αεροδρομίου) για τη σταγόνα και κάνοντας αντικατάσταση όπου c_c το C_s , τότε με τη μέθοδο δοκιμή και σφάλμα θα καταλήξουμε σε μία τελική θερμοκρασία T_s όταν το $\varepsilon \approx 0$. Επίσης, έχοντας ότι $c_\infty = 0$ και σύμφωνα με όλα τα παραπάνω, η σχέση (5.1) μετασχηματίζεται :

$$\varepsilon = \left| -LD \frac{P_s}{RT} - k_{air}(T_s - T_\infty) \right| \quad (5.3)$$

όπου $k_{air} = 0.026 \left[\frac{W}{mK} \right]$ είναι η θερμική αγωγιμότητα του αέρα και $T_\infty = 37 \text{ }^\circ\text{C}$ είναι η μέση θερμοκρασία που έχει ένας άνθρωπος.

Εισάγοντας την παραπάνω εξίσωση σε ένα υπολογιστικό εργαλείο (Matlab), ξεκινάμε να υπολογίζουμε για κάθε επανάληψη το ε μειώνοντας (ή αυξάνοντας για την περίπτωση ενός λιγότερου πτητικού) συνεχώς την αρχική θερμοκρασία $T_s = 15 \text{ }^\circ\text{C}$ μέχρι το ε να είναι κοντά στο 0. Σε κάθε επανάληψη, η τάση ατμών P_s είτε λαμβάνεται από βιβλιογραφικούς πίνακες είτε υπολογίζεται εύκολα από την απλή εξίσωση του Antoine :

$$\log_{10} P_s = A - \frac{B}{C + T_s} \quad (5.4)$$

όπου A,B,C είναι σταθερές, διαφορετικές για κάθε ουσία και T_s η θερμοκρασία της σταγόνας σε Κελσίου, ενώ η τάση ατμών που υπολογίζουμε είναι σε bar.

Για το βενζόλιο έχουμε : A=3.985, B=1184, C=217.6

Τα αποτελέσματα που εξήχθησαν από το Matlab για σταγόνα βενζολίου σχετικά με την τάση ατμών του για κάθε δεδομένη θερμοκρασία , παρουσιάζονται στον παρακάτω πίνακα.

Πίνακας 5.2: Αποτελέσματα Matlab για το Βενζόλιο

Βενζόλιο		
Θερμοκρασία T_s [$^\circ\text{C}$]	Τάση ατμών P_s [kPa]	Απόκλιση ε
15	7.83	0.32
13	7,1	0.19
12	6,72	0.12
10	6,06	0.00062

Παρατηρούμε, ότι το βενζόλιο που αρχικά ήταν σε θερμοκρασία περιβάλλοντος ($15\text{ }^{\circ}\text{C}$), όταν εισήλθε στον ανθρώπινο οργανισμό, υπέστη μία θερμοκρασιακή αλλαγή ($10\text{ }^{\circ}\text{C}$). Το αποτέλεσμα είναι λογικό μιας και το βενζόλιο όπως αναφέραμε στην αρχή είναι αρκετά πτητικό με αποτέλεσμα να “κρυώνει” αισθητά σε σχέση με την θερμοκρασία που έχει το ανθρώπινο σώμα.

Γνωρίζοντας πλέον τη θερμοκρασία $T_s = 10\text{ }^{\circ}\text{C}$ που θα “πιάσει” το βενζόλιο μέσα στον ανθρώπινο οργανισμό, θα πρέπει να ελέγξουμε αν η θερμοκρασιακή αλλαγή αυτή έγινε απότομα και επομένως, αν μπορούμε να θεωρήσουμε ότι το βενζόλιο διατηρεί αυτή τη θερμοκρασία σταθερή κατά την εξάτμισή του μέσα στον ανθρώπινο οργανισμό.

Για να μπορέσουμε να θεωρήσουμε ότι η σταγόνα βενζολίου παραμένει σταθερή στους $T_s = 10\text{ }^{\circ}\text{C}$ θα πρέπει να ισχύει η ανισότητα (4.33). Πριν όμως υπολογίσουμε την ανισότητα, πρέπει να βρούμε την συγκέντρωση c_s για θερμοκρασία $T_s = 10\text{ }^{\circ}\text{C}$. Έτσι, από τη σχέση (3.24) έχουμε :

$$c_s = \frac{P_s M_r}{RT} \Rightarrow c_s = \frac{6.06 [kPa] \cdot 78 [g/mol]}{8.314 [\frac{J}{mol K}] \cdot 283 [K]} \Rightarrow c_s = 0.2 \quad [\frac{kg}{m^3}] \quad (5.5)$$

Επιστρέφοντας στην ανισότητα (4.33), διαπιστώνεται εύκολα ότι ικανοποιείται και επομένως μπορούμε να θεωρήσουμε ότι η θερμοκρασία της σταγόνας παραμένει σταθερή καθόλη τη διάρκεια της εξάτμισής της, αφού :

$$\frac{8c_p D(c_s - c_{\infty})}{12k_{air}} \ll 1 \Rightarrow \frac{8 \cdot 1.74 \cdot 10^3 [\frac{J}{kg K}] \cdot 0.088 \cdot 10^{-4} [\frac{m^2}{s}] \cdot 0.2 [\frac{kg}{m^3}]}{12 \cdot 0.026 [\frac{W}{m K}]} \Rightarrow$$

$$0.078 \ll 1 \quad (5.6)$$

Η διάρκεια ζωής μιας σταγόνας διαμέτρου $d_0 = 1\mu m$ όταν εισέλθει στον ανθρώπινο οργανισμό δίνεται από την εξίσωση (4.27) όπως περιγράφηκε στο κεφάλαιο 4, οπότε :

$$t_L = \frac{\rho_{drop} d_0^2}{8D(c_s - c_\infty)} \Rightarrow t_L = \frac{884 \left[\frac{kg}{m^3}\right] \cdot 10^{-12} [m^2]}{8 \cdot 0.088 \cdot 10^{-4} \left[\frac{m^2}{s}\right] \cdot 0.2 \left[\frac{kg}{m^3}\right]} \Rightarrow$$

$$t_L = 6.28 \cdot 10^{-5} [sec]$$

Παρατηρούμε ότι η σταγόνα βενζολίου εξατμίζεται πάρα πολύ γρήγορα, αποτέλεσμα λογικό αν αναλογιστούμε ότι αναφερόμαστε σε σταγόνα με διάμετρο μόλις $1\mu m$ αλλά και σε ουσία αρκετά πτητική.

