

**ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ
ΣΧΟΛΗ ΘΕΤΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ
ΤΜΗΜΑ ΦΥΣΙΚΗΣ**

**ΜΕΛΕΤΗ ΤΗΣ ΣΥΜΠΕΡΙΦΟΡΑΣ ΤΩΝ ΘΥΓΑΤΡΙΚΩΝ
ΡΑΔΙΟΪΣΟΤΟΠΩΝ ΤΟΥ ΡΑΔΟΝΙΟΥ ΣΤΟΝ ΑΤΜΟΣΦΑΙΡΙΚΟ ΑΕΡΑ**

**ΠΑΤΗΡΗΣ Λ. ΔΙΟΝΥΣΗΣ
ΦΥΣΙΚΟΣ**



ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ

ΙΩΑΝΝΙΝΑ 2009

Ευχαριστίες

Η εκπόνηση της παρούσας διδακτορικής διατριβής πραγματοποιήθηκε στο Εργαστήριο Πυρηνικής Φυσικής και στο Κέντρο Αρχαιομετρίας του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων. Στηρίχτηκε τόσο από το Τμήμα Φυσικής του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων όσο και από τη Γενική Γραμματεία Έρευνας και Τεχνολογίας (Γ.Γ.Ε.Τ.).

Κατά την διάρκεια της εκπόνησης δέχτηκα μεγάλη βοήθεια από πολλούς τους οποίους θέλω να ευχαριστήσω. Η πιο σημαντική και αμέριστη ήταν αυτή του επιβλέποντα καθηγητή της διατριβής μου του κ. Κωνσταντίνου Ιωαννίδη, Επ. Καθηγητή του Τμήματος Φυσικής του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων. Τον ευχαριστώ θερμά για το ενδιαφέρον, την εμπιστοσύνη και την υποστήριξη του, ιδιαίτερα στις δύσκολες στιγμές.

Θερμές ευχαριστίες οφείλω επίσης στους αείμνηστους Καθηγητές Ασημακόπουλο Παναγιώτη και Γλάρο Δημήτριο καθώς και στον Επ. Καθηγητή κ. Ασλάνογλου Ξενοφόντα, όπως και στον Ερευνητή του ΕΛ.ΚΕ.Θ.Ε. Δρ. Τσαμπάρη Χρήστο οι οποίοι ως μέλη της τριμελούς συμβουλευτικής επιτροπής με καθοδήγησαν κατά την πορεία της εκπόνησης. Ένα μεγάλο ευχαριστώ στους Δρ. Σταμούλη Κωνσταντίνο, Επ. Καθηγητή Καραμάνη Δημήτρη και στην Δρ. Παπαχριστοδούλου Χριστίνα για την υποστήριξη και για τις γνώσεις που μου προσέφεραν σε καθημερινή βάση, την συμπαράσταση και τις συζητήσεις μας.

Θεωρώ εξάλλου υποχρέωσή μου να ευχαριστήσω τον Καθηγητή κ. Κοσμίδη Κωνσταντίνο και τον αείμνηστο Αν. Καθηγητή Αγησίλαο Μπολοβίνο, οι οποίοι ως Πρόεδροι του Τμήματος Φυσικής κατά τη διάρκεια της εκπόνησης της διατριβής, μου προσέφεραν σημαντική βοήθεια. Επίσης, την Καθηγήτρια κ. Πάκου Αθηνά τόσο για την ευγενική παραχώρηση της υλικοτεχνικής υποδομής του εργαστηρίου Νεότερης Φυσικής Ι, όσο και για την εμπειρία που απέκτησα από εκείνη σε θέματα Πειραματικής Πυρηνικής Φυσικής.

Θερμές ευχαριστίες οφείλω στον Επ. Καθηγητή του Τμήματος Πληροφορικής του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων κ. Μπλέκα Κωνσταντίνο, η συμβολή του οποίου στην διατριβή μου ήταν καθοριστική. Το πρόγραμμα TRIAC II, που αναπτύχθηκε στα πλαίσια της διατριβής, δε θα είχε ούτε τη μορφή ούτε την αποτελεσματικότητα που έχει χωρίς την πολύτιμη συνεργασία του.

Ευχαριστώ ακόμα τα μέλη της εξεταστικής επιτροπής, την Καθηγήτρια κ. Βλαστού Ρόζα και τον Αν. Καθηγητή κ. Παπαδόπουλο Κωνσταντίνο του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου καθώς επίσης και την Αν. Καθηγήτρια του Αριστοτέλειου Πανεπιστημίου κ. Μανωλοπούλου Μεταξία, για την προσεκτική μελέτη της διατριβής και τις παρατηρήσεις τους πάνω σε αυτή.

Εν κατακλείδι, δεν θα μπορούσα να παραλείψω να αναφέρω τους ανθρώπους που στάθηκαν δίπλα μου εκτός του χώρου του Πανεπιστημίου. Αυτούς που αναγνώριζαν τις όποιες μικρές επιτυχίες και μου συμπαραστάθηκαν σε όλη τη διάρκεια εκπόνησης της διατριβής. Είναι λοιπόν ανάγκη για μένα να ευχαριστήσω τους γονείς μου Λάμπρο και Μαίρη, τον Ηλία, τη Ντόρα και την Άννα για την υπομονή και την πολύτιμη αγάπη τους καθώς και τους φίλους, με τους οποίους συνεχίζω να μοιράζομαι τις δυσκολίες και τις αγωνίες μου.

Ωστόσο, ξεχωριστή θέση στην καρδιά μου είχε και έχει ο άνθρωπος που πρώτος, με χαρτί και με μολύβι, με οδήγησε και μου ανέδειξε την ομορφιά της μαθηματικής σκέψης στα κρίσιμα μαθητικά χρόνια. Δε μπορώ να φανταστώ τον τρόπο που θα σκεφτόμουν και θα δρούσα εάν δεν τον είχα Δάσκαλο. Έτσι, το να αφιερώσω το πόνημα αυτό σε εκείνον είναι το ελάχιστο...

στον κ. Χατζηϊωαννίδη Παναγιώτη

Περιεχόμενα

Ευχαριστίες.....	2
Περιεχόμενα	4
Περίληψη.....	8
Abstract.....	14
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1	22
Εισαγωγή	22
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2	29
Ραδόνιο – Βασικές αρχές.....	29
2.1. Σύντομη ιστορική αναδρομή.....	30
2.2. Φυσικές και χημικές ιδιότητες.....	32
2.3. Παραγωγή των ισοτόπων του ραδονίου και των θυγατρικών του.	33
2.4. Βασικοί νόμοι, μεγέθη και μονάδες μέτρησης που χρησιμοποιούνται στην έρευνα του ραδονίου.....	36
2.4.1. Νόμος ραδιενέργειας, εξισώσεις Bateman	36
2.4.2. Μεγέθη σχετιζόμενα με τις μετρήσεις ραδονίου.....	40
2.5. Σχηματισμός, έκλυση και μεταφορά του ραδονίου.....	46
2.5.1. Η έκλυση του ραδονίου.....	46
2.5.2. Η μεταφορά του ραδονίου μέσω διαχύσεως.	49
2.5.3. Η μεταφορά του ραδονίου μέσω ρευμάτων αέρα.	49
2.5.4. Γενική εξίσωση της μεταφοράς του ραδονίου.	50
2.6. Συσσώρευση του ραδονίου σε εσωτερικούς χώρους.	52
2.6.1. Διαδικασία εισόδου.	53
2.6.2. Διαδικασία απομάκρυνσης.....	54
2.6.3. Η συγκέντρωση των ^{222}Rn και ^{220}Rn σε εσωτερικούς χώρους.....	55

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3	58
Ιδιότητες των θυγατρικών ισοτόπων του ραδονίου	58
3.1. Εισαγωγή στη φυσική των αερολυμάτων.	59
3.1.1. Είδη αερολυμάτων.	59
3.1.2. Μέγεθος, σχήμα, πυκνότητα και συγκέντρωση αερολυμάτων.	60
3.1.3. Η στατιστική του μεγέθους των σωματιδίων των αερολυμάτων.	62
3.1.4. Η στατιστική της μάζας των σωματιδίων των αερολυμάτων.	66
3.2. Συμπεριφορά των θυγατρικών προϊόντων του ραδονίου.	68
3.2.1. Εξουδετέρωση του ηλεκτρικού φορτίου.	68
3.2.2. Σχηματισμός συσσωματωμάτων.	71
3.2.3. Μεταφορά των θυγατρικών προϊόντων του ραδονίου.	72
3.2.4. Προσάρτηση σε αερολύματα.	73
3.2.5. Εναπόθεση σε επιφάνειες.	76
3.2.6. Απομάκρυνση μέσω εξαερισμού.	78
3.3. Συγκέντρωση των θυγατρικών προϊόντων του ραδονίου.	79
3.3.1. Το θεωρητικό μοντέλο των Jacobi-Knutson.	80
3.3.2. Διερεύνηση του μοντέλου Jacobi-Knutson.	82
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4	90
Μέθοδοι μέτρησης	90
4.1. Τεχνικές ανίχνευσης του ραδονίου και των θυγατρικών του ισοτόπων.	91
4.1.1. Άμεση ανίχνευση των ραδιοϊσοτόπων του ραδονίου.	91
4.1.2. Έμμεση ανίχνευση των ραδιοϊσοτόπων του ραδονίου.	93
4.1.3. Ανίχνευση των θυγατρικών προϊόντων του ραδονίου.	94
4.1.4. Διάκριση προσαρτημένων και ελεύθερων θυγατρικών ισοτόπων.	95
4.2. Ταξινόμηση και σύγκριση των μεθόδων μέτρησης ραδονίου.	97
4.2.1. Ταξινόμηση των μεθόδων μέτρησης του ραδονίου.	97
4.2.2. Σύγκριση των μεθόδων μέτρησης του ραδονίου.	99
4.3. Ανιχνευτές πυρηνικών ιχνών- λειτουργία και βασικά μεγέθη.	101
4.3.1. Βασικές αρχές λειτουργίας των ανιχνευτών πυρηνικών ιχνών.	102
4.3.2. Αλληλεπίδραση φορτισμένων σωματιδίων με τους ανιχνευτές.	103
4.3.3. Χημική επεξεργασία των ανιχνευτών.	105
4.3.4. Προσδιορισμός των ρυθμών U_b και U_t (bulk, track etch rate).	108
4.4. Γεωμετρικά χαρακτηριστικά των ιχνών – Θεωρητικά πρότυπα.	116
4.4.1. Κάθετη πρόσπτωση σωματιδίου με σταθερό ρυθμό χάραξης ίχνους	116

4.4.2.	Πρότυπο Somogyi - Szalay.	118
4.4.3.	Μοντέλο Fromm - Barillon	122
4.4.4.	Το πρότυπο Fews - Henshaw.	124
4.4.5.	Το πρότυπο των Nikezic-Yu.	125
4.4.6.	Σύγκριση των προτύπων ανάπτυξης των ιχνών.	132
4.5.	Ανιχνευτής σωματιδίων άλφα ημιαγωγός τύπου CAM-PIPS.	133
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5.....		136
	Υλικά & Πειραματική μεθοδολογία.....	136
5.1.	Ο ανιχνευτής πυρηνικών ιχνών CR-39.....	137
5.1.1.	Σύσταση, Παρασκευή και φυσικές ιδιότητες.	137
5.1.2.	Πειραματική χρήση του CR-39.	139
5.2.	Χημική επεξεργασία των ανιχνευτών CR-39.....	141
5.2.1.	Πειραματικός εξοπλισμός και μεθοδολογία.	141
5.2.2.	Επιλογή των συνθηκών της χημικής επεξεργασίας.....	143
5.2.3.	Πειραματικός προσδιορισμός του ρυθμού χάραξης U_b	145
5.3.	Συλλογή των δεδομένων	150
5.3.1.	Πειραματικός εξοπλισμός.	151
5.3.2.	Βαθμονόμηση των οπτικών πεδίων.....	152
5.3.3.	Μεθοδολογία συλλογής δεδομένων.	153
5.3.4.	Θάλαμος παραγωγής ραδονίου.....	154
5.4.	Ανάπτυξη λογισμικού επεξεργασίας των δεδομένων	155
5.4.1.	Εισαγωγή.	155
5.4.2.	Ομαδοποίηση (segmentation) των εικονοστοιχείων της εικόνας.....	159
5.4.3.	Μορφολογικοί έλεγχοι της εικόνας (Morphology operations).....	163
5.4.4.	Καταμέτρηση και προσδιορισμός των χαρακτηριστικών.	165
5.4.5.	Αλληλεπίδραση με το χρήστη.	166
5.4.6.	Δοκιμαστικός έλεγχος του προγράμματος TRIAC II.....	167
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 6.....		171
	Ενεργειακή διάκριση σωματιδίων άλφα.....	171
6.1.	Διερεύνηση των χαρακτηριστικών των ιχνών.....	172
6.1.1.	Πειραματική διάταξη.....	172
6.1.2.	Επιλογή των προς διερεύνηση χαρακτηριστικών.....	174
6.1.3.	Μελέτη των χαρακτηριστικών των ιχνών ως προς την ενέργεια.	176

6.1.4.	Μελέτη των χαρακτηριστικών των ιχνών ως προς τη γωνία πρόσπτωσης των σωματιδίων.	182
6.1.5.	Μελέτη της επίδρασης της διάρκειας της χημικής επεξεργασίας στα χαρακτηριστικά των ιχνών.	188
6.1.6.	Ανακεφαλαίωση αποτελεσμάτων των πειραμάτων διερεύνησης των χαρακτηριστικών των ιχνών.	194
6.2.	Πειραματικός διαχωρισμός των θυγατρικών του ραδονίου.....	194
6.2.1.	Επιλογή συνθηκών χημικής επεξεργασίας.....	194
6.2.2.	Επιλογή του υλικού απορρόφησης ενέργειας (absorber).....	197
6.2.3.	Ταυτοποίηση των θυγατρικών ισοτόπων του ραδονίου με ανιχνευτές CR-39	201
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 7	206
Βαθμονόμηση και μετρήσεις στο περιβάλλον.		206
7.1.	Ανάπτυξη ανιχνευτικού συστήματος μέτρησης ραδονίου.....	207
7.1.1.	Πειραματικός διαχωρισμός ^{222}Rn και ^{220}Rn	207
7.1.2.	Πειραματικός προσδιορισμός των χαρακτηριστικών του ηθμού.	210
7.1.3.	Μελέτη της γεωμετρίας του θαλάμου μέτρησης.	211
7.1.4.	Προσδιορισμός της ευαισθησίας του συστήματος.	218
7.2.	Ανιχνευτικό σύστημα μέτρησης των θυγατρικών του ραδονίου.	220
7.2.1.	Πειραματική επαλήθευση του διαχωρισμού των ^{218}Po και ^{214}Po	220
7.2.2.	Εφαρμογή της μεθόδου σε μετρήσεις κλειστού χώρου.	223
7.3.	Εφαρμογή της μεθόδου σε περιβαλλοντικές μετρήσεις	225
7.3.1.	Μελέτη της συμπεριφοράς του ραδονίου και των θυγατρικών του στον αέρα του σπηλαίου Περάματος	225
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 8	233
Συμπεράσματα και προοπτικές		233
Βιβλιογραφία.....		237
Παράρτημα.....		260
Ο κώδικας του προγράμματος TRIAC II.....		260

Περίληψη

Ο άνθρωπος είναι εκτεθειμένος στις ακτινοβολίες, οι οποίες προέρχονται κυρίως από τα φυσικά ραδιενεργά ισότοπα καθώς και από την κοσμική ακτινοβολία. Η ανάπτυξη της πυρηνικής τεχνολογίας και η εφαρμογή της στην παραγωγή ενέργειας αλλά και στα οπλικά συστήματα έχει προσθέσει ακόμα έναν παράγοντα κινδύνου για την ανθρώπινη υγεία. Ωστόσο έχει αποδειχθεί από σειρά ερευνών ότι οι ανθρωπογενείς πηγές ραδιενέργειας επηρεάζουν πολύ λιγότερο τον ανθρώπινο πληθυσμό (σε ποσοστό που ανέρχεται μόλις στο 18% της συνολικής έκθεσης σε ραδιενέργεια) σε σχέση με τη φυσική ραδιενέργεια [NCRP, 1987]. Έτσι σήμερα, παρά τον «εμπλουτισμό» του περιβάλλοντος με ραδιοϊσότοπα προερχόμενα από την ανθρώπινη δραστηριότητα, το 82% της έκθεσης σε ραδιενέργεια προέρχεται από φυσικές πηγές. Σε ποσοστό 55% επί του συνόλου της ραδιενεργού δόσης που λαμβάνεται από όλες τις διαθέσιμες (φυσικές και ανθρωπογενείς) πηγές, ανέρχεται η ραδιενεργός δόση που οφείλεται στο ραδιενεργό αέριο *ραδόνιο* και τα θυγατρικά του ραδιοϊσότοπα. Το ποσοστό αυτό αντανακλά τη σπουδαιότητα της μελέτης της συμπεριφοράς του ραδονίου και της παρακολούθησης των συγκεντρώσεών του, ειδικά εκεί όπου αναμένεται να είναι αυξημένες. Αποτελεί δε ένα από τα σημαντικότερα αντικείμενα ερευνών του επιστημονικού κλάδου της ακτινοπροστασίας.