5.1.2 Υπολογισμοί για σταγόνα Εξάνιου

Στην αρχή του κεφαλαίου, αναφέραμε ότι το εξάνιο έχει λίγο χαμηλότερο σημείο βρασμού απ'ότι το βενζόλιο. Επομένως περιμένουμε να έχει μία παρόμοια συμπεριφορά, δηλαδή να υποστεί μία απότομη θερμοκρασιακή αλλαγή (μεγαλύτερη όμως αφού είναι πιο πτητικό) και επιπλέον η διάρκεια ζωής του θα είναι μικρότερη.

Ακολουθώντας την ίδια υπολογιστική διαδικασία που περιγράφηκε στην προηγούμενη παράγραφο, τα αποτελέσματα που πήραμε από το Matlab σχετικά με την μείωση της αρχικής του θερμοκρασίας καθώς εξατμίζεται, παρουσιάζονται στον παρακάτω πίνακα.

Πίνακας 5.3: Αποτελέσματα Matlab για το Εξάνιο

Εξάνιο		
Θερμοκρασία T_s [$^{\circ}C$]	Τάση ατμών P_s [kPa]	Απόκλιση ε
15	12,5	0,56
10	10	0.15
8	9.2	0.037
7.5	8.97	0.0057
7	8.75	0.025

Επομένως $T_s = 7.5^{\circ}C$, αφού βλέπουμε ότι μειώνοντας περαιτέρω τη θερμοκρασία το σφάλμα ξαναμεγαλώνει. Παρατηρούμε ότι το εξάνιο λόγω της μεγαλύτερης πτητικότητας του μειώνει την αρχική του θερμοκρασία περισσότερο σε σχέση με το βενζόλιο.

Το επόμενο βήμα όπως και πριν, είναι να ελέγξουμε αν η θερμοκρασιακή αυτή αλλαγή ήταν απότομη και αν μπορούμε να θεωρήσουμε ότι καθώς η σταγόνα εξατμίζεται, διατηρεί αυτήν την θερμοκρασία ($T_s = 7.5 \text{ }^\circ\text{C}$). Οπότε, ελέγχουμε αν ικανοποιείται η ανίσωση 4.33 αφού πρώτα βρούμε τη συγκέντρωση c_s . Η συγκέντρωση c_s για θερμοκρασία $T_s = 7.5 \text{ }^\circ\text{C}$ και τάση ατμών $P_s = 8.97 \text{ kPa}$ δίνεται από τη σχέση (3.24) :

$$c_s = \frac{P_s M_r}{RT} \Rightarrow c_s = 0.33 \left[\frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \right]$$

Έτσι, από την ανίσωση 4.33 κάνοντας τους υπολογισμούς προκύπτει ότι :

$$\frac{8c_p D(c_s - c_\infty)}{12k_{air}} \ll 1 \Rightarrow 0.13 \ll 1$$

Πλέον, η τελική θερμοκρασία της σταγόνας εξανίου είναι $T_s = 7.5 \text{ }^\circ\text{C}$ και επίσης, θα παραμένει σταθερή καθόλη τη διάρκεια της εξάτμισής της.

Υπολογίζοντας την διάρκεια ζωής αυτής της σταγόνας ($d_0 = 1 \mu\text{m}$) σύμφωνα με την εξίσωση (4.27) καταλήγουμε ότι :

$$t_L = \frac{\rho_{drop} d_0^2}{8D(c_s - c_\infty)} \Rightarrow t_L = 3.6 \cdot 10^{-5} [\text{sec}]$$

Το αποτέλεσμα που προέκυψε είναι λογικό και αναμενόμενο, αφού η σταγόνα εξανίου είναι πιο πτητική και επομένως θα εξατμιστεί πιο γρήγορα απ' ότι η σταγόνα βενζολίου.

5.1.3 Υπολογισμοί για σταγόνα Αιθυλοβενζολίου

Από τις 3 ουσίες που αναφέρθηκαν στην αρχή του κεφαλαίου, το αιθυλοβενζόλιο είναι το λιγότερο πτητικό και μάλιστα με σημείο βρασμού αρκετά μεγαλύτερο από τις άλλες δύο ουσίες. Επομένως, περιμένουμε να δούμε μια συμπεριφορά διαφορετική συγκριτικά με τις άλλες δύο σταγόνες.

Πιο συγκεκριμένα, λόγω της χαμηλότερης πτητικότητάς του, αναμένουμε μεγαλύτερη διάρκεια ζωής καθώς επίσης η τελική θερμοκρασία της σταγόνας θα απέχει πολύ λιγότερο από τη θερμοκρασία σώματος ενός ανθρώπου ($T_\infty = 37 \text{ }^\circ\text{C}$) συγκριτικά με τις δύο προηγούμενες ουσίες.

Στην περίπτωση του αιθυλοβενζολίου, είναι λογικό να ανέβει η αρχική του θερμοκρασία ($T_s = 15 \text{ }^\circ\text{C}$) λόγω της μικρότερης πτητικότητάς του. Εισάγοντας ξανά τις εξισώσεις 5.4 και 5.3 στο Matlab, βρίσκουμε την τελική θερμοκρασία (υγρού βολβού) που θα πιάσει το αιθυλοβενζόλιο.

Πίνακας 5.4: Αποτελέσματα Matlab για το Αιθυλοβενζόλιο

Βενζόλιο		
Θερμοκρασία T_s [$^\circ\text{C}$]	Τάση ατμών P_s [kPa]	Απόκλιση ε
15	0,68	0.496
13	0,6	0.55
20	0,92	0.34
25	1,24	0.18
30	1,65	0.0068
31	1,74	0.028

Βλέπουμε ότι αν μειώσουμε την αρχική θερμοκρασία ($T_s = 15 \text{ }^\circ\text{C}$) οδηγούμαστε σε μεγαλύτερο σφάλμα ε . Επομένως, θα πρέπει να αυξήσουμε την θερμοκρασία πάνω από την αρχική, γεγονός απόλυτα λογικό όπως εξηγήθηκε προηγουμένως.

Επομένως, το αιθυλοβενζόλιο αυξάνει την αρχική του θερμοκρασία στους $T_s = 30 \text{ }^\circ\text{C}$ και τάση ατμών $P_s = 1,65 \text{ kPa}$. Σε αυτές τις συνθήκες, θα υπολογίσουμε την συγκέντρωση c_s , επομένως :

$$c_s = \frac{P_s M_r}{RT} \Rightarrow c_s = 0.07 \left[\frac{kg}{m^3} \right]$$

Ελέγχοντας από τη σχέση (4.33), αν το αιθυλοβενζόλιο θα παραμείνει σε σταθερή θερμοκρασία $T_s = 30 \text{ }^\circ\text{C}$ κατά την εξάτμισή του προκύπτει :

$$\frac{8c_p D(c_s - c_\infty)}{12k_{air}} \ll 1 \Rightarrow 0.023 \ll 1$$

Υπολογίζοντας και το συνολικό χρόνο ζωής μέχρι τη πλήρη εξάτμιση της σταγόνας βρίσκουμε :

$$t_L = \frac{\rho_{drop} d_0^2}{8D(c_s - c_\infty)} \Rightarrow t_L = 20 \cdot 10^{-5} [sec]$$

Παρατηρούμε ότι η διάρκεια ζωής μιας σταγόνας αιθυλοβενζολίου είναι περίπου τρεις φορές μεγαλύτερη συγκριτικά με τη σταγόνα βενζολίου.

5.2 Ταχύτητες

Στην ενότητα 4.1 εξάγαμε τη γενική εξίσωση που εκφράζει την ταχύτητα μιας σταγόνας εντός ρευστού. Η εξίσωση αυτή δίνεται από τη σχέση (4.6) :

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_{fluid}(1 - e^{-at}) \quad (5.7)$$

όπου το a δίνεται από τη σχέση :

$$a = \frac{18\mu}{\rho d_{drop}^2 C_c} \quad (5.8)$$

Αν παρατηρήσουμε προσεκτικά, θα διαπιστώσουμε ότι η ταχύτητα ενός σωματιδίου εξαρτάται κατά κύριο λόγο από την διάμετρό του καθώς επίσης και από το χρόνο t . Πιο συγκεκριμένα, η ταχύτητα \mathbf{v} δεν επηρεάζεται πολύ από τις θερμοφυσικές ιδιότητες μιας σταγόνας ή από τη σύστασή της.

Έτσι λοιπόν, στη δικιά μας περίπτωση όπου αναφερόμαστε σε πολύ μικρές σταγόνες, είναι εύλογο να θεωρήσουμε ότι λόγω των μικρών διαμέτρων και οι τρεις σταγόνες πίνουν πολύ γρήγορα την ταχύτητα του ρευστού (αέρα).

Επιπλέον, από τα αποτελέσματα που εξήχθησαν και αφορούν τη διάρκεια ζωής των τριών ουσιών, λόγω της πολύ γρήγορης χρονικά εξάτμισής τους, αναμένεται η ταχύτητά τους να είναι ίδια με αυτή του αέρα. Τα παραπάνω αποδεικνύονται εύκολα και αριθμητικά παρακάτω.

Από πειράματα που έχουν διεξαχθεί, έχει παρατηρηθεί ότι μία μέση ογκομετρική παροχή κατά την εισπνοή είναι [5]:

$$Q_0 = 250 \left[\frac{cm^3}{s} \right]$$

Σύμφωνα με το μοντέλο Finlay για τις διαστάσεις κάθε γενιάς, μπορούμε να υπολογίσουμε σε κάθε γενιά την διάμετρό της αλλά και το μήκος. Έτσι, στην τραχεία ($k=0$) βλέπουμε από το Σχήμα 3.6 ότι : $d = 1.81cm$

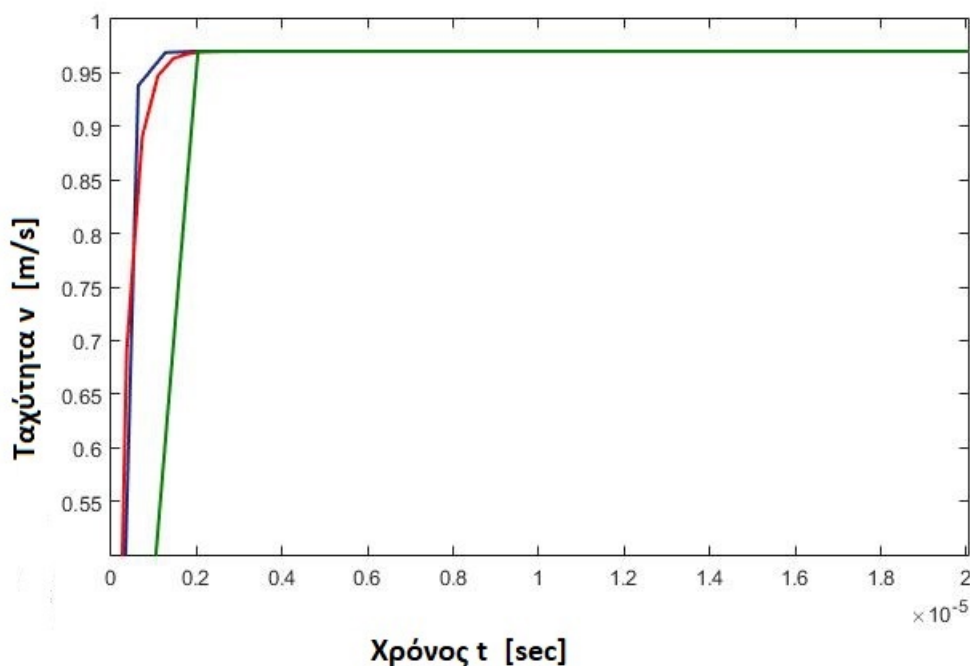
Επομένως, η ταχύτητα του αέρα κατά την εισπνοή δίνεται από την σχέση (3.16) :

$$\mathbf{v}_{fluid} = \frac{Q_0}{A_k} \Rightarrow \mathbf{v}_{fluid} = \frac{250 [cm^3/s]}{\frac{\pi \cdot 1.81^2 [cm^2]}{4}}$$

$$\mathbf{v}_{fluid} = 0.97 \left[\frac{m}{s} \right]$$

Γνωρίζοντας την ταχύτητα του αέρα που εισέρχεται στον ανθρώπινο οργανισμό κατά την εισπνοή, μπορούμε να δούμε το προφίλ ταχυτήτων και για τις τρεις ουσίες από την εξίσωση (5.7) αν αντικαταστήσουμε όπου t την διάρκεια ζωής t_L για κάθε ουσία.