Μέχρι το 1970, οι μελέτες που αφορούσαν το ραδόνιο είχαν επικεντρωθεί σε χώρους στο υπέδαφος (ορυχεία, σπήλαια κλπ) όπου οι συγκεντρώσεις ραδονίου είναι υψηλότερες σε σχέση με την επιφάνεια της Γης. Στη συνέχεια όμως αρκετοί ερευνητές εντόπισαν υψηλές συγκεντρώσεις σε κατοικίες και κτίρια. Αυτό ήταν η πρώτη ένδειξη ότι το ράδιο, ο μητρικός πυρήνας του ραδονίου, μπορεί να βρεθεί, εκτός του υπεδάφους, εντός των δομικών υλικών σε ποσότητες που να είναι ικανές να δημιουργήσουν αθροιστικά αυξημένη συγκέντρωση ραδονίου στο εσωτερικό των κτιρίων, όπου διαμένει ή εργάζεται πληθυσμός. Πράγματι, αμέσως μετά το σχηματισμό του μέσα σε ένα δομικό υλικό το ραδόνιο ως ευγενές αέριο δεν αλληλεπιδρά με άλλα μόρια και κινείται σχετικά ελεύθερα διαμέσου των πόρων του υλικού διαχεόμενο προς το εσωτερικό των κτιρίων. Εκεί, η συγκέντρωσή του μπορεί να φθάσει σε επικίνδυνα για την υγεία επίπεδα ειδικά εάν ο εξαερισμός των χώρων δεν είναι επαρκής.

Η αυξημένη συγκέντρωση ραδονίου πολλαπλασιάζει την πιθανότητα ανάπτυξης καρκίνου του πνεύμονα. Ωστόσο, δεν είναι αυτό κάθε αυτό το ραδόνιο υπαίτιο για την ακτινοβόληση

του ανθρώπινου οργανισμού. Ως αέριο εισπνέεται (διαδικασία εισόδου στον οργανισμό) αλλά και εκπνέεται (διαδικασία εξόδου) και έτσι η πιθανότητα να αποδιεγερθεί το ραδόνιο εντός του οργανισμού κατά τη σύντομη διαδικασία εισπνοής-εκπνοής είναι μικρή. Τα ραδιενεργά του προϊόντα ευθύνονται για το μεγαλύτερο ποσοστό της ακτινοβόλησης του οργανισμού. Από τα θυγατρικά του, τα ισότοπα του πολωνίου ^{218}Po και ^{214}Po θεωρείται ότι έχουν την μεγαλύτερη ράδιο-βιολογική επικινδυνότητα [UNSCEAR, 2000]. Αποδιεγείρονται εκπέμποντας ακτινοβολία άλφα, με ενέργεια 6.0 MeV και 7.7 MeV αντίστοιχα η οποία αλληλεπιδρά έντονα με τα μόρια του DNA των κυττάρων προκαλώντας χημικές μεταβολές. Οι μεταβολές αυτές καταλήγουν σε βλάβες για τον οργανισμό οι οποίες εκδηλώνονται είτε με το θάνατο των κυττάρων είτε με γενετικές μεταλλάξεις που συχνά οδηγούν στην ανάπτυξη της νόσου.

Τα θυγατρικά του ραδονίου έχουν πολύ διαφορετική συμπεριφορά στην ατμόσφαιρα, σε σχέση με το ραδόνιο. Είναι χημικώς ενεργά στοιχεία και έτσι όταν βρεθούν στην ατμόσφαιρα αλληλεπιδρούν με τα μόρια του αέρα δημιουργώντας συσσωματώματα ή άλλα μόρια. Από ράδιο-βιολογική άποψη, πιο ενδιαφέρουσα κρίνεται η συμπεριφορά τους σε σχέση με τα αερολύματα της ατμόσφαιρας. Παρουσία αερολυμάτων, τα θυγατρικά ισότοπα του ραδονίου μπορεί είτε να προσαρτηθούν σε αυτά δημιουργώντας τα λεγόμενα «ραδιενεργά αερολύματα», είτε να παραμείνουν ελεύθερα στον αέρα, είτε να εναποτεθούν σε μία κοντινή επιφάνεια. Τα ραδιενεργά αερολύματα έχουν την ιδιότητα, εισπνεόμενα να επικάθονται σε διάφορα σημεία της αναπνευστικής οδού ακτινοβολώντας τον οργανισμό. Ανάλογα με το μέγεθος και τη συγκέντρωση των αερολυμάτων, το φαινόμενο της προσάρτησης σε αερολύματα αλλά και η ικανότητα διείσδυσης των ραδιενεργών αερολυμάτων στην αναπνευστική οδό διαφοροποιούνται.

Επίσης, η προσάρτηση σε αερολύματα των θυγατρικών του ραδονίου μειώνει την πιθανότητα να εναποτεθούν σε επιφάνειες του περιβάλλοντος χώρου. Η εναπόθεση σε επιφάνειες είναι σημαντικός μηχανισμός απομάκρυνσης των θυγατρικών ισωτόπων του ραδονίου από τον αέρα. Στην πραγματικότητα μετά την εναπόθεσή τους σε μια επιφάνεια τα θυγατρικά του ραδονίου δεν θεωρούνται πλέον απειλή για τον ανθρώπινο οργανισμό επειδή δεν περιέχονται στον εισπνεόμενο αέρα. Οι διαδικασίες της προσάρτησης σε αερολύματα και της εναπόθεσης σε επιφάνειες κερδίζουν τις δύο τελευταίες δεκαετίες ολοένα και περισσότερο το ερευνητικό ενδιαφέρον σε κλάδους της επιστήμης όπως της φυσικής των ραδιοϊσοτόπων, της φυσικής των αερολυμάτων και της ιατρικής φυσικής.

Η παρούσα διατριβή έχει σκοπό να συμβάλει στη μελέτη της συμπεριφοράς των θυγατρικών του ραδονίου στον ατμοσφαιρικό αέρα. Συγκεκριμένα, επικεντρώθηκε στην ανάπτυξη πειραματικής μεθόδου για την απευθείας ανίχνευση και το διαχωρισμό των εναποτεθειμένων ραδιοϊσοτόπων του πολωνίου ^{218}Po και ^{214}Po με τη χρήση των πλαστικών

ανιχνευτών πυρηνικών ιχνών (Solid State Nuclear Track Detectors) CR-39. Η επαλήθευση των αποτελεσμάτων της πραγματοποιήθηκε σε περιβάλλον εργαστηρίου με την παράλληλη χρήση της με ανιχνευτικό σύστημα τύπου CAM PIPS το οποίο χρησιμοποιείται ευρέως σε περιβαλλοντικές μελέτες. Επίσης τα αποτελέσματα συγκρίθηκαν με τις εκτιμήσεις του θεωρητικού προτύπου των Jacobi - Knutson ([Jacobi, 1972], [Knutson, 1988]) το οποίο αφορά τη συμπεριφορά των θυγατρικών του ραδονίου παρουσία αερολυμάτων. Στη συνέχεια η μέθοδος χρησιμοποιήθηκε σε περιβαλλοντικές μετρήσεις που πραγματοποιήθηκαν στο σπήλαιο Περάματος του νομού Ιωαννίνων.

Η μέθοδος θα έπρεπε να πληροί ορισμένες προδιαγραφές: Να μπορεί να χρησιμοποιηθεί ευρέως σε περιβαλλοντικές μελέτες ακόμα και σε χώρους όπου είναι δύσκολη ή αδύνατη η παροχή τροφοδοσίας. Να παρέχει μια ολοκληρωμένη ως προς το χρόνο (με διάρκεια έκθεσης λίγων εβδομάδων) εκτίμηση ώστε το αποτέλεσμα να μην επηρεάζεται από τις συχνές διακυμάνσεις της συγκεντρώσεως του ραδονίου. Κατά τη διάρκεια των μετρήσεων και για λόγους ραδιοπροστασίας να μην απαιτείται η συνεχής παρακολούθηση από ειδικευμένο προσωπικό. Παράλληλα, θα πρέπει το μέγεθος των ανιχνευτών να είναι μικρό και το κόστος τους επίσης ώστε να προβλέπεται, χωρίς σημαντικές επιπτώσεις για την όλη μελέτη, η καταστροφή ή η απώλεια αριθμού ανιχνευτικών συστημάτων κατά τη διάρκεια των μετρήσεων. Τέλος τα υλικά και η χρήση της μεθόδου θα πρέπει να μην επηρεάζουν της συνθήκες στον προς μελέτη χώρο ούτε να τον ρυπαίνουν.

Οι προδιαγραφές αυτές οδήγησαν στην επιλογή των πλαστικών ανιχνευτών πυρηνικών ιχνών CR-39. Η λειτουργία τους δεν απαιτεί τροφοδοσία ούτε και επιτήρηση, το μέγεθός τους είναι μικρό και το κόστος τους επίσης. Οι εν λόγω ανιχνευτές καταγράφουν ίχνη από την πρόσπτωση φορτισμένων σωματιδίων που μπορούν να γίνουν ορατά μέσω μικροσκοπιών έπειτα από την χημική επεξεργασία των ανιχνευτών με καυστικά διαλύματα (π.χ. KOH ή NaOH). Οι συλλεγόμενες πληροφορίες είναι εικόνες των ιχνών που καταγράφονται με τη βοήθεια μικροσκοπίου και κατάλληλου συστήματος συλλογής και αποθήκευσης σε υπολογιστή. Ο αριθμός, οι διαστάσεις, το σχήμα, η φωτεινότητα των ιχνών είναι μεγέθη, τα οποία μπορούν να αξιοποιηθούν για την καταμέτρηση, την ταυτοποίηση και την ενεργειακή διάκριση των σωματιδίων.

Η ανάπτυξη ειδικού λογισμικού για την επεξεργασία των εικόνων και την ανάλυση των γεωμετρικών και οπτικών ιδιοτήτων των ιχνών κρίθηκε αναγκαία ελλείψει μάλιστα καθιερωμένου κώδικα που να ικανοποιεί τις πειραματικές ανάγκες της μεθόδου και να διανέμεται χωρίς επιβάρυνση για ερευνητικούς σκοπούς. Έτσι αναπτύχθηκαν διαδοχικά το πρόγραμμα TRIAC και στη συνέχεια μια βελτιωμένη εκδοχή του, το TRIAC II, γραμμένα στην γλώσσα υψηλού επιπέδου MatLab. Μέσω του προγράμματος TRIAC II πραγματοποιήθηκαν όλες οι μετρήσεις που αφορούσαν την περαιτέρω ανάπτυξη της

μεθόδου. Εκτός από τον αριθμό των ιχνών παρέχονται δεδομένα για τα γεωμετρικά (μήκος μεγάλου και μικρού άξονα στην περίπτωση ελλειπτικών ιχνών ή της διαμέτρου για κυκλικά ίχνη) και για τα οπτικά χαρακτηριστικά (η μέση τιμή της φωτεινότητας) των ιχνών καθώς και για τον προσανατολισμό τους. Στις ιδιαίτερες λειτουργίες του προγράμματος συγκαταλέγονται η κανονικοποίηση του υποβάθρου φωτεινότητας των εικόνων που εξασφαλίζει ακριβείς εκτιμήσεις των οπτικών χαρακτηριστικών των ιχνών καθώς και η δυνατότητα να καταμετρά και να αναλύει με συστηματικό τρόπο τα χαρακτηριστικά ιχνών που αλληλο-επικαλύπτονται.

Η μέθοδος που αναπτύχθηκε για την ανίχνευση των εναποτεθειμένων ραδιοϊσοτόπων του πολωνίου στηρίζεται στην εναπόθεσή τους στην επιφάνεια των ίδιων των ανιχνευτών. Ως κριτήριο για το διαχωρισμό τους χρησιμοποιήθηκε η ενέργεια των σωματιδίων άλφα που εκπέμπουν κατά την αποδιέγερσή τους. Η διάκριση των δύο ραδιοϊσοτόπων πραγματοποιήθηκε με την επιλογή μεταξύ του συνόλου των καταγεγραμμένων ιχνών, εκείνων που τα χαρακτηριστικά τους ικανοποιούν ορισμένα κριτήρια διαχωρισμού. Τα κριτήρια αυτά αφορούν το εύρος των τιμών των γεωμετρικών και των οπτικών χαρακτηριστικών των ιχνών. Για καθένα από τα ραδιοϊσότοπα ^{218}Po και ^{214}Po εκτιμήθηκε το εύρος των τιμών για τα χαρακτηριστικά των ιχνών τους σε σχέση με την ενέργεια και τη γωνία πρόσπτωσης των αντίστοιχων σωματιδίων άλφα, εφόσον τα ραδιοϊσότοπα θεωρηθούν εναποτεθειμένα επί της επιφάνειας των ανιχνευτών. Στην περίπτωση όπου οι τιμές των τριών παραμέτρων ενός ίχνους (μεγάλος άξονας, μικρός άξονας, φωτεινότητα) ικανοποιούν ταυτόχρονα τα κριτήρια διαχωρισμού – εύρη τιμών για κάποιο από τα ραδιοϊσότοπα ^{218}Po και ^{214}Po , το ίχνος επιλέγεται και χαρακτηρίζεται ως ίχνος του αντίστοιχου ραδιοϊσοτόπου. Σε διαφορετική περίπτωση το ίχνος απορρίπτεται. Η εφαρμογή των κριτηρίων διαχωρισμού πραγματοποιείται αυτόματα μέσω μακροεντολής σε Visual Basic καθώς το TRIAC II παρέχει τα αποτελέσματα από την ανάλυση των ιχνών σε αρχεία τύπου .xls για περαιτέρω επεξεργασία.

Προς τούτο προηγήθηκε ενδελεχής μελέτη των γεωμετρικών και των οπτικών χαρακτηριστικών των ιχνών από σωματίδια άλφα γνωστής ενέργειας και γωνίας πρόσπτωσης. Τα αποτελέσματα της μελέτης έδειξαν ότι το μέγεθος των ιχνών δε βρίσκεται σε αναλογία με την ενέργεια των σωματιδίων που τα προκαλούν. Διαφορετικής ενέργειας ή (και) γωνίας πρόσπτωσης σωματίδια μπορούν να σχηματίσουν ίχνη ίδιων διαστάσεων. Το συμπέρασμα αυτό βρίσκεται σε συμφωνία με τις προβλέψεις του συνόλου των θεωρητικών προτύπων που αφορούν την ανάπτυξη των ιχνών στους ανιχνευτές CR-39 [Nikezic and Yu, 2004]. Η έλλειψη γραμμικής εξάρτησης μεταξύ της ενέργειας των σωματιδίων άλφα και των γεωμετρικών χαρακτηριστικών των ιχνών δυσχεραίνει τον ενεργειακό διαχωρισμό με βάση μόνο τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά και απαιτεί την εισαγωγή και τη μελέτη επιπρόσθετων

χαρακτηριστικών. Έτσι μελετήθηκε και η φωτεινότητα των ιχνών, μέγεθος που σχετίζεται με το βάθος των ιχνών και το ποσό ενέργειας που μεταφέρεται από τα σωματίδια στους ανιχνευτές. Βρέθηκε μάλιστα ότι η μέση τιμή της φωτεινότητας των ιχνών παρουσιάζει γραμμική εξάρτηση με την ενέργεια των σωματιδίων, όταν οι ανιχνευτές υποστούν μακρά σε διάρκεια (περισσότερο από 14 h) χημική επεξεργασία. Το εύρημα αυτό ωστόσο, έχει σχετικά περιορισμένη εφαρμογή. Η αύξηση της διάρκειας της χημικής επεξεργασίας έχει ως αποτέλεσμα την αύξηση του μεγέθους των ιχνών. Σε περιπτώσεις όπου η επιφανειακή συγκέντρωση των ιχνών ξεπερνά τα 250 ίχνη/mm² το φαινόμενο της εκτεταμένης αλληλο-επικάλυψης των ιχνών προκαλεί σοβαρές δυσκολίες στην εκτίμηση με ακρίβεια των χαρακτηριστικών των ιχνών. Ωστόσο, ως τρίτο κριτήριο διαχωρισμού των ιχνών το μέγεθος της φωτεινότητας συνέβαλλε σημαντικά στη διάκριση των ιχνών από τα εναποθεθειμένα ραδιοϊσότοπα του ²¹⁸Po και του ²¹⁴Po.