Εισάγοντας την εξίσωση (5.7) για κάθε ουσία στο Matlab , παίρνουμε το εξής διάγραμμα ταχυτήτων.



Σχήμα 5.1: Προφίλ ταχυτήτων

Παρατηρούμε ότι και οι 3 σταγόνες πίνουν σχεδόν ακαριαία την ταχύτητα του αέρα $v_{fluid} = 0.97 \left[\frac{m}{s} \right]$ και λόγω της μικρής διάρκειας ζωής τους, δεν προλαβαίνει να μειωθεί αισθητά η ταχύτητα. Επομένως, είναι λογικό και αναμενόμενο να θεωρήσουμε ότι και οι τρεις σταγόνες κινούνται με την ταχύτητα του αέρα.

Το παραπάνω διάγραμμα, είναι η επιβεβαίωση στην εξίσωση ταχύτητας που διατυπώθηκε στην ενότητα 4.1 αλλά και στο συμπέρασμα που αναφέρθηκε, πως για τόσο μικρά σωματίδια, θεωρούμε ότι πολύ γρήγορα πίνουν την ταχύτητα του ρευστού στο οποίο κινούνται και εξακολουθούν να την διατηρούν μέχρι και την πλήρη εξάτμισή τους.

5.3 Ρυθμός εξάτμισης

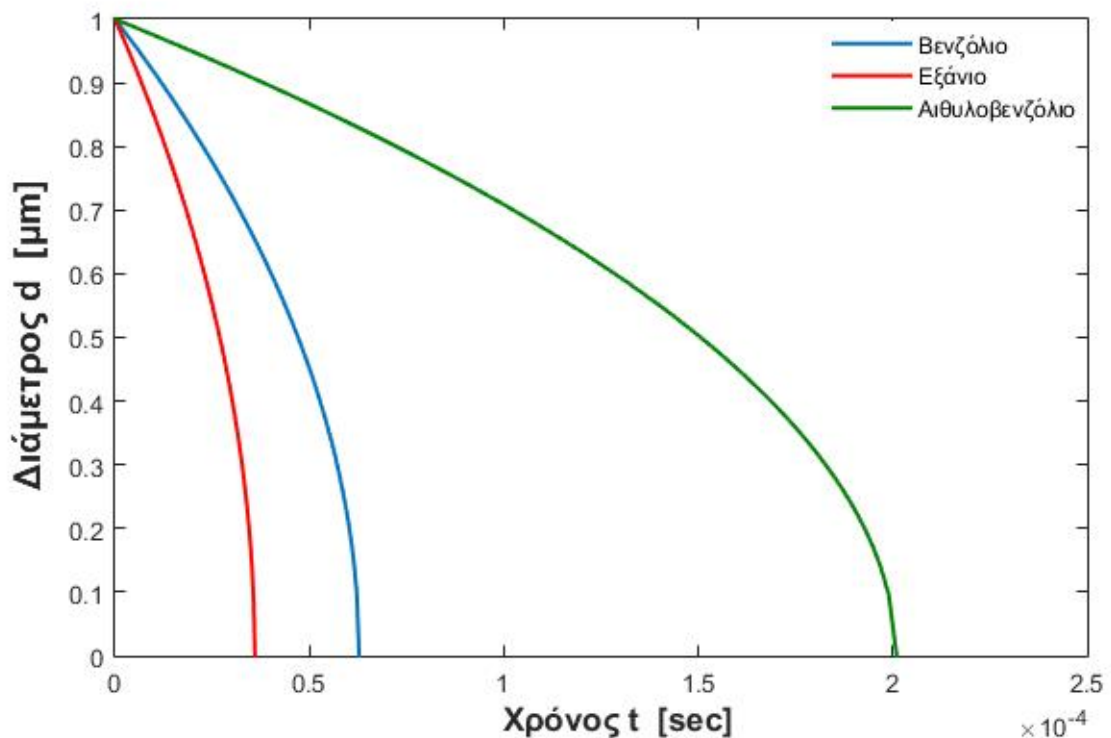
5.3.1 Ρυθμός εξάτμισης για μεγάλες σταγόνες

Στο κεφάλαιο 4 και συγκεκριμένα στην παράγραφο 4.3.1 απλοποιήσαμε την γενική εξίσωση (4.12) που περιγράφει το ρυθμό εξάτμισης μιας σταγόνας για την περίπτωση όπου η θερμοκρασία της παραμένει σταθερή. Πιο συγκεκριμένα, καταλήξαμε σε μία σχέση που εκφράζει πώς αλλάζει η διάμετρος της σταγόνας συναρτήσει του χρόνου και δίνεται από τη σχέση (4.26) :

$$d_{drop}^2 = d_0^2 - \frac{8D(c_s - c_\infty)}{\rho_{drop}}t \quad (5.9)$$

Πλέον, οι συγκεντρώσεις c_s είναι γνωστές και για τις 3 ουσίες μας από τον υπολογισμό που έγινε στην ενότητα 5.1, ενώ η αρχική διάμετρος και για τις τρεις ουσίες είναι $d_0 = 1\mu m$. Επιπλέον, έχουμε υπολογίσει τις θερμοκρασίες υγρού βολβού T_s που έχουν πιάσει οι σταγόνες για κάθε ουσία, καθώς επίσης έχει αποδειχθεί ότι θα παραμείνουν σταθερές καθόλη τη διάρκεια της εξάτμισής του.