Επίσης, αναδείχθηκε η ανάγκη απόσβεσης της ενέργειας των σωματιδίων των εναποθεθειμένων ραδιοϊσοτόπων. Όπως διαπιστώθηκε, για τις συνθήκες χημικής επεξεργασίας που επιλέχθηκαν, σωματίδια με ενέργεια μεγαλύτερη των 6.00 MeV προκαλούν ίχνη που δύσκολα διακρίνονται από το υπόβαθρο (background) της εικόνας. Καθώς η ενέργεια των σωματιδίων άλφα που εκπέμπονται από τα ²¹⁸Po και ²¹⁴Po ισούται με 6.00 MeV και 7.69 MeV αντίστοιχα, κρίθηκε αναγκαία η επικάλυψη της επιφάνειας των ανιχνευτών με υλικό που θα απορροφά μέρος της αρχικής ενέργειας των σωματιδίων. Χρησιμοποιήθηκαν τρία διαφορετικά υλικά (αργίλιο, πολύ-ιμίδιο και πολυαιθυλένιο) με τη μορφή λεπτών φύλλων. Ανιχνευτές εκτέθηκαν σε περιβάλλον πλούσιο σε ραδόνιο και από τα σχετικά αποτελέσματα παράχθηκε το ιστόγραμμα των γεωμετρικών χαρακτηριστικών (μεγάλου και μικρού άξονα) των ιχνών για κάθε μία περίπτωση. Διαπιστώθηκε ότι η χρήση φύλλου αργιλίου είχε ως αποτέλεσμα τη συγκέντρωση των τιμών σε δύο κύριες περιοχές τιμών, γεγονός που παρείχε σοβαρές ενδείξεις για το διαχωρισμό των θυγατρικών.

Για την επαλήθευση της μεθόδου τα αποτελέσματά της συγκρίθηκαν με εκείνα που προέκυψαν από την ταυτόχρονη χρήση ενός ανιχνευτή τύπου CAM PIPS. Συγκρίθηκαν επίσης και με τις προβλέψεις των θεωρητικών προτύπων των Jacobi-Knutson ([Jacobi, 1972], [Knutson, 1988]). Το πείραμα αφορούσε στην περίπτωση όπου σε ένα χώρο πλούσιο σε ραδόνιο η συγκέντρωση των αερολυμάτων ισούται με τη συγκέντρωση υποβάθρου (τυπικό παράδειγμα ένας κλειστός χώρος, στον οποίο δεν υπάρχει ή δε λειτουργεί καμία φυσική ή μηχανική πηγή δημιουργίας ή απομάκρυνσης αερολυμάτων). Ως δείκτης για τη σύγκριση χρησιμοποιήθηκε ο λόγος ($^{214}\text{Po} / ^{218}\text{Po}$) των εναποθεθειμένων ραδιοϊσοτόπων του πολωνίου επί των ανιχνευτών. Ο λόγος αυτός υπολογίσθηκε ίσος με 1.41 με το πρότυπο των Jacobi-Knutson στην περίπτωση ενός χώρου όπου η τιμή του ρυθμού εξαερισμού και του ρυθμού προσάρτησης παίρνουν τις ελάχιστες δυνατές τιμές. Με τον τρόπο αυτό πραγματοποιήθηκε η

προσομοίωση των ατμοσφαιρικών συνθηκών σε ένα κλειστό χώρο με την ελάχιστη δυνατή συγκέντρωση αερολυμάτων. Πειραματικά η τιμή του λόγου των εναποτεθειμένων ραδιοϊσοτόπων εκτιμήθηκε ίση με (1.36 ± 0.10) με τη χρήση της μεθόδου και ίση με (1.48 ± 0.03) με τον ανιχνευτή CAM PIPS. Η απόκλιση της μεθόδου από την θεωρητική πρόβλεψη υπολογίσθηκε ίση με 6%, ενώ με τη χρήση του ανιχνευτή CAM PIPS ήταν 5%.

Επιπρόσθετα πραγματοποιήθηκε η περιβαλλοντική χρήση της μεθόδου. Ως χώρος μελέτης επιλέχθηκε το σπήλαιο του Περάματος στο νομό Ιωαννίνων. Οι μετρήσεις έλαβαν χώρα σε δύο περιόδους Ιανουάριος – Φεβρουάριος του 2007 και Μάρτιος – Ιούνιος του ίδιου έτους. Στις μετρήσεις αυτές τα αποτελέσματα της μεθόδου έδειξαν μείωση της τάσης και των δύο ραδιοϊσοτόπων να εναποτίθενται στις επιφάνειες, σε σχέση με τις τιμές αναφοράς από τα πειράματα στο εργαστήριο. Συγκεκριμένα, παρουσιάστηκε κατά μέση τιμή ελάττωση 44% του ποσοστού του ^{218}Po που εναποτίθεται στην επιφάνεια του ανιχνευτή εντός του σπηλαίου σε σχέση με το αντίστοιχο ποσοστό στο περιβάλλον του εργαστηρίου. Ομοίως και για το ^{214}Po παρουσιάστηκε κατά μέσο όρο ελάττωση 37%. Η συμπεριφορά αυτή ήταν η αναμενόμενη καθώς το επίπεδο συγκέντρωσης αερολυμάτων και υγρασίας στον κλειστό χώρο του σπηλαίου είναι υψηλότερο. Η αυξημένη συγκέντρωση αιωρούμενων σωματιδίων μειώνει την ικανότητα διαχύσεως των ραδιοϊσοτόπων στον αέρα του σπηλαίου και αυξάνει την πιθανότητα προσάρτησης των ραδιοϊσοτόπων στα αερολύματα μειώνοντας ταυτόχρονα την πιθανότητα εναπόθεσής τους. Σε σχέση με το λόγο $^{214}\text{Po}/^{218}\text{Po}$ των εναποτεθειμένων ραδιοϊσοτόπων του πολωνίου επί των ανιχνευτών βρέθηκε κατά μέση τιμή 14% αυξημένος. Και αυτή η συμπεριφορά συμφωνεί με τις προβλέψεις του προτύπου Jacobi-Knutson καθώς από τη διερεύνηση του μοντέλου προκύπτει η αύξηση του συγκεκριμένου μεγέθους όταν ο ρυθμός προσάρτησης σε αερολύματα αυξάνει.

Ταυτόχρονα πραγματοποιήθηκαν μετρήσεις της συγκεντρώσεως του ραδονίου. Η μέση τιμή της συγκεντρώσεως του ραδονίου για την πρώτη περίοδο των μετρήσεων βρέθηκε ίση με $(778 \pm 256) \text{ Bq/m}^3$ και για τη δεύτερη ίση με $(886 \pm 387) \text{ Bq/m}^3$. Παράλληλα υπολογίσθηκε η ενεργός δόση που δέχονται τόσο οι επισκέπτες [από $(3.05 \pm 1.00) \mu\text{Sv y}^{-1}$ έως $(3.47 \pm 1.52) \mu\text{Sv y}^{-1}$] όσο και οι εργαζόμενοι του σπηλαίου [από $(2.96 \pm 0.98) \text{ mSv y}^{-1}$ έως $(3.38 \pm 1.48) \text{ mSv y}^{-1}$]. Και στις δύο σειρές μετρήσεων οι τιμές αυτές βρέθηκαν εντός των επιτρεπόμενων ορίων [ICRP 65], πρέπει ωστόσο να σημειωθεί ότι οι εργαζόμενοι του σπηλαίου δέχονται περίπου 60% υψηλότερη δόση από φυσικές πηγές ραδιενέργειας σε σχέση με τον υπόλοιπο γενικό πληθυσμό.

Abstract

Everyone is exposed to natural or background radiation due mainly to the to cosmic rays and naturally occurring radioactive substances existing in the Earth and inside the human body. Human activities like the mining, the use of ores, the production of energy by burning coal containing terrestrial radiation sources cause additional radiation exposure to naturally existing radioactive substances. Over the last decades more radiation sources have been released into the environment, as residues from nuclear power plants and nuclear weapons tests. Some of this contamination is local, rendering the immediate surroundings highly radioactive, while some of it is carried longer distances as nuclear fallout dispersing worldwide. Although such human activities increase the radiation exposure they remain only a small fraction (18%) of the global average level of radiation exposure. The most significant contribution to natural exposure of humans is due to radon gas and its short-lived decay products. [NCRP, 1987]

Radon is a colourless, odourless, naturally occurring, radioactive noble gas and thus its behaviour is not affected by chemical processes. It is a terrestrial source of ionizing radiation, decay product of radium, and it can be found in high concentrations representing a significant health hazard. While the health risks of high radon concentration in underground mines have been known for a long time environmental radon exposure was supposed regardless until 1970. Radon seeps out of ores containing radium and as an inert gas it diffuses through soil pores and rock fractures into the atmosphere or into ground water. Then is rapidly dispersed and diluted by natural convection and turbulence. When a dwelling is present, radon may migrate into this structure and its accumulation indoors increases the radiation exposure of inhabitants.

Once in the air atmosphere radon atoms decay producing isotopes of polonium, lead, and bismuth. From a radio-biological aspect of view those of polonium ^{218}Po and ^{214}Po are considered to be the most dangerous as during their decay polonium isotopes emit α -particles of high energy. Those positively charged particles interact strongly with the molecules of the cells causing the DNA chains. All radon daughters are heavy metals chemically very active and may exist briefly as ions and/or free atoms before forming molecules or being attached to aerosol particles, forming radioactive aerosols. A variable proportion of airborne radon

daughters remains unattached and is referred as the airborne-unattached or free fraction. This fraction may be inhaled and deposited mainly upon the upper part of the respiratory tract, in which they release all their emissions. The aerosol particle size distribution of the aerosol-attached fraction in the inhaled air also strongly influences the dose to the airways, because particles of different sizes deposit preferentially in different areas of the respiratory tract.

Airborne radon decay products, whether unattached or attached to aerosol particles, tend to deposit on any available surface in direct contact to indoor air. The term plate-out is often used for surface deposition process. After their deposition, re-entrainment into the air due to recoil mechanism is neglected in most cases and as a result the plated-out radon daughters are removed from the air and they are no longer available for inhalation. The plate-out effect may be enhanced as a result of indoor air flow patterns or of the presence of electric fields due to domestic electrical appliances and/or to electrostatic charge on the available surfaces. Although plate-out effect is in addition with the radioactive decay and ventilation, an important removal mechanism of the airborne radon decay products from the indoor air very few direct measurements of plate-out radon daughters in real situations have been made.

The main goal of this PhD dissertation is to set up a new passive integrating method for simultaneous measurements of radon concentration and its deposited polonium progenies, using CR-39 Solid State Nuclear Track Detectors (SSNTD). Following the passage of a charged particle (protons and heavier) through a SSNTD, a damage region is created, usually named latent track. After the chemical etching of the detectors in aqueous NaOH or KOH solutions, latent tracks can be sufficiently enlarged (with diameters of 1 μm or more) to become visible under an optical microscope. Using the appropriate apparatus, one can record images of the SSNTD's surface. The shapes and the sizes of the particle's tracks are strongly dependent on their charge, energy and the angle of incidence. Generally, they have elliptical shapes and in the special case of vertical incidence, they are circular. Also the brightness of the tracks is dependent on the tracks depth [Nikezic et al., 2005]. During the development of the method this additional optical characteristic of the tracks was proved very useful for the separation of the tracks created by the plated-out polonium isotopes.

As deposition surface for the radon's decay products is used the surface of the detector itself. The separation of polonium isotopes is taking place by selecting among the recorded tracks those which fulfill specific selection criteria. The selection criteria are particular ranges of values for the geometrical and optical characteristics of the tracks which are corresponded with specific energies and angles of incidence. For the development of the method it was necessary to accomplish the following partial objectives:

- To develop a new computer program capable to analyze the images from the detectors. As output data the program should provide the user with the number of the recorded tracks and their geometrical (major and minor axis for elliptical tracks or diameter for circular) and optical (the mean value of tracks brightness) parameters. In addition the program should be able to deal with overlapped tracks. When two or more particles reach adjacent points on the detectors surface, the tracks which are created possibly overlap each other. Thus, instead of a single track with a distinct shape, a track-region with arbitrary shape is created. The program should separate the individual tracks and estimate their parameters.
- To study the behavior of geometrical and optical characteristics of the tracks according to α -particles energy and angle of incidence.
- To detect and separate polonium plated-out isotopes taking use of their tracks parameters.
- To perform experimental verification of the method comparing the results with other well energy calibrated detector systems.
- To carry out a first application in real environmental situations.

The accomplishment of the first objective led to the development of TRIAC [Patiris et al., 2006] and TRIAC II [Patiris et al., 2007] programs. Actually the first program now is a part of the more sophisticated TRIAC II. The program TRIAC II is written in the high level, language MATLAB, which is accompanied by a variety of tools for special applications. It runs in two different modes followed by the corresponding calibration actions. The first mode is dedicated to the estimation of the number of the tracks from a SSNTD's surface image. The accurate measurement of the number of tracks is important for reliable radiation dose estimations. Usually, a number of images is required, containing as many tracks as possible for improved statistics. To include a large number of tracks in an image, lenses of low magnification may be used. As a result, most tracks are resolved as circles. For this reason the program counts the tracks as circles, when is functioning in the first mode. On the other hand, in the second mode the user is provided with the parameters of the recognized tracks, which in general have elliptical shapes. The major and minor axes (in pixels), the mean value of brightness and the orientation (in degrees) of the tracks are output in files. The results are more accurate if a lens of higher magnification is used. Also, in the calibration modes, a group of images is provided on screen. This group contains the initial and a number of analyzed

images produced after certain program steps. The aim of the calibration modes is to help the user set the input program parameters, which fit better to his/her criteria.

TRIAC II possesses two unique features. The first is the approach it deals with overlapping tracks. When two or more particles reach adjacent points on the detectors surface, the tracks which are created following a chemical etching of several hours, possibly overlap each other. Instead of a single track with a distinct shape, a track-region with arbitrary shape is created. The program, using the appropriate Hough transform method ([Parker, 1997], [Yip et al., 1992]), first detects the number of elliptical (or circular) tracks, which best fit in a region of the detector, locates the edges of tracks and then it estimates their geometrical parameters. The second feature of the TRIAC II program is the brightness normalization of images recorded from the detectors' surfaces, before the estimation of tracks' parameters. Usually, the brightness of images is not uniform due to optical phenomena, resulting from the magnification of tracks. Most microscopes exhibit a brighter region around the centre of the optical field. This limits the accuracy of estimation of the optical parameters, such as the mean value of the tracks' brightness. For example, if a track is closer to the centre appears brighter than if it is near the field's edge. The program using an image of the optical field without detectors, corrects the brightness of images, normalizing it with respect to the brightest region. This action of brightness normalization also corrects any optical imperfection, providing a uniform illumination to the recorded images. Finally, the program, before any measurement, performs two morphological actions upon the images. These aim to the rejection of track-like objects produced usually from material imperfections on the detectors surface and (or) from the usage of the detectors, like scratches, fingertips etc. These actions prevent the counting of non-track objects, improving the accuracy of measurements of the tracks' number and consequently the accuracy of radioactive concentration's estimations.

For the study of tracks' parameters behaviour according to the energy and angle of incidence of α -particles, an americium source (^{241}Am), foils of absorber material and a collimator were used inside a vacuum chamber. The collimator was placed on a rotator, with the exit a few millimeters close to CR-39 detectors. Rotating the collimator and placing absorber foils between the source and the exit of collimator, the detectors were systematically irradiated inside the vacuum chamber (10^{-2} torr) with alpha particles and energies ranging from 1.5 MeV to 5.5 MeV and angle of incidence from 90° (vertical incidence) up to 35° , in steps of 5° , with respect to the detector's surface. After the irradiation the detectors were etched in a 6N aqueous NaOH solution, maintained at 75°C in a water bath. The etching duration varied from 6h to 14h. The outgrown tracks did not allow further etching, because the prolongation of tracks' overlapping would seriously affect the accuracy of estimation of the tracks' parameters.

A no linear relation between the geometrical characteristics of the tracks and the energy of the alpha particles for different etching times was found. The parameters of major and minor axis did not correlate with the energy of the particles for all angles of incidence. It is notable that after the first steps of etching (6h - 7h), wider tracks are created by particles of lower energies. However, this feature is not sufficient for classifying tracks according to their energy. For example, particles with the energy of 5.5MeV, which impact vertically onto the detector's surface, produce tracks with the same value of major (or minor) axis as the particles of lower energy do, when they collide with the detector at smaller angles of incidence. Moreover, as the duration of the etching process is increased, particles with greater energies gradually produce wider tracks' sizes, however more particles with different energies and (or) angles of incidence concurrently register into tracks with the same value of major and minor axis.

As a result energy separation is not possible using only the geometrical parameters of tracks. An additional parameter is needed. Generally, the visualization of tracks is carried out by placing the detector between the source of light and the microscope's objective lens. A ray of light transverses the detector following a straight line trajectory, which is redirected, when it is refracted out in air. The change in direction is due to the change of the optical medium and depends on the angle of refraction. Since there is not a preferred angle, the total contribution to the brightness of the optical field is almost uniform. However if before exiting, a light ray enters a region where a track was developed, a series of optical phenomena like refractions and reflections [Nikezic et al., 2005] affect its final deflection. This is the reason explaining why the particles' tracks seem darker from the detector's surface and can be recognized from the background of the image. The deeper a track is more rays of light are deflected and the track seems darker. This phenomenon provides the additional parameter, the brightness of a track.

To study the brightness of the tracks, the mean value of tracks' brightness was estimated by the TRIAC II program for all the combinations of incident particle energies-angles and chemical etching durations. At the first step of the etching procedure, particles with different energies and (or) angles of incidence, produce tracks with the same mean value of brightness. Then, as the duration of etching is increased, the tracks from particles with greater energies register darker. After 14h of etching, a close to linear relation between brightness and particles' energy, referred to the same angle of incidence was found. Taking into account the evolution of this parameter with etching, additional etching was found to improve the linearity. Although this finding is important for spectrometric purposes, the outgrowth of tracks sets an upper limit to the tracks' surface concentration. For our experimental setup, this

limit was approximately 20-25 ktracks per square centimetre. More tracks would lead to an extensive overlapping of the tracks, thus affecting the accuracy of the measurements.

The method, which is proposed, depends on the direct detection of plated out isotopes ^{218}Po and ^{214}Po , using as the deposition surface, the surface of CR-39 detectors. Using the results of the spectrometric analysis detailed above, the method is based on the selection, amongst all the recorded tracks, those which their geometrical (major and minor axis) and optical characteristics correspond to a specific energy range of alpha particles. The radon progeny, plated out on the detector's surface emit alpha particles, which impact on the detector with their entire energy; in particular, ^{218}Po emits alpha particles with initial energy of 6.0 MeV and ^{214}Po particles with 7.7 MeV. A number of experimental problems had to be solved so to detect particles in this range of energies. First, we had to choose the optimal duration of the chemical etching. After a short period of chemical etching, the tracks were so small and bright, so that it was difficult to differentiate them from the background. Increasing the duration of etching, the tracks were developed large and dark enough to be recognized, however tracks from particles with lower energies grew too large so to overlap, downgrading the accuracy of calculations. Also, for long etching times, increasing number of particles with different energies and (or) angles of incidence produced tracks with the same value of geometrical parameters. This fact could complicate the effort to apply the appropriate selection criteria. Finally, since our experimental data were ranging between 1.5 MeV to 5.5 MeV, to estimate the tracks' parameters of higher energy particles, complicate calculations based on the experimental data and additional theoretical models were needed.

An approach to overcome these complications was to shield the detectors with an appropriate absorber so to reduce the particles' energy. A number of calculations were performed to determine the kind and the thickness of the absorber material. The calculations were accomplished using the code SRIM [Ziegler and Biersak, 1985] to estimate the energy loss per unit length in three different materials (Kapton®, polyethylene and aluminium). An aluminium foil of 15 μm thickness was found optimal for our purpose. Close enough the thickness of the commercially available aluminium foils was estimated equal to 14.2 μm . This absorber reduces the energy of the emitted particles from ^{218}Po to 3.6 MeV and from ^{214}Po to 5.8 MeV. Although the energy of the particles from ^{214}Po is marginally higher than our available experimental data, we used this absorber, because this energy corresponds to the maximum value in the range of possible energies. Only particles, which are emitted vertically to the detector's surface, traverse the minimum possible distance inside the absorber and transfer this amount of energy. In general, alpha particles are emitted from the plated out progeny in random angles and consequently they follow trajectories of various lengths losing different amounts of energy. According to the calculations, plated out ^{218}Po emits particles in

the range of ($45^\circ - 90^\circ$) angles with corresponding energies of (2.3 – 3.6) MeV, while ^{214}Po for the same angles with energies of (4.9 – 5.8) MeV. These values determine the selection criteria, which actually are two groups of values, one for each isotope, for the three tracks' parameters. The application of those criteria was accomplished using a Visual Basic macro in an Excel spreadsheet, since the computed track parameters are directly output by the TRIAC II code to .xls (Excel) files.

To verify our method, CR-39 detectors, covered with commercial aluminium foil, were placed for 60 h inside a non ventilated chamber, with a volume of 67 L, together with a ^{226}Ra radioactive source of 4000 Bq activity. To monitor the exposure of CR-39 detectors, a Continuous Air Monitoring CAM PIPS detector was placed inside the chamber, capable to operate under environmental conditions. The spectra from this detector, acquired using standard electronics were analysed to validate the results of the proposed method. Following the exposure in the radon rich environment, the CR-39 detectors were etched in a 6N aqueous NaOH solution, maintained at 75°C for 8 hours. A number of images containing a total of 3500 tracks from each detector was scrutinised by the TRIAC II program. The energy spectrum of the detected alpha particles accumulated using the CAM PIPS detector shows two well separated peaks produced from the plated out progeny onto the detector's surface produce, while radon, remaining free in air, emits alpha particles from a region around the detector, producing a continuous spectrum up to 5.5 MeV.

The histograms derived from the covered detectors, revealed two groups of values for the major axis. After imposing the selection criteria, these two noticeable regions remain, providing an evidence of the radon's progeny differentiation. Analogous were also the results of calculations based on the minor axis data. To further validate the method, these results were compared with spectra derived with the CAM PIPS detector. Bypassing the need for the efficiency calibration of detectors, the ratio ($^{214}\text{Po} / ^{218}\text{Po}$) of the detected progeny was calculated for each detector type and then this quantity was used for the comparison. To achieve better statistics, the experiment was repeated ten more times. From the analysis of the spectra of the CAM PIPS detector, the ratio ($^{214}\text{Po} / ^{218}\text{Po}$) was calculated equal to 1.48 ± 0.03 , while for the CR-39 detectors it was 1.32 ± 0.10 . Also, using the theoretical model of Jacobi-Knutson ([Jacobi, 1975], [Knutson, 1988]) and adjusting the model's parameters in a way to represent a non ventilated volume, containing a concentration of aerosols equal to the background value, another estimation of the ratio was carried out. The theoretical calculations led to a value for the ratio of the deposited progenies equal to 1.41. The results from both detectors are considered to be in good agreement with each other and with the theoretical prediction value as well. For all the experiments for the validation of the method, the exposure of the detectors was long enough to produce a high surface concentration of tracks

(at least 20k per cm^2), because from the total number of recognized tracks, a certain percentage did not satisfy the selection criteria and was rejected.

Finally, the method was applied in real environmental situations. As the Perama cave is one of the most popular in Greece it was chosen for our purpose. Measurements were carried out during two different periods. The first measurement period lasted from January to February of 2007 and the second during March to June of the same year. A number of detectors for radon concentration measurements and polonium isotopes detection were placed at several positions along the main path of the cave. The results revealed a decreasing tendency of the polonium isotopes to deposit on the detectors surface in comparison with the results of laboratory atmosphere. This behavior was expected. The increased concentration of the aerosols inside the cave reduces the ability of the radon's decay products to diffuse and reach the surrounding surfaces and at the same time the possibility to be attached on an aerosol particle arises. The radon's concentration measurements found to be in good agreement with previous results

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1

Εισαγωγή

Τις τελευταίες δεκαετίες ένας σημαντικός αριθμός εργασιών συσχετίζει την ανάπτυξη καρκίνου του πνεύμονα με τη συσσώρευση υψηλής συγκέντρωσης ραδονίου και θυγατρικών του στον εσωτερικό αέρα μίας οικίας ή ενός χώρου δουλειάς. Παλιότερα, θεωρούνταν ότι μόνο εργαζόμενοι σε ορυχεία κινδύνευαν από τις υψηλές συγκεντρώσεις σε αυτά. Ωστόσο, σε μετρήσεις εντός οικιών που ακολούθησαν έγινε σαφές ότι σε κάθε κλειστό χώρο η συγκέντρωση του ραδονίου, εάν ευνοήσουν οι συνθήκες, μπορεί να ανέλθει σε επικίνδυνα επίπεδα για τη δημόσια υγεία. Η εκμετάλλευση αποβλήτων ορυχείων για την παραγωγή οικοδομικών υλικών και η ύπαρξη υψηλών συγκεντρώσεων ραδίου στο χώμα είναι δύο αιτίες της συσσώρευσης του ραδονίου σε εσωτερικούς χώρους ([Nazaroff et al., 1988a], [Stranden, 1988], [UNSCEAR, 2000]). Σε παγκόσμιο επίπεδο πραγματοποιούνται εκτεταμένες μετρήσεις, ενώ η Ευρωπαϊκή Ένωση έχει θεσπίσει όρια επικινδυνότητας μέσω της οδηγίας 90/143/EUROATOM. Σύμφωνα με την οδηγία μέτρηση συγκέντρωσης ραδονίου άνω των 400 Bq/m^3 πρέπει να οδηγεί στην άμεση λήψη προστατευτικών μέτρων, ενώ για τις σύγχρονες κατασκευές έχει θεσπισθεί ως προληπτικό όριο η συγκέντρωση των 200 Bq/m^3 .

Το ραδόνιο μπορεί να εισέλθει και να συσσωρευθεί σε εσωτερικούς χώρους μέσω δύο μηχανισμών μεταφοράς. Η τυχαία ατομική κίνηση ή *διάχυση* αποτελεί τον πρώτο μηχανισμό μεταφοράς του ραδονίου [Nazaroff et al., 1988a]. Όπως κάθε αέριο έτσι και το ραδόνιο έχει την τάση να εξισώνει τη συγκέντρωσή του σε όλο τον όγκο του χώρου που καταλαμβάνει. Έχει, δηλαδή, την τάση να κινείται σε κατεύθυνση αντίθετη προς στην τοπική αύξηση της συγκέντρωσής του. Επίσης, το ραδόνιο μετακινείται παρασυρόμενο από αέριες μάζες λόγω της ύπαρξης διαφοράς ατμοσφαιρικών πιέσεων. Οι διαφορές αυτές δημιουργούνται κυρίως από μετεωρολογικές συνθήκες ενώ στην περίπτωση κλειστών χώρων ως αποτέλεσμα μηχανικών αιτίων όπως η χρήση συστημάτων εξαερισμού ή κλιματιστικών. Η μαθηματική περιγραφή της μετακίνησης του ραδονίου συνδυάζει και τους δύο παραπάνω μηχανισμούς μετακίνησης ([Font, 1997], [Rogers and Nilson, 1991], [Nazaroff et al., 1988a]).

Η είσοδος του ραδονίου στο εσωτερικό ενός κτιρίου χαρακτηρίζεται ως διαδικασία εισόδου. Από το έδαφος το ραδόνιο μεταφέρεται στο εσωτερικό του κτιρίου και με τους δύο προαναφερθέντες μηχανισμούς μεταφοράς. Τα ιδιαίτερα χαρακτηριστικά του κτιρίου

(ρωγμές, παλαιότητα, είδος δομικών υλικών) ποικίλουν και ανάλογα μεταβάλλεται και ο ρυθμός εισόδου του ραδονίου μέσω αυτών. Το συμπαγές τσιμέντο για παράδειγμα, λειτουργεί σαν ένα είδος φραγής καθώς διαμέσου αυτού το ραδόνιο διαχέεται με πολύ μεγάλη δυσκολία [Rogers et al., 1995]. Η επικρατέστερη διαδικασία μεταφοράς του ραδονίου από τα δομικά υλικά θεωρείται η διάχυση, επειδή τα περισσότερα δομικά υλικά χαρακτηρίζονται από πολύ μικρή διαπερατότητα με αποτέλεσμα η μεταφορά ραδονίου μέσω της μετακίνησης του αέρα να θεωρείται αμελητέα [Font, 1997]. Η πολυπλοκότητα της διαδικασίας εισόδου μέσω του εδάφους δυσχεραίνει την πραγματοποίηση μιας άμεσης μέτρησης του εισερχόμενου από το έδαφος ραδονίου. Η συγκέντρωσή του εκτιμάται με έμμεσο τρόπο, μετρώντας τον συνολικό ρυθμό εισόδου αφαιρώντας την συνεισφορά των δομικών υλικών σε ραδόνιο.

Η εισπνοή του ραδονίου και των θυγατρικών του ισοτόπων μπορεί να οδηγήσει στην ακτινοβόληση του οργανισμού και κυρίως των ιστών της αναπνευστικής οδού. Έτσι, οι μελέτες με αντικείμενο το ραδόνιο στοχεύουν συνήθως στον υπολογισμό της δόσης που δέχεται ο ανθρώπινος οργανισμός από την έκθεσή του τόσο στο ίδιο το αέριο όσο και στα θυγατρικά του προϊόντα. Το μέγεθος της δόσης εκφράζει την ενέργεια που απορροφάται από ένα υλικό από οποιαδήποτε μορφή ιονίζουσας ακτινοβολίας. Η απευθείας μέτρηση της δόσης που έχει δεχθεί ένα κύτταρο είναι πρακτικά αδύνατη. Έτσι χρησιμοποιούνται προσεγγιστικά μοντέλα για την εκτίμηση του συντελεστή μετατροπής της έκθεσης σε ραδιενέργεια σε ενεργό δόση, κυρίως για τους ιστούς του αναπνευστικού συστήματος. Τα τελευταία χρόνια έχει αναπτυχθεί πλήθος προσεγγιστικών μοντέλων, παρέχοντας πλήθος αποτελεσμάτων ([NRC,1991], [ICRP,1994], [NRC,1999], [Porstendorfer and Reineking, 1999], [Nikezic et al., 2000], [Yu et al., 200b], [Yu et al., 2001a], [Yu et al., 2001b]).

Ανάλογα με τις συνθήκες, τα θυγατρικά του ραδονίου παρουσία αερολυμάτων μπορούν να βρεθούν σε τρεις πιθανές καταστάσεις. Ελεύθερα στον αέρα, προσαρτημένα σε αερολύματα και εναποτεθειμένα σε επιφάνειες. Στην πρώτη περίπτωση κατά την οποία τα θυγατρικά προϊόντα του ραδονίου *δεν προσαρτώνται σε αερολύματα*, παραμένουν ελεύθερα να κινούνται και λόγω του μικρού μεγέθους τους η κίνησή τους μπορεί να προσεγγισθεί με την αντίστοιχη κίνηση των αερίων ([Porstendorfer, 1994], [Mohammed, 1999], [Tymen et al., 1999], [Cheng et al., 2000], [Huet et al., 2001]). Όταν κατά την διάρκεια της διαχύσεως των ελεύθερων θυγατρικών του ραδονίου στον αέρα συγκρουσθούν με αερολύματα, υπάρχει η πιθανότητα να προσαρτηθούν σε αυτά. Μάλιστα κατά τον Porstendorfer (1994) η πιθανότητα αυτή ισούται με τη μονάδα γεγονός που επιβεβαιώθηκε και πειραματικά [Tokonami, 2000]. Η προσάρτησή τους δημιουργεί μια ειδική κατηγορία αερολυμάτων, τα *ραδιενεργά αερολύματα*. Το μέγεθος, η κίνηση και οι ιδιότητες των θυγατρικών προϊόντων του ραδονίου μεταβάλλονται σημαντικά μετά την προσάρτησή τους. Το μέγεθος των θυγατρικών ισοτόπων αυξάνει και πρακτικά ισούται με το μέγεθος των σωματιδίων του κάθε αερολύματος. Οι

νόμοι που διέπουν την κίνηση των ραδιενεργών αερολυμάτων είναι οι ίδιοι που ισχύουν για τα αερολύματα-φορείς και περιγράφονται από τον κλάδο της φυσικής των αερολυμάτων.