Σύμφωνα λοιπόν με τα παραπάνω, είναι αποδεκτό να εισάγουμε τα δεδομένα αυτά σε ένα υπολογιστικό εργαλείο (Matlab), για χρόνους από την αρχή που εισέρχεται η σταγόνα στο αναπνευστικό σύστημα ($t = 0 \text{ sec}$) μέχρι την πλήρη εξάτμισή της (t_L), και με βάση την εξίσωση (5.9) θα προκύψει το προφίλ εξάτμισης για κάθε σταγόνα.



Σχήμα 5.2: Προφίλ εξάτμισης των τριών ουσιών

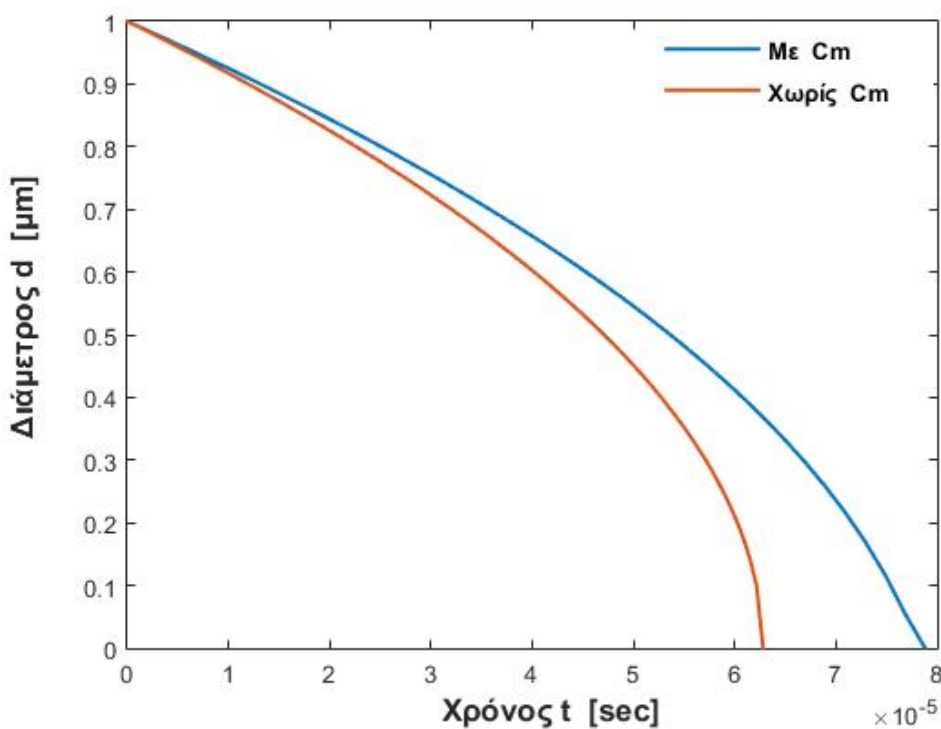
Όπως ήταν αναμενόμενο, ο ρυθμός εξάτμισης του βενζολίου και του εξανίου είναι πιο γρήγορος και πιο απότομος απ'ότι του αιθυλοβενζολίου λόγω της μεγαλύτερης πτητικότητας των δύο αυτών στοιχείων.

Οι παραπάνω υπολογισμοί έγιναν χωρίς τη χρήση του διορθωτικού συντελεστή C_m αφού η διάμετρος των σταγόνων ($d_0 = 1\mu m$) είναι στα πλαίσια όπου μπορεί να αγνοηθεί. Η σημασία του διορθωτικού συντελεστή και το κατά πόσο επηρεάζει τα αποτελέσματα, θα εξεταστεί στην παράγραφο που ακολουθεί.

5.3.2 Η σημασία του διορθωτικού συντελεστή C_m στο ρυθμό εξάτμισης

Οι προηγούμενοι υπολογισμοί που έγιναν για τον ρυθμό εξάτμισης των τριών ουσιών, προέκυψαν χρησιμοποιώντας την εξίσωση (4.26), η οποία όμως αφορά σταγόνες με διαμέτρους τουλάχιστον $1\mu m$. Τι γίνεται όμως στην περίπτωση όπου έχουμε σωματίδια με διαμέτρους $d_{drop} = 0.1\mu m$ ή και μικρότερες ;

Αρχικά, θα εξετάσουμε την περίπτωση σταγόνας **βενζολίου** διαμέτρου $d_0 = 1\mu m$ με χρήση του διορθωτικού συντελεστή και θα συγκρίνουμε το ρυθμό εξάτμισης που θα προκύψει με το αποτέλεσμα που εξήχθη στην προηγούμενη παράγραφο. Η εξίσωση (4.36), εκφράζει τον ρυθμό εξάτμισης μιας σταγόνας λαμβάνοντας υπόψιν τον διορθωτικό συντελεστή. Εισάγοντας την εξίσωση αυτή στο Matlab και κάνοντας αριθμητική ολοκλήρωση, παίρνουμε το εξής αποτέλεσμα.