Στις παραπάνω καταστάσεις τα θυγατρικά προϊόντα του ραδονίου παραμένουν στον εισπνεόμενο αέρα. Η διαδικασία εναπόθεσης (plate-out effect) σε επιφάνειες αποτελεί μια σημαντική διαδικασία απομάκρυνσής τους από αυτόν, τα καθιστά ακίνδυνα για τον άνθρωπο, καθώς εναποθεθειμένα παύουν να εισέρχονται στον οργανισμό μέσω της εισπνοής. Μάλιστα μετά την εναπόθεσή τους σε κάποια επιφάνεια η πιθανότητα επιστροφής τους στον αέρα θεωρείται αμελητέα. Η διαδικασία εναπόθεσης μπορεί να επηρεαστεί από πλήθος παραγόντων, όπως η ύπαρξη ηλεκτροστατικού φορτίου στις επιφάνειες του χώρου, διάφορων ηλεκτρικών πεδίων λόγω των ηλεκτρολογικών εγκαταστάσεων κλπ. Οι παράγοντες αυτοί δυσχεραίνουν την ακριβή πειραματική εκτίμηση της ταχύτητας εναπόθεσης, η οποία έχει επιχειρηθεί σε αρκετές προηγούμενες μελέτες. ([Bruno, 1983], [Knutson et al., 1983], [Gadgil et al., 1992], [McLaughlin and Fitzgerald, 1992], [Kojima et al., 1993], [Nazaroff et al., 1992], [Nazaroff et al., 1993], [Hattori and Ishida, 1994], [Porstendorfer, 1994], [Xu et al., 1994], [Thatcher et al., 1996], [Leonard, 1996], [Voytcev et al., 1999], [Schmidt and Hamel, 2001]). Η τιμή της ταχύτητας εναπόθεσης των μη προσαρτημένων θυγατρικών προϊόντων του ραδονίου έχει προσδιορισθεί ότι κυμαίνεται σε εύρος τιμών μεταξύ 0.05 cm/s και 0.5 cm/s, ενώ η ταχύτητα εναπόθεσης των προσαρτημένων από 5×10^{-4} cm/s ως 5×10^{-3} cm/s. Η πιθανότητα λοιπόν να εναποθεθούν τα προσαρτημένα θυγατρικά είναι κατά δύο τάξεις μεγέθους μικρότερη σε σχέση με τα ελεύθερα ραδιοϊσότοπα καθώς η αύξηση του μεγέθους τους μειώνει την ικανότητα διαχύσεώς τους προς τις επιφάνειες ([Willeke and Baron, 1993], [Friedlander, 2000]). Έτσι η ύπαρξη αερολυμάτων στο χώρο συντελεί στην περαιτέρω παραμονή των ραδιοϊσοτόπων στον αέρα.

Η συμπεριφορά των θυγατρικών του ραδονίου έχει μελετηθεί θεωρητικά από το πρότυπο των Jacobi-Knutson ([Jacobi, 1972], [Knutson, 1988]). Η συγκέντρωση ραδιενέργειας κάθε θυγατρικού προϊόντος σε κάθε μια από τις πιθανές καταστάσεις που μπορεί να βρεθεί, εξαρτάται από το χρόνο και προκύπτει από τη συνισταμένη των διαδικασιών σχηματισμού και απομάκρυνσης από τον χώρο αναφοράς. Ο ρυθμός μεταβολής των συγκεντρώσεων ραδιενέργειας του κάθε ραδιοϊσοτόπου σε κάθε μια από τις προαναφερθείσες καταστάσεις, εξαρτάται σύμφωνα με το πρότυπο από την συγκέντρωση του μητρικού του πυρήνα σε μία από τις πιθανές καταστάσεις (ελεύθερο, προσαρτημένο, εναποθεθειμένο) καθώς επίσης και από τις τιμές των ρυθμών εξαερισμού, προσάρτησης και εναπόθεσης.

Οι πειραματικές μέθοδοι που έχουν προταθεί για τη μελέτη της συμπεριφοράς τους στηρίζονται κυρίως στη χρήση αντλιών που οδηγούν ποσότητες αέρα διαμέσου μεταλλικών πλεγμάτων και σωλήνων διαχύσεως ([Chamberlain and Dyson, 1956], [Craft et al., 1966], [Thomas and Hinchliffe, 1972], [George, 1972], [James et al., 1972], [Cheng and Yeh, 1980],

[Holub and Knutson, 1987] , [Holub et al., 1988]). Περιορισμένη επίσης χρήση έχει η μέθοδος συλλογής των ηλεκτρικά φορτισμένων θυγατρικών προϊόντων με τη χρήση ισχυρών ηλεκτρικών πεδίων. Σημαντικό ποσοστό των θυγατρικών προϊόντων του ραδονίου μετά το σχηματισμό τους και κατά την ανάκρουσή τους χάνουν έναν αριθμό ηλεκτρονίων και αποκτούν θετικό φορτίο λόγω αλληλεπίδρασης με τα μόρια του αέρα. Η μέθοδος αυτή χρησιμοποιήθηκε αρχικά σε συνδυασμό με τη μέθοδο των σωλήνων διαχύσεως [Charpuis et al., 1970]. Έχει εφαρμοστεί κυρίως για τον προσδιορισμό του ποσοστού των φορτισμένων θυγατρικών ισοτόπων ([Wilkening, 1952], [Soilleux 1970], [Busigin et al., 1981], [Tokonami et al., 1996]).

Οι παραπάνω μέθοδοι πέραν από το μεγάλο όγκο των χρησιμοποιούμενων διατάξεων και την ανάγκη συνεχούς τροφοδοσίας και απασχόλησης ειδικευμένου προσωπικού, είναι μέθοδοι δειγματοληψίας σε συγκεκριμένες χρονικές στιγμές. Όπως έχει ωστόσο αποδειχθεί, η συγκέντρωση του ραδονίου σε ένα χώρο παρουσιάζει σημαντικές χρονικές διακυμάνσεις, οι οποίες οφείλονται στην πολυπλοκότητα των διαδικασιών εισόδου και απομάκρυνσής του. Καθώς η λήψη δειγμάτων διαρκεί ένα μικρό χρονικό διάστημα (συνήθως λίγων ωρών), οι εκτιμήσεις, που προκύπτουν παρουσιάζουν σφάλμα της τάξης του 33% [Swedjemark, 1984]. Αντίθετα, οι χρονικά ολοκληρωμένες μετρήσεις εκτιμούν το μέσο όρο των συγκεντρώσεων με σφάλμα μικρότερο του 13%, επειδή στηρίζονται στην έκθεση των ανιχνευτών για μεγαλύτερα χρονικά διαστήματα (συνήθως μερικών εβδομάδων). Έτσι όταν απαιτείται η ακριβής εκτίμηση της ετήσιας ραδιενεργού δόσης τέτοιες μέθοδοι έχουν σημαντικό πλεονέκτημα.

Στα πλαίσια της παρούσας διατριβής, αναπτύχθηκε μια νέα μέθοδος για τον προσδιορισμό της συγκέντρωσης του ραδονίου και την ταυτόχρονη ανίχνευση και ποσοτική διαφοροποίηση των θυγατρικών του πυρήνων, του ^{218}Po και του ^{214}Po , με τη χρήση των πλαστικών ανιχνευτών πυρηνικών ιχνών CR-39. Η μέθοδος στηρίζεται στο φαινόμενο της εναπόθεσης των θυγατρικών ισοτόπων επί της επιφάνειας των ανιχνευτών και απαιτήσε την ενεργειακή διάκριση των σωματιδίων που εκπέμπονται από τα θυγατρικά του ραδονίου με βάση τα γεωμετρικά και οπτικά χαρακτηριστικά των ιχνών που δημιουργούνται στην επιφάνεια των ανιχνευτών. Με τη χρήση των πλαστικών ανιχνευτών πυρηνικών ιχνών αφενός πραγματοποιούνται ολοκληρωμένες ως προς το χρόνο μετρήσεις και αφετέρου, δεν απαιτείται τροφοδοσία ενέργειας ούτε απασχόληση ειδικευμένου προσωπικού κατά τη διάρκεια της έκθεσής τους στο προς μελέτη περιβάλλον. Επίσης χαρακτηρίζονται από τον πολύ μικρό όγκο τους, την εύκολη εγκατάσταση και το χαμηλό κόστος. Με τη προτεινόμενη μέθοδο είναι δυνατό να πραγματοποιηθούν περιβαλλοντολογικές μετρήσεις σε χώρους όπως σπήλαια, πηγάδια, ορυχεία κ.λ.π., όπου οι συνθήκες είναι τέτοιες που δεν επιτρέπουν

τροφοδοσία με ρεύμα και έχουν αυξημένη πιθανότητα καταστροφής ή απώλειας των ανιχνευτών.

Η διαδικασία ανάπτυξης της μεθόδου ακολούθησε τα παρακάτω στάδια:

- i. Την επιλογή ως ανιχνευτή της μεθόδου του πλαστικού ανιχνευτή πυρηνικών ιχνών CR-39. Ο εν λόγω ανιχνευτής βρέθηκε να πληροί τις προδιαγραφές της μεθόδου για χρονικά ολοκληρωμένες μετρήσεις σε χώρους όπου η παροχή τροφοδοσίας και η διαρκής επιτήρηση δεν είναι δυνατή και για χρόνους έκθεσης λίγων εβδομάδων.
- ii. Την ανάπτυξη εξειδικευμένου λογισμικού ικανού να αναλύει τις εικόνες που προκύπτουν από τον ανιχνευτή CR-39 και να παρέχει τουλάχιστον τρεις παραμέτρους ανάλυσης που να σχετίζονται άμεσα με την ενέργεια των σωματιδίων που προκαλούν τα ίχνη. Ακολούθησε η ενδελεχής μελέτη των γεωμετρικών και οπτικών χαρακτηριστικών των καταγραφόμενων ιχνών συναρτήσει της ενέργειας και της γωνίας πρόσπτωσης των σωματιδίων καθώς και της διάρκειας της χημικής επεξεργασίας των ανιχνευτών.
- iii. Την διερεύνηση και στην συνέχεια την επιλογή των συνθηκών έκθεσης και επεξεργασίας των ανιχνευτών ώστε να επιτευχθεί ενεργειακή διάκριση μεταξύ των ιχνών που προκύπτουν από το εναποτεθειμένο ^{218}Po και ^{214}Po .
- iv. Την πειραματική επαλήθευση και βαθμονόμηση της μεθόδου σε περιβάλλον γνωστής συγκέντρωσης ραδονίου και αερολυμάτων καθώς και την σύγκριση των αποτελεσμάτων με τις προβλέψεις του προτύπου των Jacobi-Knutson.
- v. Την εφαρμογή της μεθόδου με μετρήσεις στο σπήλαιο Περάματος του νομού Ιωαννίνων.

Η παρούσα διατριβή έχει χωρισθεί σε δύο κύρια μέρη, τα οποία αποτελούνται από έναν αριθμό κεφαλαίων. Το πρώτο μέρος περιλαμβάνει τα κεφάλαια 2, 3 και 4, όπου πραγματοποιείται κατά κύριο λόγο η βιβλιογραφική ανασκόπηση των αρχών, των εννοιών και των θεωρητικών και πειραματικών αποτελεσμάτων της έρευνας που αφορά το ραδόνιο καθώς και της συμπεριφοράς των θυγατρικών του προϊόντων στον ατμοσφαιρικό αέρα. Συγκεκριμένα, στο κεφάλαιο 2 πραγματοποιείται εκτενής αναφορά στις βασικές αρχές και τα μεγέθη που σχετίζονται με τις μετρήσεις του ραδονίου. Ως ευγενές αέριο η συμπεριφορά του διαφέρει πολύ από εκείνη των θυγατρικών του και αποδίδεται ιδιαίτερη σημασία στις διαδικασίες σχηματισμού, έκλυσης, μεταφοράς και συσσώρευσης του σε εσωτερικούς χώρους. Στο κεφάλαιο 3 περιγράφονται οι ιδιότητες και η συμπεριφορά των θυγατρικών του

ραδιοϊσοτόπων. Εκτενής αναφορά γίνεται στην περίπτωση όπου σε έναν χώρο υπάρχουν αερολύματα οπότε ενδέχεται να σχηματισθούν ραδιενεργά αερολύματα με την προσάρτηση των θυγατρικών σε αυτά. Αναλύονται όλα τα σχετικά μεγέθη και πραγματοποιείται διερεύνηση των θεωρητικών μοντέλων των Jacobi και Knutson ([Jacobi, 1972], [Knutson, 1988]), που αφορούν την πιθανότητα των θυγατρικών να σχηματίσουν ραδιενεργά αερολύματα, να παραμείνουν ελεύθερα στον αέρα ή να απομακρυνθούν μέσω της διαδικασίας της εναπόθεσης σε επιφάνειες. Το πρώτο μέρος ολοκληρώνεται με το κεφάλαιο 4 με την παρουσίαση των μεθόδων ανίχνευσης τόσο του ραδονίου όσο και των θυγατρικών του. Αποδίδεται ιδιαίτερη βαρύτητα στους ανιχνευτές πυρηνικών ιχνών καθώς επίσης και στην έρευνα που έχει ήδη πραγματοποιηθεί στην προσπάθεια να επιτευχθεί φασματοσκοπία σωματιδίων άλφα με τη χρήση τους.

Το δεύτερο μέρος, το οποίο έχει σκοπό να περιγράψει την πειραματική ανάπτυξη της μεθόδου και την περιβαλλοντική της εφαρμογή, αποτελείται από τα κεφάλαια 5, 6 και 7. Ειδικότερα, στο κεφάλαιο 5 αναφέρονται τα υλικά, οι διατάξεις και η μεθοδολογία που απαιτείται για την πειραματική αξιοποίηση των ανιχνευτών πυρηνικών ιχνών. Αν και σχεδόν αποκλειστικά δίνεται βαρύτητα στους ανιχνευτές τύπου CR-39, με μικρές τροποποιήσεις μπορούν να αξιοποιηθούν και οι υπόλοιποι πλαστικοί ανιχνευτές ιχνών. Επίσης στο κεφάλαιο αυτό περιγράφεται η ανάπτυξη του προγράμματος H/Y TRIAC II, με το οποίο αναλύθηκαν όλες οι μετέπειτα μετρήσεις. Στο κεφάλαιο 6 ακολουθεί η παράθεση των αποτελεσμάτων της μελέτης των γεωμετρικών και οπτικών χαρακτηριστικών των ιχνών από σωματίδια άλφα. Σε μια σειρά πειραμάτων μελετήθηκαν τα χαρακτηριστικά των ιχνών μεταβάλλοντας τρεις παραμέτρους: την ενέργεια, τη γωνία πρόσπτωσης των σωματιδίων και τη διάρκεια της χημικής επεξεργασίας των ανιχνευτών. Η μελέτη αυτή οδήγησε στην πειραματική επαλήθευση των θεωρητικών μοντέλων ανάπτυξης των ιχνών. Προέκυψε επίσης το συμπέρασμα ότι μόνο τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά των ιχνών δεν επαρκούν για την ενεργειακή διάκριση των σωματιδίων. Για τον λόγο αυτό προτάθηκε και μελετήθηκε η συμπεριφορά μιας ακόμα παραμέτρου αξιοποιώντας τις οπτικές ιδιότητες των ιχνών, με την χρήση της οποίας κατέστη δυνατός ο πειραματικός διαχωρισμός των θυγατρικών ισοτόπων ^{218}Po και ^{214}Po . Στο κεφάλαιο 7 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα μιας σειράς πειραμάτων που σχετίζονται με την κατασκευή των ανιχνευτικών συστημάτων για τη μέτρηση της συγκεντρώσεως του ραδονίου και παράλληλα την ανίχνευση και το διαχωρισμό των θυγατρικών του. Στη συνέχεια ακολουθεί η πειραματική επαλήθευση της μεθόδου με την από κοινού χρήση και σύγκριση των αποτελεσμάτων με ανιχνευτές πυριτίου τύπου CAM PIPS. Στο τέλος του κεφαλαίου περιλαμβάνονται τα αποτελέσματα των περιβαλλοντικών μετρήσεων που πραγματοποιήθηκαν, ως εφαρμογή της μεθόδου, στο σπήλαιο Περάματος του νομού Ιωαννίνων καθώς και αποτελέσματα δοσιμετρίας από τις μετρήσεις της

συγκεντρώσεως του ραδονίου στον εν λόγω χώρο. Η διατριβή ολοκληρώνεται με την παράθεση των συμπερασμάτων και των προοπτικών για την περαιτέρω αξιοποίηση της μεθόδου, ενώ στο παράρτημα που ακολουθεί περιέχεται ο κώδικας του προγράμματος TRIAC II.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2

Ραδόνιο – Βασικές αρχές

Ως ευγενές αέριο το ραδόνιο διαφέρει από τα υπόλοιπα ραδιενεργά στοιχεία στο ότι η συμπεριφορά του δεν επηρεάζεται από χημικές αλληλεπιδράσεις. Τα επίπεδα της συγκέντρωσής του εξαρτώνται από γεωλογικές και γεωφυσικές συνθήκες καθώς και από ατμοσφαιρικούς παράγοντες όπως η βαρομετρική πίεση, η υγρασία και οι βροχοπτώσεις. Αμέσως μετά το σχηματισμό του μέσα σε ένα υλικό που περιέχει ράδιο, το άτομο του ραδονίου κινείται σχετικά ελεύθερα διαμέσου των πόρων του υλικού και διαχέεται προς στην ατμόσφαιρα. Στην περίπτωση μιας κατοικίας ή ενός εργασιακού χώρου, το ραδόνιο εισέρχεται στο εσωτερικό τους μέσω των δομικών υλικών και μπορεί να συσσωρευτεί σε ποσότητες ικανές ώστε να αποτελέσει κίνδυνο για την υγεία του ανθρώπου. Στο ραδόνιο οφείλεται το 55% της ετήσιας ραδιενεργού δόσης, που προσλαμβάνει ο άνθρωπος τόσο από φυσικές όσο και από ανθρωπογενείς πηγές ραδιενέργειας [NCRP, 1987]. Η σημαντική ραδιοβιολογική σημασία του ραδονίου και των θυγατρικών του ραδιοϊσοτόπων ώθησε τις τελευταίες δεκαετίες πολλές ερευνητικές ομάδες στον κόσμο να ασχοληθούν με τη μελέτη τους. Η σημασία που αποδίδεται στην έρευνα του ραδονίου καταδεικνύεται από τον αριθμό των σχετικών δημοσιεύσεων, ο οποίος σε ετήσια βάση υπερβαίνει τις διακόσιες.