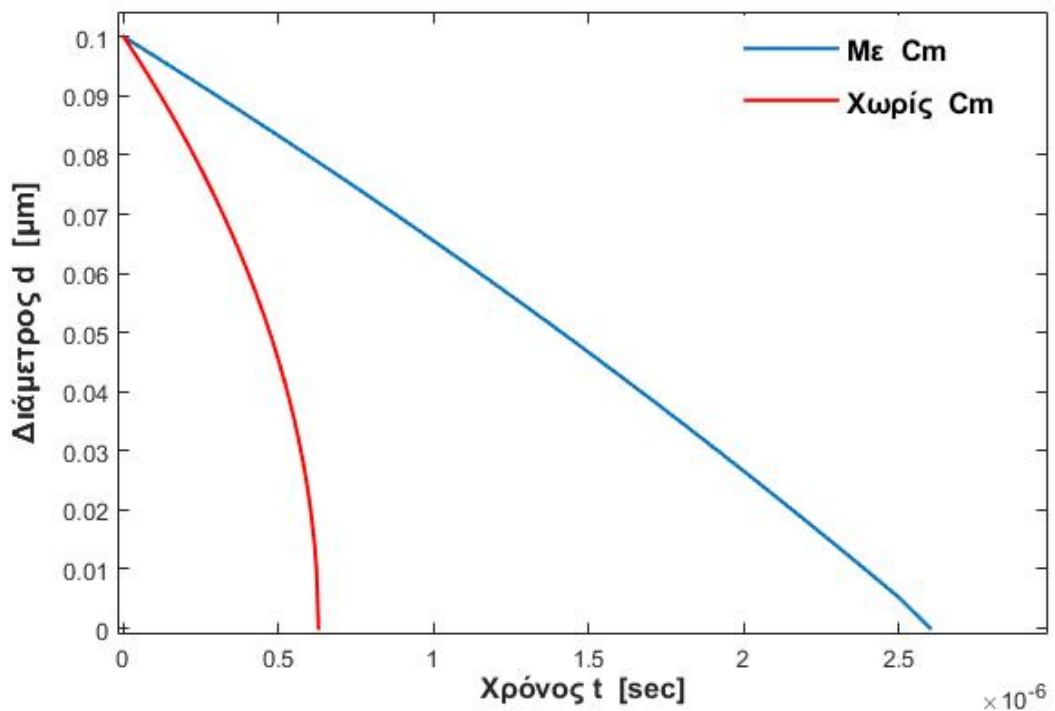
Σχήμα 5.3: Ρυθμός εξάτμισης σταγόνας βανζολίου ($d_0 = 1\mu m$) με και χωρίς διορθωτικό συντελεστή

Ο μόνος μας άγνωστος στην εξίσωση (4.36) είναι ο διορθωτικός συντελεστής C_m , η τιμή του οποίου αλλάζει σε κάθε χρονική στιγμή και καθορίζεται από την “στιγμιαία διάμετρο” της σταγόνας, γι’ αυτό και απαιτείται η χρήση κάποιου υπολογιστικού προγράμματος. Τα υπόλοιπα στοιχεία της εξίσωσης είναι ίδια με αυτά που υπολογίστηκαν στην παράγραφο 5.1.1.

Από το Σχήμα 5.3 παρατηρούμε ότι με τη χρήση διορθωτικού συντελεστή έχουμε κάποια “παράταση” στη διάρκεια ζωής της σταγόνας βενζολίου ακόμα και για την περίπτωση όπου η διάμετρος είναι $1\mu m$. Η πορτοκαλί καμπύλη, είναι η ίδια καμπύλη που είχαμε υπολογίσει προηγουμένως αγνοώντας τον διορθωτικό συντελεστή C_m ενώ η μπλε είναι αυτή που προέκυψε από την εξίσωση (4.36). Η απόκλιση αυτή δεν είναι πάρα πολύ μεγάλη αλλά είναι αισθητή. Επομένως, για σταγόνες μικρότερες από $1\mu m$ αναμένουμε αρκετά μεγαλύτερες αποκλίσεις.

Πάμε να εξετάσουμε την σημασία του διορθωτικού συντελεστή για σταγόνα **βενζολίου** αλλά αρχικής διαμέτρου $d_0 = 0.1\mu m$. Αγνοώντας αρχικά τον διορθωτικό συντελεστή, μπορούμε να υπολογίσουμε από την εξίσωση (4.27) τη διάρκεια ζωής της σταγόνας, δεδομένου ότι μόνο η διάμετρος έχει αλλάξει σε σχέση με τον υπολογισμό που έγινε στην παράγραφο 5.1.1. Έτσι, για σταγόνα βενζολίου διαμέτρου $d_0 = 0.1\mu m$ η διάρκεια ζωής είναι :

$$t_L = \frac{\rho_{drop} d_0^2}{8D(c_s - c_\infty)} \Rightarrow t_L = 6.28 \cdot 10^{-7} \text{ [sec]}$$



Σχήμα 5.4: Ρυθμός εξάτμισης σταγόνας βανζολίου ($d_0 = 0.1\mu m$) με και χωρίς διορθωτικό συντελεστή

Επομένως, έχοντας υπολογίσει την διάρκεια ζωής t_L , βάζουμε στο Matlab την εξίσωση (4.26) η οποία αγνοεί την επίδραση του διορθωτικού συντελεστή και παίρνουμε την κόκκινη καμπύλη που φαίνεται στο Σχήμα 5.4.

Όμως, αν λάβουμε υπόψιν την επίδραση που έχει ο διορθωτικός συντελεστής σε σταγόνες τόσο μικρού μεγέθους, τα πράγματα είναι διαφορετικά σε σχέση με πριν. Πιο συγκεκριμένα, ακολουθώντας την ίδια διαδικασία που έγινε στην περίπτωση της σταγόνας $1\mu m$, τότε από το Matlab παίρνουμε την μπλε καμπύλη που εκφράζει το ρυθμό εξάτμισης σταγόνας βενζολίου $0.1\mu m$ με την χρήση του διορθωτικού συντελεστή. Τώρα, η απόκλιση στη διάρκεια ζωής έχει μεγαλώσει πάρα πολύ, και μάλιστα, το ενδιαφέρον είναι ότι ο ρυθμός εξάτμισης έχει σχεδόν μία γραμμική συμπεριφορά και δεν είναι τόσο απότομος όπως στην άλλη περίπτωση.

Γενικά, οι πτητικές σταγόνες που προκύπτουν από τους αεροπορικούς ρύπους είναι ως επί το πλείστον της τάξης των $0.1\mu m$. Επομένως, είναι σημαντικό να λαμβάνουμε υπόψιν μας στους υπολογισμούς τον διορθωτικό συντελεστή, αφού όπως παρουσιάστηκε πριν αυξάνει την πραγματική διάρκεια ζωής της σταγόνας κατά τέσσερις φορές. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα η σταγόνα να διεισδύει πιο βαθιά στο αναπνευστικό σύστημα, αυξάνοντας την πιθανότητα να προκαλέσει σοβαρά προβλήματα υγείας.