2.1. Σύντομη ιστορική αναδρομή

Αν και το ραδόνιο ανακαλύφθηκε στις αρχές του εικοστού αιώνα, οι επιπτώσεις του στον ανθρώπινο οργανισμό είχαν επισημανθεί ήδη από τον 16^ο αιώνα. Ένας γιατρός της εποχής, ο Agricola στο Schneeberg του όρους Erz (περιοχή με άφθονο ορυκτό πλούτο μεταξύ Σαξονίας και Βοημίας) παρατήρησε το 1556 τη μεγάλη συχνότητα θανάτων λόγω πνευμονικών νοσημάτων μεταξύ των εργατών στα τοπικά ορυχεία [Agricola, 1556]. Από τα ορυχεία αυτά γίνονταν εξόρυξη μεταξύ των άλλων και του ορυκτού *πισσουρανίτη*, το οποίο αποτέλεσε αργότερα την κύρια πηγή χημικής παραγωγής ουρανίου και ραδίου. Οι εργάτες, οι οποίοι δούλευαν στα ορυχεία για διάστημα μεγαλύτερο των 10 χρόνων ανέπτυξαν την λεγόμενη επιδημία του όρους Erz. Το 1879 οι Γερμανοί ιατροί Harting και Hesse διαπίστωσαν ότι τα περισσότερα περιστατικά της «επιδημίας του Erz ήταν καρκίνος των πνευμόνων [Waxweiler, 1981].

Η ανακάλυψη του ραδονίου και ο προσδιορισμός των ιδιοτήτων του είναι γεγονότα άμεσα συνδεδεμένα με την ανακάλυψη της ραδιενέργειας και με τα αντίστοιχα πειράματα που πραγματοποιήθηκαν κυρίως τις δύο πρώτες δεκαετίες του εικοστού αιώνα. Αν και το ουράνιο ανακαλύφθηκε το 1789 από το Γερμανό χημικό Martin Klaproth [Klaproth, 1789], η *ιονίζουσα ακτινοβολία* του ανακαλύπτεται το 1896 από τον Henry Becquerel, ο οποίος



Σχήμα 2.1.1 Marie Curie

ανακαλύπτει ένα νέο είδος ακτινοβολίας, τη ραδιενέργεια του ουρανίου [Becquerel, 1896]. Λίγα χρόνια αργότερα οι Marie και Pierre Curie και ο Gerhard Schmidt ανακαλύπτουν τη ραδιενέργεια του θορίου καθώς και τα στοιχεία ράδιο και πολώνιο [Curie, 1899]. Το 1898 ο Ernest Rutherford ανακαλύπτει τα σωμάτια άλφα και βήτα και την επόμενη χρονιά το θορόνιο (το ^{220}Rn), το οποίο ονομάζει *εκροή* (emanation) [Rutherford and Owens, 1899]. Διαπιστώνει ότι το θορόνιο μπορεί να διέλθει από χαρτί, μάλλινο ύφασμα ακόμα και λεπτά φύλλα μετάλλου και να διαχυθεί στον γύρω αέρα χωρίς να ελαττωθεί η ραδιενέργειά του καθώς και ότι αυτό δεν αλληλεπιδρά με το νερό ούτε με ασθενές ή ισχυρό θειικό οξύ. Καταλήγει, έτσι, στο συμπέρασμα ότι η «εκροή του

θορίου» συμπεριφέρεται ως ένα ευγενές ραδιενεργό αέριο και προσδιορίζει το χρόνο ημιζωής του γύρω στο ένα λεπτό [Rutherford, 1900]. Το 1900 ο Ernst Dorn ανακαλύπτει «εκροή» και στη ραδιενεργό σειρά του ουρανίου ^{238}U . Συγκεκριμένα, παρατηρεί ότι το ράδιο παράγει ένα παρόμοιο προϊόν «εκροής», που μοιάζει πολύ με αυτό που ανακάλυψε ο

Rutherford, μόνο που διατηρεί πολύ περισσότερο την ιδιότητα της ραδιενέργειας καθώς επίσης και ότι η ύπαρξη υγρασίας στο χώρο φαίνεται να αυξάνει την παραγωγή του. Αυτή ήταν η πρώτη παρατήρηση του ραδονίου [Dorn, 1900].

Το 1901 οι E. Rutherford και Harriet Brooks κατά τη διάρκεια πειραμάτων με σκοπό να διερευνήσουν εάν η «εκροή» από το ράδιο είναι ατμοί του ίδιου του ραδίου ή κάποιο άλλο ραδιενεργό αέριο καταλήγουν στην αποδοχή της δεύτερης υπόθεσης και προσδιορίζουν τη σταθερά διάχυσης του στον αέρα, εκτιμώντας ταυτόχρονα και το γραμμομοριακό βάρος του αερίου μεταξύ 40 και 100 [Rutherford and Brooks, 1901]. Επίσης, στη διάρκεια του συγκεκριμένου πειράματος διαπίστωσαν άλλο ένα ενδιαφέρον φαινόμενο. Η ακτινοβολία του νέου ραδιενεργού αερίου έλκυε λεπτούς, αρνητικά φορτισμένους βρόχους. Συμπέρανε έτσι ότι η εν λόγω ακτινοβολία αποτελεί εκπομπή θετικά φορτισμένων ιόντων (αργότερα με τη συνεργασία του Hans Geiger διαπίστωσαν ότι πρόκειται για σωματία άλφα, τα οποία προσδιόρισαν ως πυρήνες ηλίου). Τα επόμενα χρόνια, σε συνεργασία με το χημικό Frederick Soddy διαπίστωσαν ότι και η «εκροή» του θορίου δεν αλληλεπιδρά χημικά με κανένα στοιχείο. Το αέριο αυτό το κατέταξαν στα ευγενή αέρια της ομάδας του αργού και διαπίστωσαν ότι η πηγή του δεν ήταν τελικά το θόριο ^{232}Th αλλά το θόριο-X, όπως τότε ονομάστηκε το ισότοπο του ραδίου ^{224}Ra ([Rutherford and Soddy, 1902a], [Rutherford and Soddy, 1902b]). Από τα πειράματα αυτά προέκυψαν βάσιμες ενδείξεις για την



Σχήμα 2.1.2 Ernest Rutherford

αυθόρμητη «διάσπαση» των ατόμων και τη δημιουργία νέας ύλης. Η ιδέα της μεταστοιχείωσης, την οποία αρχικά πολλοί (μεταξύ τους και οι Curie) είχαν θεωρήσει ως μη ρεαλιστική, προτάθηκε τελικά από τους Rutherford και Soddy το 1902 ([Rutherford and Soddy, 1902c], [Rutherford and Soddy, 1902d]).

Το 1910 οι William Ramsay και Robert-Whytlaw Gray κατόρθωσαν να απομονώσουν και να συλλέξουν ραδόνιο προσδιορίζοντας έτσι και την πυκνότητά του. Το προσδιόρισαν ως το βαρύτερο μέχρι εκείνη τη χρονική στιγμή αέριο και το ονόμασαν Niton (Nt) από το λατινικό «nitens» που σημαίνει λαμπερό. Με τον τρόπο αυτό θέλησαν να δώσουν έμφαση στην ιδιότητά του να προκαλεί φαινόμενου φωσφορισμού διαφόρων υλικών [Ramsay and Gray, 1910]. Κατά την ίδια περίοδο περίπου τριάντα ραδιενεργά στοιχεία είχαν ήδη ανακαλυφθεί ενώ απέμειναν μόλις δώδεκα κενές θέσεις στον περιοδικό πίνακα των στοιχείων, γεγονός που έκανε τους χημικούς διστακτικούς να προχωρήσουν στην κατάταξη τους, δίνοντας έτσι στο φαινόμενο της ραδιενέργειας την ονομασία του «φαντάσματος της

Χημείας». Οι σχετικές προσπάθειες πολλών ερευνητών δεν είχαν επιτυχία μέχρι το 1913, οπότε ο Kasimir Fajan, μέλος της ερευνητικής ομάδας του Rutherford, διαπίστωσε ότι η αποδιέγερση άλφα ενός ραδιενεργού πυρήνα δημιουργεί θετικά φορτισμένους θυγατρικούς πυρήνες, ενώ αντίστοιχα η αποδιέγερση βήτα αρνητικά ή μη φορτισμένους. Με αυτούς τους κανόνες πέτυχε να τοποθετήσει τα γνωστά ραδιενεργά στοιχεία στον περιοδικό πίνακα [Fajan, 1913].

Λίγα χρόνια αργότερα το 1921 η γιατρός Margaret Uhlig πρότεινε τη συσχέτιση της εισπνοής ραδονίου με τον καρκίνο των πνευμόνων [Uhlig, 1921], αποκαλύπτοντας τελικά την πραγματική αιτία της «επιδημίας» του Erz. Στις επόμενες δεκαετίες το παγκόσμιο ενδιαφέρον για το ραδόνιο και τις επιπτώσεις του στη δημόσια υγεία αυξήθηκε, ενδιαφέρον που αντικατοπτρίζεται όπως ήδη αναφέρθηκε από το μεγάλο αριθμό σχετικών εργασιών που δημοσιεύονται ετησίως.

2.2. Φυσικές και χημικές ιδιότητες

Το ραδόνιο είναι το στοιχείο με ατομικό αριθμό 86 και ηλεκτρονική δομή: $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^6 4d^{10} 5s^2 5p^6 4f^{14} 5d^{10} 6s^2 6p^6$. Είναι άχρωμο και άοσμο ευγενές αέριο, το βαρύτερο της ομάδας των ευγενών αερίων. Η ηλεκτρονική του δομή δεν επιτρέπει τη συμμετοχή του σε μεγάλο αριθμό χημικών αλληλεπιδράσεων. Ωστόσο, η σχετικά χαμηλή ενέργεια ιονισμού 10.74 eV, του επιτρέπει να λαμβάνει μέρος σε έναν περιορισμένο αριθμό χημικών αντιδράσεων. Μία από αυτές είναι η αντίδραση με το φθόριο από την οποία παράγεται φθοριούχο ραδόνιο (RnF_4) [CRC, 2001]. Το ραδόνιο διαχωρίζεται από άλλα αέρια με χρήση της ιδιότητάς του να απορροφάται από τον άνθρακα και συγκεκριμένα από στερεό CO_2 . Ύστερα από θέρμανση το ραδόνιο απελευθερώνεται εκ νέου στο περιβάλλον.

Πυκνότητα σε κανονικές συνθήκες πίεσης, θερμοκρασίας	9.96 kg/m ³
Σημείο εξάτμισης σε πίεση 1 atm	-62 °C
Σημείο τήξης	-71 °C
Κρίσιμη θερμοκρασία	104 °C
Κρίσιμη πίεση	62 atm
Ιξώδες σε πίεση 1 atm και θερμοκρασία 20°C	0.229 poise
Διαλυτότητα σε υγρά υπό πίεση 1 atm και θερμοκρασία 18°C	
- Νερό	230 cm ³ /kg
- Αιθυλική αλκοόλη	7.4 cm ³ /kg
- Υγρή παραφίνη	9.2 cm ³ /kg
- Λάδι ελιάς	29.0 cm ³ /kg

Πίνακας 2.2.1. Φυσικές ιδιότητες του Ραδονίου [UNSCEAR, 1982]

Επιπλέον, το ραδόνιο διαλύεται εύκολα σε διάφορα υγρά και στον ατμοσφαιρικό αέρα με αποτέλεσμα να μπορεί να διανύει σχετικά μεγάλες αποστάσεις στο έδαφος, στο νερό και στο αέρα προτού μεταστοιχειωθεί σε βαρύτερα και πιο «δυσκίνητα» στοιχεία. Στον πίνακα 2.2.1 παρουσιάζονται μερικές από τις βασικότερες φυσικές του ιδιότητες [UNSCEAR, 1982].

2.3. Παραγωγή των ισοτόπων του ραδονίου και των θυγατρικών του.

Η ραδιενεργός αποδιέγερση ενός ασταθούς ατομικού πυρήνα (*μητρικός πυρήνας*) είναι η αυθόρμητη έκλυση ενέργειας με την εκπομπή *ιονίζουσας ακτινοβολίας*. Συνοδεύεται από τη μεταστοιχείωση του μητρικού σε ένα νέο πυρήνα (*θυγατρικός πυρήνας*). Ο θυγατρικός πυρήνας μπορεί επίσης να είναι ασταθής οπότε μεταστοιχειώνεται με τη σειρά του σε έναν τρίτο πυρήνα με την ανάλογη εκπομπή ακτινοβολίας. Η παραπάνω διαδικασία, η οποία επαναλαμβάνεται έως να παραχθεί ένας σταθερός πυρήνας, ονομάζεται *ραδιενεργός σειρά* και στη φύση απαντώνται τρεις. Κοινό τους είναι η παρουσία σε αυτές ραδιοϊσοτόπων του ραδονίου. Το ^{222}Rn (*ραδόνιο*), το ^{220}Rn (*θορόνιο*) και το ^{219}Rn (*ακτίνιο*). Τα ισότοπα αυτά παράγονται από τις ραδιενεργές σειρές του ^{238}U (*ουράνιου*), ^{232}Th (*θορίου*), ^{235}U (*ουράνιου*) αντίστοιχα. Οι τρεις αυτές ραδιενεργές σειρές παρουσιάζονται αναλυτικά στους πίνακες 2.3.1., 2.3.2. και 2.3.3.

Το ραδόνιο αποτελεί σημαντική πηγή φυσικής ραδιενέργειας και η αύξηση της συγκέντρωσής του το καθιστά επικίνδυνο για την ανθρώπινη υγεία. Τα επίπεδα συγκέντρωσης του ραδονίου, εξαρτώνται από την τοπική συγκέντρωση του μητρικού ισοτόπου, του ραδίου, στον περιβάλλοντα χώρο και από το χρόνο ημιζωής του κάθε ισοτόπου του ραδονίου. Συγκεκριμένα, το *ακτίνιο* ^{219}Rn με χρόνο ημιζωής μόλις 3.96 sec έχει πολύ μικρή πιθανότητα να μεταφερθεί στην ατμόσφαιρα μετά την παραγωγή του καθώς μεταστοιχειώνεται πολύ γρήγορα. Επίσης η πολύ μικρή ισοτοπική αναλογία του ^{235}U (μόλις το 0.711% του φυσικού ουρανίου) [CRC, 2001] καθιστά αμελητέα τη συνεισφορά του ^{219}Rn σε οποιαδήποτε μέτρηση συγκέντρωσης ραδονίου. Το θόριο (^{232}Th) αν και υπάρχει σε μεγαλύτερες ποσότητες από το ουράνιο ^{238}U , έχει και μεγαλύτερο χρόνο ημιζωής από τον αντίστοιχο του ουρανίου (^{232}Th : 1.40×10^{10} y, ^{238}U : 4.47×10^9 y). Έτσι, ο ρυθμός παραγωγής των ^{222}Rn (*ραδόνιο*) και ^{220}Rn (*θορόνιο*) στο έδαφος είναι περίπου ο ίδιος. Καθώς όμως ο χρόνος ημιζωής του θορονίου ^{220}Rn είναι σχετικά μικρός, 55.6 sec, το μεγαλύτερο ποσοστό του δεν προλαβαίνει να διαχυθεί από το έδαφος στην ατμόσφαιρα. Έτσι, το ποσοστό συνεισφοράς του θορονίου ^{220}Rn στις μετρήσεις ραδονίου θεωρείται συνήθως αμελητέο.

Σύμφωνα με πρόσφατες εργασίες ωστόσο, η παράληψη του θορονίου μπορεί να οδηγήσει σε υπερεκτίμηση της συγκέντρωσης του ραδονίου ^{222}Rn . [Nikezic and Yu, 1998].

Μητρικός πυρήνας	Τύπος αποδιέγερσης	Χρόνος ημιζωής	Ενέργεια αποδιέγερσης MeV	Θυγατρικός πυρήνας
^{238}U	α	4.468×10^9 y	4.270	^{234}Th
^{234}Th	β^-	24.10 d	0.273	^{234}Pa
^{234}Pa	β^-	6.70 h	2.197	^{234}U
^{234}U	α	2.455×10^5 y	4.859	^{230}Th
^{230}Th	α	7.538×10^4 y	4.770	^{226}Ra
^{226}Ra	α	1602 y	4.871	^{222}Rn
^{222}Rn	α	3.8235 d	5.590	^{218}Po
^{218}Po	α 99.98 % β^- 0.02 %	3.10 min	6.115 0.265	^{214}Pb ^{218}At
^{218}At	α 99.90 % β^- 0.10 %	1.5 s	6.874 2.883	^{214}Bi ^{218}Rn
^{218}Rn	α	35 ms	7.263	^{214}Po
^{214}Pb	β^-	26.8 min	1.024	^{214}Bi
^{214}Bi	β^- 99.98 % α 0.02 %	19.9 min	3.272 5.617	^{214}Po ^{210}Tl
^{214}Po	α	0.1643 ms	7.883	^{210}Pb
^{210}Tl	β^-	1.30 min	5.484	^{210}Pb
^{210}Pb	β^-	22.3 y	0.064	^{210}Bi
^{210}Bi	β^- 99.99987% α 0.00013%	5.013 d	1.426 5.982	^{210}Po ^{206}Tl
^{210}Po	α	138.376 d	5.407	^{206}Pb
^{206}Tl	β^-	4.199 min	1.533	^{206}Pb
^{206}Pb	-	σταθερός	-	-

Πίνακας 2.3.1. Ραδιενεργός σειρά του ουρανίου-238, ισοτόπων μαζικού αριθμού $4n+2$. Στον πίνακα παρουσιάζονται ο τύπος αποδιέγερσης για το κάθε μέλος της σειράς, ο χρόνος ημιζωής του και η εκλυόμενη συνολική ενέργεια.

Στον ατμοσφαιρικό αέρα το ραδόνιο ^{222}Rn και το θορόνιο ^{220}Rn μεταστοιχειώνονται παράγοντας ισότοπα του πολωνίου, του μολύβδου, του βισμούθιου και του θαλλίου. Τα στοιχεία αυτά είναι βαριά μέταλλα, χημικώς ενεργά, τα οποία μετά το σχηματισμό τους παραμένουν βραχυπρόθεσμα ως ιόντα πριν να σχηματίσουν μόρια ή να προσαρτηθούν σε αιωρούμενα σωματίδια, δημιουργώντας έτσι ραδιενεργά αερολύματα. Το ποσοστό από τα θυγατρικά προϊόντα του ραδονίου που δεν προσαρτώνται σε αερολύματα αναφέρεται ως μη

προσαρτημένο σε αερολύματα ποσοστό (airborne unattached fraction). Τα ραδιοϊσότοπα αυτά εναποτίθενται δια της εισπνοής κυρίως στα ανώτερα μέρη της αναπνευστικής οδού ακτινοβολώντας κυρίως τα κύτταρα του επιθηλίου. Επίσης, το κλάσμα των προσαρτημένων σε αερολύματα ραδιοϊσοτόπων (aerosol-attached fraction), ανάλογα με το μέγεθος και το είδος των σωματιδίων του αερολύματος-φορέα εναποτίθεται σε διάφορα τμήματα της αναπνευστικής οδού, προκαλώντας σοβαρές βλάβες.

Μητρικός πυρήνας	Τύπος αποδιέγερσης	Χρόνος ημιζωής	Ενέργεια αποδιέγερσης MeV	Θυγατρικός πυρήνας
²³² Th	α	1.40x10 ¹⁰ y	4.081	²²⁸ Ra
²²⁸ Ra	β ⁻	5.75 y	0.046	²²⁸ Ac
²²⁸ Ac	β ⁻	6.25 h	2.124	²²⁸ Th
²²⁸ Th	α	1.9116 y	5.520	²²⁴ Ra
²²⁴ Ra	α	3.6319 d	5.789	²²⁰ Rn
²²⁰ Rn	α	55.6 s	6.404	²¹⁶ Po
²¹⁶ Po	α	0.145 s	6.906	²¹² Pb
²¹² Pb	β ⁻	10.64 h	0.570	²¹² Bi
²¹² Bi	β ⁻ 64.06% α 35.94%	60.55 min	2.252 6.208	²¹² Po ²⁰⁸ Tl
²¹² Po	α	299 ns	8.955	²⁰⁸ Pb
²⁰⁸ Tl	β ⁻	3.053 min	4.999	²⁰⁸ Pb
²⁰⁸ Pb	.	σταθερός	.	.

Πίνακας 2.3.2. Ραδιενεργός σειρά του θορίου-232, ισοτόπων μαζικού αριθμού 4n, όπου παρουσιάζονται ο τύπος αποδιέγερσης για το κάθε μέλος της σειράς, ο χρόνος ημιζωής του και η ολική ενέργεια που εκλύεται.

Τα θυγατρικά προϊόντα του ²²²Rn διακρίνονται σε δύο ομάδες, ανάλογα με το χρόνο ημιζωής τους. Τα βραχύβια θυγατρικά ισότοπα ²¹⁸Po, ²¹⁴Pb, ²¹⁴Bi και ²¹⁴Po έχουν χρόνο ημιζωής μικρότερο από 27 min, γεγονός που τα καθιστά επικίνδυνα για την δημόσια υγεία καθώς σημαντικό ποσοστό τους αποδιεγείρεται εντός του ανθρώπινου οργανισμού ακτινοβολώντας τον, πριν αυτός προλάβει να τα αποβάλει. Αντίθετα, τα μακροβιότερα ισότοπα ²¹⁰Pb, ²¹⁰Po και ²¹⁰Bi λόγω κύρια του μεγάλου χρόνου ημιζωής του πρώτου πυρήνα ²¹⁰Pb (22.3 y), αποβάλλονται από τον οργανισμό πριν να αποδιεγερθούν. Στην περίπτωση του ²²⁰Rn, δεν παράγονται μακρόβια θυγατρικά ισότοπα, ο δε κυριότερος από ράδιο-βιολογική άποψη θυγατρικός πυρήνας, ο μόλυβδος (²¹²Pb), έχει χρόνο ημιζωής 10.64 h, γεγονός που τον καθιστά μέτρια επιβλαβή για τον οργανισμό.

Μητρικός πυρήνας	Τύπος αποδιέγερσης	Χρόνος ημιζωής	Ενέργεια αποδιέγερσης MeV	Θυγατρικός πυρήνας
²³⁹ Pu	α	2.41x10 ⁴ y	5.244	²³⁵ U
²³⁵ U	α	7.04x10 ⁸ y	4.678	²³¹ Th
²³¹ Th	β ⁻	25.52 h	0.391	²³¹ Pa
²³¹ Pa	α	3.276x10 ⁴ y	5.150	²²⁷ Ac
²²⁷ Ac	β ⁻ 98.62% α 1.38%	21.772 y	0.045 5.042	²²⁷ Th ²²³ Fr
²²⁷ Th	α	18.68 d	6.147	²²³ Ra
²²³ Fr	β ⁻	22.00 min	1.149	²²³ Ra
²²³ Ra	α	11.43 d	5.979	²¹⁹ Rn
²¹⁹ Rn	α	3.96 s	6.946	²¹⁵ Po
²¹⁵ Po	α 99.99977% β ⁻ 0.00023%	1.781 ms	7.527 0.715	²¹¹ Pb ²¹⁵ At
²¹⁵ At	α	0.1 ms	8.178	²¹¹ Bi
²¹¹ Pb	β ⁻	36.1 m	1.367	²¹¹ Bi
²¹¹ Bi	α 99.724% β ⁻ 0.276%	2.14 min	6.751 0.575	²⁰⁷ Tl ²¹¹ Po
²¹¹ Po	α	516 ms	7.595	²⁰⁷ Pb
²⁰⁷ Tl	β ⁻	4.77 min	1.418	²⁰⁷ Pb
²⁰⁷ Pb	.	σταθερός	.	.

Πίνακας 2.3.3. Ραδιενεργός σειρά του ουρανίου-235, ισοτόπων μαζικού αριθμού 4n+3, όπου παρουσιάζονται ο τύπος αποδιέγερσης για το κάθε μέλος της σειράς, ο χρόνος ημιζωής του και η ολική ενέργεια που εκλύεται

2.4. Βασικοί νόμοι, μεγέθη και μονάδες μέτρησης που χρησιμοποιούνται στην έρευνα του ραδονίου.

Στο παρακάτω εδάφιο επιχειρείται σύνοψη των βασικών νόμων και μεγεθών, τα οποία χρησιμοποιούνται ευρέως στο πεδίο της έρευνας που σχετίζεται με το ραδόνιο και γενικότερα με τη φυσική των ραδιοϊσοτόπων.

2.4.1. Νόμος ραδιενέργειας, εξισώσεις Bateman

Η *ενεργότητα* (activity) ενός δείγματος ορίζεται ως ο ρυθμός αποδιέγερσης των ραδιενεργών πυρήνων, ο οποίος περιγράφεται από την εξίσωση:

$$A \equiv -\frac{dN}{dt} = \lambda N(t) \quad (2.4.1.1)$$

όπου N ο αριθμός των πυρήνων του δείγματος τη χρονική στιγμή t και λ η σταθερά αποδιέγερσης με χαρακτηριστική τιμή για κάθε πυρήνα

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \quad (2.4.1.2)$$

Ο χρόνος $T_{1/2}$ είναι ο χρόνος ημιζωής του δείγματος, δηλαδή ο χρόνος που απαιτείται ώστε η ραδιενέργεια του δείγματος να μειωθεί στο μισό της αρχικής της τιμής.

Στο σύστημα μονάδων SI, ως μονάδα μέτρησης της ενεργότητας ορίζεται το Becquerel (Bq) το οποίο αντιστοιχεί σε μία αποδιέγερση ανά δευτερόλεπτο. Άλλες μονάδες ραδιενέργειας είναι το Curie $1 \text{ Ci} = 3.7 \times 10^{10} \text{ Bq}$, το οποίο αντιστοιχεί στην ραδιενέργεια ποσότητας ενός γραμμαρίου ^{226}Ra , το $1 \text{ Mache} = 364 \text{ pCi/L}$ και το $1 \text{ eman} = 100 \text{ pCi/L}$. Συχνά, για τις μετρήσεις ραδονίου χρησιμοποιείται η χωρική συγκέντρωση ενεργότητας με μονάδες μέτρησης στο σύστημα SI το Bq/m^3 .

Στην περίπτωση μίας ραδιενεργού σειράς, η εξίσωση (2.4.1.1) γενικεύεται και είναι δυνατή η εκτίμηση της ποσότητας κάθε θυγατρικού πυρήνα συναρτήσει του χρόνου, εάν είναι γνωστή η αρχική ποσότητα του πρώτου μητρικού πυρήνα. Εάν, λοιπόν, N_1 είναι ο αριθμός των πυρήνων του πρώτου πυρήνα μιας ραδιενεργού σειράς και λ_1 η σταθερά αποδιέγερσής του, ο αριθμός των ατόμων του δεύτερου πυρήνα της σειράς ισούται με τον αριθμό των μητρικών πυρήνων που μεταστοιχειώνονται σε ίσο αριθμό θυγατρικών μείον τον αριθμό των πυρήνων του θυγατρικού ισοτόπου που με τη σειρά τους αποδιεγείρονται με σταθερά αποδιέγερσης λ_2 . Συγκεκριμένα:

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 \quad (2.4.1.3)$$

Η εξίσωση (2.4.1.3) γενικεύεται και για τους υπόλοιπους πυρήνες της σειράς ως εξής :

$$\frac{dN_i}{dt} = \lambda_{i-1} N_{i-1} - \lambda_i N_i \quad (2.4.1.4)$$

ή

$$\frac{dN_i}{dt} + \lambda_i N_i = \lambda_{i-1} N_{i-1} \quad (2.4.1.5)$$

Η εξίσωση (2.4.1.5) είναι μια διαφορική εξίσωση τύπου Bernoulli η οποία δέχεται λύσεις της μορφής:

$$N_2 = \alpha \exp(-\lambda_1 t) + \beta \exp(-\lambda_2 t) \quad (2.4.1.6)$$

Μετά την αντικατάσταση της λύσης (2.4.1.6) στην εξίσωση (2.4.1.3) και με τις αρχικές συνθήκες $t = 0, N_2 = 0$ αποδεικνύεται ότι οι σταθερές α και β , ικανοποιούν τις σχέσεις:

$$\alpha = [\lambda_1 / (\lambda_2 - \lambda_1)] N_{1o} \quad (2.4.1.7)$$

και

$$\alpha = -\beta \quad (2.4.1.8)$$

Έτσι ο αριθμός των ατόμων του πρώτου θυγατρικού πυρήνα υπολογίζεται ως:

$$N_2 = N_{1o} [\lambda_1 / (\lambda_2 - \lambda_1)] [\exp(-\lambda_1 t) - \exp(-\lambda_2 t)] \quad (2.4.1.9)$$

Η παραπάνω λύση γενικεύθηκε το 1910 από τον H. Bateman [Bateman, 1910] και περιγράφεται από τις εξής σχέσεις γνωστές και ως *εξισώσεις του Bateman*.

$$N_n = A_1 \exp(-\lambda_1 t) + A_2 \exp(-\lambda_2 t) + \dots + A_n \exp(-\lambda_n t) \quad (2.4.1.10)$$

όπου για $0 < j < n+1$,

$$A_1 = \frac{N_{1o} \lambda_1 \lambda_2 \dots \lambda_{n-1}}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1) \dots (\lambda_n - \lambda_1)} \quad (2.4.1.11)$$

και

$$A_j = \frac{N_{1o} \lambda_1 \lambda_2 \dots \lambda_{n-1}}{(\lambda_1 - \lambda_j)(\lambda_2 - \lambda_j) \dots (\lambda_{j-1} - \lambda_j)(\lambda_{j+1} - \lambda_j) \dots (\lambda_n - \lambda_j)} \quad (2.4.1.12)$$

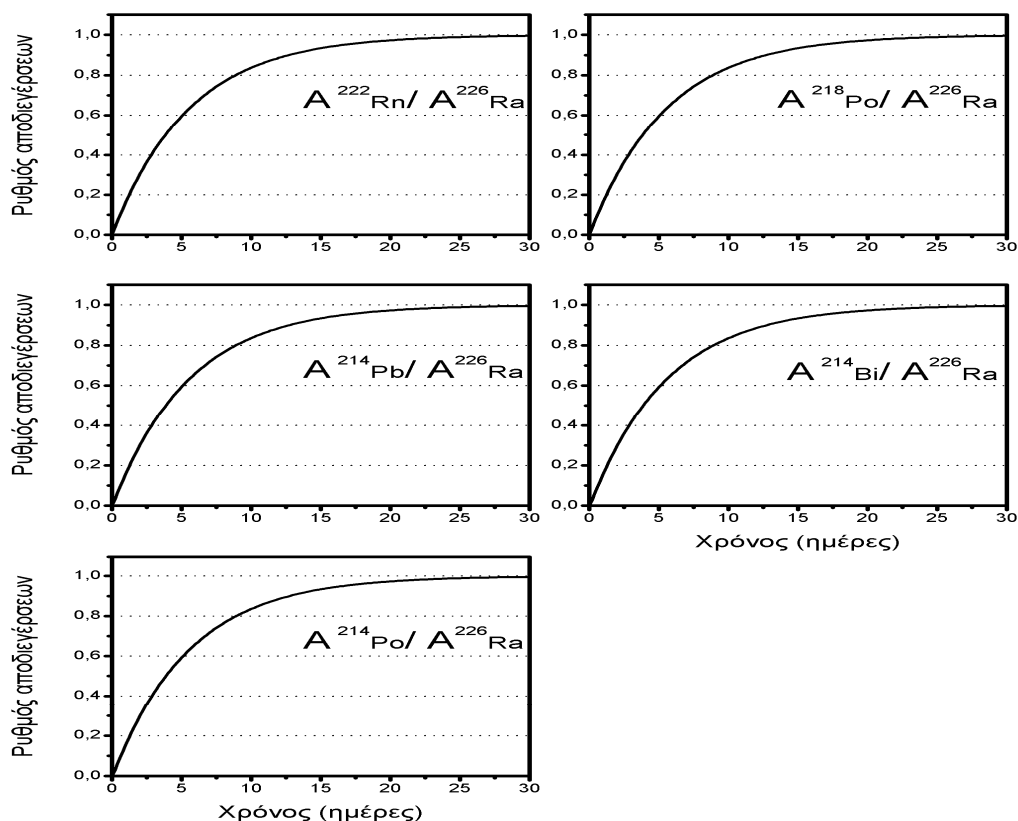
Οι διαδοχικές αποδιεγέρσεις ραδιενεργών πυρήνων διακρίνονται σε δυο κύριες κατηγορίες. Η πρώτη αφορά την περίπτωση όπου ο μητρικός πυρήνας έχει χρόνο ημιζωής μεγαλύτερο από τον αντίστοιχο του θυγατρικού του. Τότε η πιθανότητα αποδιέγερσης του μητρικού πυρήνα είναι μικρότερη, δηλαδή $\lambda_1 < \lambda_2$. Μετά από αρκετό χρόνο και με δεδομένο ότι $\lambda_1 < \lambda_2$, ο δεύτερος εκθετικός παράγοντας της εξίσωσης (2.4.1.9) μπορεί να θεωρηθεί αμελητέος σε σχέση με τον πρώτο και η εν λόγω εξίσωση μπορεί να γραφεί ως:

$$N_2 = N_{1o} \left[\frac{\lambda_1}{(\lambda_2 - \lambda_1)} \right] \exp(-\lambda_1 t) \quad (2.4.2.13)$$