Κεφάλαιο 6

Συμπεράσματα - Μελλοντικοί στόχοι

6.1 Συμπεράσματα

Στην παρούσα διπλωματική εργασία έγινε μία λεπτομερής παρουσίαση στις εκπομπές καυσαερίων των αεροσκαφών. Όπως αναλύθηκε, οι εκπομπές αυτές εκτός του ότι το μεγαλύτερο ποσοστό τους αποτελείται από τους αέριους ρύπους, υπάρχει ένα εξίσου σημαντικό ποσοστό το οποίο περιέχει αιωρούμενα σωματίδια (στερεά είτε υγρά), η μελέτη των οποίων καθίσταται αναγκαία μιας και επηρεάζουν άμεσα τόσο την ανθρώπινη υγεία όσο και το περιβάλλον. Η επίδραση τους στην ανθρώπινη υγεία ήταν η αφορμή για να μελετηθεί πως ένα πτητικό σωματίδιο (σταγόνα) εισέρχεται στον ανθρώπινο οργανισμό και ποια είναι η συμπεριφορά του.

Προκειμένου να μελετήσουμε την συμπεριφορά που έχει μία πτητική σταγόνα όταν εισέρχεται στον ανθρώπινο οργανισμό, αρχικά μελετήθηκε η εξίσωση ταχύτητας που περιγράφει την κίνησή της. Εκεί, σύμφωνα με τις απλοποιήσεις που έγιναν, αποδείχθηκε ότι τα αερολύματα όταν εισέλθουν στον ανθρώπινο οργανισμό μέσω της εισπνοής, ακολουθούν την ταχύτητα του εισπνεόμενου αέρα καθόλη την διάρκεια της κίνησής τους.

Στην συνέχεια, αφού περιγράψαμε την εξίσωση που αφορά την ταχύτητα των εισπνεόμενων σωματιδίων, προσπαθήσαμε να αναλύσουμε τι συμβαίνει με τον ρυθμό εξάτμισής τους και αν επηρεάζεται η θερμοκρασία τους. Αρχικά, διαπιστώθηκε πως τα πιο πτητικά σωματίδια υπέστησαν κάποια μείωση της αρχικής τους θερμοκρασίας, και μάλιστα όσο πιο πτητικό είναι ένα σωματίδιο τόσο μεγαλύτερη είναι η μείωση της αρχικής του θερμοκρασίας. Αντιθέτως, για το λιγότερο πτητικό σωματίδιο, παρατηρήθηκε αύξηση της αρχικής του θερμοκρασίας και μάλιστα πλησίασε αρκετά την θερμοκρασία του σώματος.

Από τον ρυθμό εξάτμισης και για τις τρεις ουσίες, παρατηρήθηκε ότι τα πιο πτητικά σωματίδια εξατμίζονται αρκετά πιο γρήγορα σε σχέση με το λιγότερο πτητικό (αιθυλοβενζόλιο). Επιπλέον, παρουσιάστηκε η σημασία του διορθωτικού συντελεστή, κυρίως για πολύ μικρές σταγόνες, όπου η απόκλιση από την πραγματική τιμή μη κάνοντας χρήση του, ήταν έως και 4 φορές μικρότερη. Το γεγονός αυτό καθιστά απαραίτητη την χρήση του, ειδικά για σταγόνες με διαμέτρους μικρότερες των $1\mu m$ όπως αποδείχθηκε.

Αξίζει να σημειωθεί, ότι στη μελέτη που έγινε, λάβαμε υπόψιν μόνο το φαινόμενο της εξάτμισης όταν μία πτητική σταγόνα εισέλθει στον ανθρώπινο οργανισμό. Στην πραγματικότητα όμως, στο αναπνευστικό σύστημα υπάρχει υγρασία και μάλιστα σε ποσοστό $RH=99.5\%$. Αυτό δημιουργεί το ερώτημα τι θα συνέβαινε στην περίπτωση όπου εκτός από την εξάτμιση είχαμε και το φαινόμενο της συμπύκνωσης υδρατμών πάνω στην σταγόνα. Μάλιστα, λόγω της μεγάλης πτητικότητας του βενζολίου και του εξανίου, είδαμε ότι έχουν μεγάλη θερμοκρασιακή διαφορά σε σχέση με την θερμοκρασία που υπάρχει στο ανθρώπινο σώμα. Επομένως, η πιθανότητα συμπύκνωσης υδρατμών πάνω σε πτητικές σταγόνες είναι μεγάλη. Αυτό, δημιουργεί ένα πολύ ενδιαφέρον ερώτημα για το πώς επηρεάζεται η διάμετρος μιας πτητικής σταγόνας όταν έχουμε ταυτόχρονη εξάτμισή της, αλλά και συμπύκνωση υδρατμών πάνω σε αυτήν.

6.2 Μελλοντικοί στόχοι

Αρχικά, πρέπει να αναφέρουμε ότι η παραπάνω μελέτη έγινε για την περίπτωση εισπνοής ενός πτητικού σωματιδίου εντός του αέρα. Τα πράγματα θα ήταν διαφορετικά αν είχαμε ένα νέφος πτητικών σωματιδίων εντός του αέρα που εισπνέουμε. Αυτό, θα είχε ως αποτέλεσμα να αυξάνεται η συγκέντρωση c_∞ με αποτέλεσμα να επηρεάζεται άμεσα ο ρυθμός εξάτμισης των σωματιδίων. Επομένως, ως μελλοντικός στόχος θα μπορούσε να είναι η μελέτη ενός νέφους πτητικών σωματιδίων που εισέρχονται στον ανθρώπινο οργανισμό κατά την εισπνοή και πώς επηρεάζεται ο ρυθμός εξάτμισής τους.

Επιπλέον, όπως αναφέρθηκε στα συμπεράσματα, μέσα στο αναπνευστικό σύστημα υπάρχει υψηλό ποσοστό υγρασίας. Αυτό θα είχε ως αποτέλεσμα την συμπύκνωση υδρατμών πάνω στην επιφάνεια της σταγόνας. Επομένως, μία αρκετά ενδιαφέρουσα μελέτη είναι τι συμβαίνει στην περίπτωση όπου έχουμε την εξάτμιση μιας πτητικής σταγόνας μαζί με την ταυτόχρονη συμπύκνωση υδρατμών πάνω σε αυτήν. Επίσης, προκύπτει το ερώτημα πώς θα διαταχθούν οι δύο πλέον ουσίες (νερό και σωματίδιο) και πώς η διάταξη αυτή μπορεί να επηρεάσει τα φαινόμενα εξάτμισης και συμπύκνωσης.

Βιβλιογραφία

- [1] “A Model of Aerosol Deposition in the Lung for Use in Inhalation Dose Assessments”. In: *Radiation Protection Dosimetry* (1985). ISSN: 0144-8420. DOI: 10 . 1093 / oxfordjournals . rpd . a079438.
- [2] European Environment Agency. “EMEP/EEA air pollutant emission inventory guidebook - 2016 — European Environment Agency”. In: *EEA Reports* (2016).
- [3] Bruce A. Finlayson and John W. Olson. “Heat transfer to spheres at low to intermediate reynolds numbers”. In: *Chemical Engineering Communications* (1987). ISSN: 15635201. DOI: 10 . 1080/00986448708911980.
- [4] J. Heyder and J. Gebhart. “Gravitational deposition of particles from laminar aerosol flow through inclined circular tubes”. In: *Journal of Aerosol Science* (1977). ISSN: 00218502. DOI: 10 . 1016/0021-8502(77)90048-9.
- [5] J. Heyder, J. Gebhart, and G. Scheuch. “Interaction of diffusional and gravitational particle transport in aerosols”. In: *Aerosol Science and Technology* (1985). ISSN: 15217388. DOI: 10 . 1080/02786828508959058.
- [6] D. E. Hunton et al. “Chemical ionization mass spectrometric measurements of SO₂ emissions from jet engines in flight and test chamber operations”. In: *Journal of Geophysical Research Atmospheres* (2000). ISSN: 01480227. DOI: 10 . 1029 / 2000JD900383.
- [7] Icao. “Airport Air Quality Guidance Manual Doc 9889”. In: *Organization* (2007).
- [8] IPCC. “2006 IPCC Guidelines for National Greenhouse Gas Inventories. Chapter 3: Mobile Combustion”. In: *IPCC Guidelines for National Greenhouse Gas Inventories*. 2006, pp. 1–78.
- [9] Brian Y. Kim et al. “System for assessing Aviation’s Global Emissions (SAGE), Part 1: Model description and inventory results”. In: *Transportation Research Part D: Transport and Environment* (2007). ISSN: 13619209. DOI: 10 . 1016/j . trd . 2007 . 03 . 007.
- [10] J. S. Kinsey et al. “Chemical characterization of the fine particle emissions from commercial Aircraft engines during the Aircraft Particle Emissions eXperiment (APEX) 1 to 3”. In: *Environmental Science and Technology* (2011). ISSN: 0013936X. DOI: 10 . 1021/es103880d.
- [11] W. Berk Knighton et al. “Gas turbine engine emissions—part i: Volatile organic compounds and nitrogen oxides”. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* (2010). ISSN: 15288919. DOI: 10 . 1115/1 . 4000131.

- [12] Mauro Masiol and Roy M. Harrison. *Aircraft engine exhaust emissions and other airport-related contributions to ambient air pollution: A review*. 2014. DOI: 10 . 1016/j .atmosenv .2014 .05 .070.
- [13] Mandana Mazaheri et al. “Composition and morphology of particle emissions from in-use aircraft during takeoff and landing”. In: *Environmental Science and Technology* (2013). ISSN: 0013936X. DOI: 10 .1021/es3046058.
- [14] Andreas Petzold. “Particle emissions from aviation: Microphysics, chemistry, and climate impact”. In: *DLR Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V. - Forschungsberichte* (2006). ISSN: 14348454.
- [15] Evangelia Samoli et al. “Short-term effects of carbon monoxide on mortality: An analysis within the APHEA project”. In: *Environmental Health Perspectives* (2007). ISSN: 00916765. DOI: 10 .1289/ehp .10375.
- [16] Susan Solomon et al. “Contributions of stratospheric water vapor to decadal changes in the rate of global warming”. In: *Science* (2010). ISSN: 00368075. DOI: 10 . 1126/science .1182488.
- [17] Jordi Sunyer et al. “The association of daily sulfur dioxide air pollution levels with hospital admissions for cardiovascular diseases in Europe (the Aphea-II study)”. In: *European Heart Journal* (2003). ISSN: 0195668X. DOI: 10 . 1016 /S0195 - 668X(02)00808-4.
- [18] Donald J Sutkus, Steven L Baughcum, and Douglas P Dubois. “Scheduled Civil Aircraft Emission Inventories for 1999 : Database Development and Analysis”. In: *NASA CR-2001-211216* (2001).
- [19] A. G. Sutugin and N. A. Fuchs. “Formation of condensation aerosols under rapidly changing environmental conditions. Theory and method of calculation”. In: *Journal of Aerosol Science* (1970). ISSN: 00218502. DOI: 10 . 1016 / 0021 - 8502(70) 90002-9.
- [20] Akira Tsuda, Frank S. Henry, and James P. Butler. *Gas and aerosol mixing in the acinus*. 2008. DOI: 10 .1016/j .resp .2008 .02 .010.
- [21] Warren H. Finlay. “The Mechanics of Inhaled Pharmaceutical Aerosols: An Introduction”. In: *Journal of Chemical Information and Modeling*. 2013. ISBN: 9788578110796. DOI: 10 .1017/CB09781107415324 .004.
- [22] Ewald R. Weibel. *Morphometry of the Human Lung*. 1963. DOI: 10 . 1007/978- 3-642-87553-3.
- [23] Ewald R. Weibel, Bernard Sapoval, and Marcel Filoche. “Design of peripheral airways for efficient gas exchange”. In: *Respiratory Physiology and Neurobiology*. 2005. DOI: 10 .1016/j .resp .2005 .03 .005.
- [24] Chwen C. Wey et al. “Overview on the aircraft particle emissions experiment”. In: *Journal of Propulsion and Power* (2007). ISSN: 07484658. DOI: 10 .2514/1 . 26406.
- [25] Paul E. Yelvington et al. “Chemical speciation of hydrocarbon emissions from a commercial aircraft engine”. In: *Journal of Propulsion and Power* (2007). ISSN: 07484658. DOI: 10 .2514/1 .23520.