καθώς $N_1 = N_{1o} \exp(-\lambda_1 t)$ καταλήγουμε στο ότι:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{\lambda_1}{(\lambda_2 - \lambda_1)} \quad \text{ή} \quad \frac{A_2}{A_1} = \frac{\lambda_2}{(\lambda_2 - \lambda_1)} \quad (2.4.2.14)$$

Στην κατάσταση αυτή η οποία ονομάζεται *μεταβατική ισορροπία* (transient equilibrium) ο λόγος της ενεργότητας των δύο πυρήνων παραμένει σταθερός, ανεξάρτητος του χρόνου και χαρακτηριστικός των μεγεθών λ_1 και λ_2 . Καθώς μάλιστα $\lambda_2 > \lambda_1 \Rightarrow A_2 > A_1$ δηλαδή η ενεργότητα του θυγατρικού πυρήνα παραμένει σταθερά μεγαλύτερη από αυτή του μητρικού. Στην ειδική περίπτωση όπου ο χρόνος ημιζωής του μητρικού είναι πολύ μεγαλύτερος από τον αντίστοιχο του θυγατρικού του πυρήνα, δηλαδή $\lambda_1 \ll \lambda_2$ τότε $(\lambda_2 - \lambda_1) \cong \lambda_2$ και $\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2$ γεγονός που σημαίνει ότι οι ενεργότητες των δύο πυρήνων εξισώνονται. Έτσι μετά από ένα χρονικό διάστημα μητρικός και θυγατρικός πυρήνας αποδιεγείρονται με τον ίδιο ακριβώς ρυθμό. Η κατάσταση αυτή ονομάζεται *κατάσταση διαρκούς ισορροπίας* (secular equilibrium). Τα παραπάνω μπορούν να γενικευθούν και για την περίπτωση των επόμενων θυγατρικών ισοτόπων του ίδιου μητρικού πυρήνα. Στο σχήμα 2.4.1.1 παρουσιάζεται γραφικά η κατάσταση διαρκούς ισορροπίας η οποία, όπως υπολογίζεται με χρήση των εξισώσεων Bateman, επιτυγχάνεται πρακτικά μετά από 25 περίπου ημέρες μεταξύ του μητρικού ισοτόπου του ραδίου (^{226}Ra) και των θυγατρικών του έως το πολώνιο (^{214}Po).



Σχήμα 2.4.1.1. Γραφική παράσταση της επίτευξης διαρκούς ισορροπίας μετά από 25 περίπου ημέρες μεταξύ του μητρικού πυρήνα ^{226}Ra και των πέντε πρώτων θυγατρικών πυρήνων ^{222}Rn , ^{218}Po , ^{214}Pb , ^{214}Bi και ^{214}Po , με τη χρήση των εξισώσεων του Bateman.

Αντίθετα, στην περίπτωση όπου ο μητρικός πυρήνας έχει μικρότερο χρόνο ημιζωής κατάσταση ραδιενεργού ισορροπίας δεν επιτυγχάνεται ποτέ.

2.4.2. Μεγέθη σχετιζόμενα με τις μετρήσεις ραδονίου

Οι μελέτες με αντικείμενο το ραδόνιο συνήθως στοχεύουν στον υπολογισμό της απορροφώμενης δόσης που δέχεται ο ανθρώπινος οργανισμός από την έκθεσή του τόσο στο ίδιο το αέριο όσο και στα θυγατρικά του προϊόντα. Το μέγεθος της δόσης εκφράζει την ενέργεια που απορροφάται από ένα υλικό από οποιαδήποτε μορφή ιονίζουσας ακτινοβολίας. Όμως, οι πειραματικές μετρήσεις που σχετίζονται με το ραδόνιο περιορίζονται στον προσδιορισμό της συγκέντρωσής του στον υπό έλεγχο χώρο και όχι της δόσης.

Για τη συσχέτιση της συγκέντρωσης του ραδονίου και των θυγατρικών του στον αέρα με την απορροφώμενη δόση που δέχεται ο ανθρώπινος οργανισμός χρησιμοποιείται το μέγεθος της ‘εν δυνάμει’ ενέργειας ακτινοβολίας άλφα (potential alpha energy E_p). Το μέγεθος αυτό ορίζεται ως η ολική ενέργεια που απελευθερώνεται με τη μορφή ακτινοβολίας άλφα, από έναν ραδιενεργό πυρήνα κατά τη μετάβασή του από όλα τα στάδια της ραδιενεργού σειράς. Για τον υπολογισμό του μεγέθους αυτού αθροίζονται όλα τα ποσά ενέργειας που εκλύονται μόνο από ακτινοβολία άλφα, καθώς θεωρείται ότι έχει τις σημαντικότερες ραδιοβιολογικές επιπτώσεις. Μονάδα μέτρησης της ‘εν δυνάμει’ ενέργειας ακτινοβολίας άλφα στο σύστημα SI είναι το 1 Joule, ενώ συχνά χρησιμοποιείται και το $1 \text{ MeV} = 1.6 \times 10^{-13} \text{ Joule}$. Με κριτήριο τις ραδιοβιολογικές επιπτώσεις, οι παρακάτω πυρήνες θεωρούνται ιδιαίτερα σημαντικοί :

Σειρά ^{238}U : Οι πυρήνες με σχετικά μεγάλους χρόνους ημιζωής, που προηγούνται του ^{210}Pb . Ο τελευταίος πυρήνας δε λαμβάνεται υπόψη εφόσον λόγω του μεγάλου χρόνου ημιζωής ($T_{1/2} = 22.3\text{y}$) αποβάλλεται από τον οργανισμό, πριν προλάβει να αποδιεγερθεί σημαντικό ποσοστό του.

Σειρές ^{232}Th και ^{235}U : όλοι οι πυρήνες που αποδιηγείρονται με ακτινοβολία άλφα έως τους τελικούς σταθερούς πυρήνες ^{208}Pb και ^{207}Pb αντίστοιχα.

Ως παράδειγμα αναφέρεται η ‘εν δυνάμει’ ενέργεια ακτινοβολίας άλφα (a) του πυρήνα ^{222}Rn της σειράς του ^{238}U και η οποία ισούται με το άθροισμα:

$$E_p = a(^{222}\text{Rn}) + a(^{218}\text{Po}) + a(^{214}\text{Po}) \quad (2.4.2.1)$$

Θα πρέπει επίσης να διευκρινισθεί ότι και σε πυρήνες που δεν αποδιηγείρονται με ακτινοβολία άλφα αποδίδεται εκ του ορισμού ποσότητα ‘εν δυνάμει’ ενέργειας ακτινοβολίας άλφα. Για παράδειγμα αναφέρονται οι πυρήνες ^{214}Pb και ^{214}Bi , οι οποίοι αν και είναι βήτα ραδιενεργοί πυρήνες, αντιστοιχείται σε αυτούς ενέργεια ίση με 7.69 MeV καθώς ακολουθεί

στη ραδιενεργό σειρά ο άλφα ραδιενεργός πυρήνας του ^{214}Po , με ενέργεια σωματιδίου άλφα ίση με 7.69 MeV.

Η ποσότητα *συγκέντρωση της ‘εν δυνάμει’ ενέργειας ακτινοβολίας άλφα* (potential alpha energy concentration Cp) ορίζεται ως το άθροισμα των αντίστοιχων ενεργειών όλων των πυρήνων εντός συγκεκριμένου όγκου δια του εν λόγω όγκου. Εάν Ca_i είναι η συγκέντρωση ραδιενέργειας του i θυγατρικού πυρήνα, η παραπάνω ποσότητα εκφράζεται εύκολα ως:

$$Cp_{total} = \sum_i^n Cp_i = \sum_i^n \left(N_i \frac{Ep_i}{V} \right) \frac{A_i}{\lambda_i N_i} = \sum_i^n Ca_i \frac{Ep_i}{\lambda_i} \quad (2.4.2.2)$$

όπου N_i ο αριθμός των θυγατρικών πυρήνων i της σειράς, A_i η ραδιενέργεια των i θυγατρικών πυρήνων, Ep_i η ‘εν δυνάμει’ ενέργεια ακτινοβολίας άλφα του θυγατρικού πυρήνα i , λ_i η σταθερά αποδιέγερσης του θυγατρικού πυρήνα i και n το σύνολο των διαφορετικών πυρήνων της σειράς που μετέχουν στην άθροιση. Μονάδες μέτρησης της *συγκέντρωσης της ‘εν δυνάμει’ ενέργειας ακτινοβολίας άλφα* στο σύστημα SI είναι το 1 Joule/m^3 ενώ συχνά χρησιμοποιείται και το 1 MeV/L το οποίο ισούται με $1.6 \times 10^{-16} \text{ Joule/m}^3$.

Ωστόσο, η πιο διαδεδομένη μονάδα μέτρησης συγκέντρωσης της ‘εν δυνάμει’ ενέργειας ακτινοβολίας άλφα είναι το *Επίπεδο Εργασίας* (Working Level WL). Ιστορικά η μονάδα αυτή ορίστηκε το 1968 και ισοδυναμεί με οποιαδήποτε ποσότητα ραδονίου και θυγατρικών η οποία έχει ως αποτέλεσμα την έκλυση $1.3 \times 10^5 \text{ MeV}$ ενέργειας ακτινοβολίας άλφα σε ένα λίτρο αέρα. Η ποσότητα αυτή τέθηκε ως όριο ασφάλειας για τους εργαζόμενους σε ορυχεία, καθώς η 40ωρη εβδομαδιαία έκθεσή τους σε παρόμοιο περιβάλλον θεωρήθηκε ότι δεν επιφέρει σοβαρές βιολογικές βλάβες [NAS, 1968]. Η προαναφερθείσα ενέργεια ισοδυναμεί με συγκέντρωση 3700 Bq/m^3 του ισοτόπου ^{222}Rn ή 275 Bq/m^3 του ισοτόπου ^{220}Rn ή 5960 Bq/m^3 του ^{219}Rn και καθενός από τα βραχύβια θυγατρικά τους σε κατάσταση διαρκούς ισορροπίας.

Αν υποθέσουμε ότι σε έναν κλειστό χώρο υπάρχει αρχική συγκέντρωση ραδιενέργειας 10 Bq/m^3 μόνο ραδονίου ^{222}Rn , μετά από 60 min παράγονται οι παρακάτω συγκεντρώσεις θυγατρικών προϊόντων:

Θυγατρικός πυρήνας	Συγκέντρωση ραδιενέργειας (Bq/m^3)
^{218}Po	10
^{214}Pb	7.6
^{214}Bi	5.0
^{214}Po	5.0

Πίνακας 2.4.2.1 Συγκεντρώσεις ραδιενέργειας των θυγατρικών προϊόντων του ^{222}Rn με αρχική συγκέντρωσης 10 Bq/m^3 μετά από 60min.

Σε μια τέτοια περίπτωση κατά την οποία δεν είναι δυνατό να επιτευχθεί κατάσταση διαρκούς ισορροπίας μεταξύ του ραδονίου και των θυγατρικών του, απαιτείται μια νέα ποσότητα για να περιγράψει τη συγκέντρωση της ενεργότητας του κάθε θυγατρικού ισοτόπου. Η ποσότητα *Ισοδύναμη Συγκέντρωση Ισορροπίας Ceq* (Equilibrium-Equivalent Concentration) ορίζεται ως η συγκέντρωση ραδιενέργειας του μητρικού πυρήνα που βρίσκεται σε ισορροπία με συγκέντρωση θυγατρικών ισοτόπων με την ίδια συγκέντρωση 'εν δυνάμει' ενέργειας ακτινοβολίας άλφα Cp. Αναλυτικά, η ποσότητα αυτή εκφράζεται ως:

$$C_p = C_{eq} \sum_{i=1}^4 \frac{E p_i}{\lambda_i} \quad (2.4.2.3)$$

Λαμβάνοντας υπόψη και την εξίσωση (2.4.2.2), η *Ισοδύναμη Συγκέντρωση Ισορροπίας* εκφράζεται ως:

$$C_{eq} = \frac{\sum_{i=1}^4 \frac{C_i E p_i}{\lambda_i}}{\sum_{i=1}^4 \frac{E p_i}{\lambda_i}} = \sum_{i=1}^4 k_{pi} C_i \quad (2.4.2.4)$$

όπου:

$$k_{pi} = \frac{\frac{E p_i}{\lambda_i}}{\sum_{i=1}^4 \frac{E p_i}{\lambda_i}} \quad (2.4.2.5)$$

Βάσει των τιμών που παρουσιάζονται στον πίνακα 2.4.2.2, η *Ισοδύναμη Συγκέντρωση Ισορροπίας* των θυγατρικών προϊόντων των ισοτόπων ²²²Rn, ²²⁰Rn υπολογίζεται ως εξής:

$$C_{eq}^{222Rn} = 0.105 C_{218Po} + 0.515 C_{214Pb} + 0.380 C_{214Bi} \quad (2.4.2.6)$$

$$C_{eq}^{220Rn} = 0.914 C_{212Pb} + 0.086 C_{212Bi} \quad (2.4.2.7)$$

Η συνεισφορά του ²¹⁴Po στην έκφραση για το ²²²Rn είναι αμελητέα (k_{p4}≈0) καθώς λόγω του πολύ μικρού χρόνου ημιζωής 0.164μs του η πιθανότητα να βρεθούν στον αέρα άτομα του ²¹⁴Po είναι πολύ μικρή σε σχέση με τα υπόλοιπα θυγατρικά στοιχεία. Για τον ίδιο λόγο παραλείπονται και οι όροι που αντιστοιχούν στα ισότοπα ²¹⁶Po και ²¹²Po στην έκφραση για το ²²⁰Rn.

Πυρήνας	i	T _{1/2i}	λ _i (s ⁻¹)	E _p (MeV)	K _p
²²² Rn	0	3.823 d	2.10x10 ⁻⁶	19.18	
²¹⁸ Po	1	3.05 min	3.78x10 ⁻³	13.69	0.105
²¹⁴ Pb	2	26.8 min	4.31x10 ⁻⁴	7.69	0.515
²¹⁴ Bi	3	19.7 min	5.83x10 ⁻⁴	7.69	0.380
²¹⁴ Po	4	164 μs	42.00x10 ²	7.69	5.28x10 ⁻⁸
²²⁰ Rn	0	55 s	1.25x10 ⁻²	20.87	
²¹⁶ Po	1	0.15 s	4.78	15.58	6.91x10 ⁻⁶
²¹² Pb	2	10.64 h	1.81x10 ⁻⁵	7.80	0.914
²¹² Bi	3	60.6 min	1.92x10 ⁻⁴	7.80	0.086
²¹² Po	4	304 ns	23.10x10 ⁵	8.78	8.06x10 ⁻¹²

Πίνακας 2.4.2.2 Τιμές των μεγεθών E_p και k_p για τα ισότοπα ²²²Rn και ²²⁰Rn και τα σημαντικότερα από ράδιο-βιολογική άποψη θυγατρικά.

Η συγκέντρωση του μητρικού πυρήνα συσχετίζεται με την *Ισοδύναμη Συγκέντρωση Ισορροπίας* με τον παράγοντα *ισορροπίας* (Equilibrium Factor, F). Ο παράγοντας *ισορροπίας* ορίζεται ως ο λόγος της *Ισοδύναμης Συγκέντρωσης Ισορροπίας* του μίγματος μητρικών και θυγατρικών πυρήνων προς την *συγκέντρωση* ραδιενέργειας του μητρικού πυρήνα:

$$F = \frac{C_{eq}}{C_0} \quad (2.4.2.8)$$

Ο παράγοντας *ισορροπίας* είναι καθαρός αριθμός και απεικονίζει το ποσοστό των θυγατρικών του ραδονίου που βρίσκονται σε κατάσταση *ισορροπίας* με το μητρικό τους πυρήνα. Στην περίπτωση που F=1, το ραδόνιο και τα θυγατρικά ισότοπα βρίσκονται όλα σε κατάσταση *ισορροπίας*, ενώ όταν F=0, δεν υπάρχουν θυγατρικά προϊόντα.

Ένα επιπλέον χρήσιμο μέγεθος είναι και ο *παράγοντας αστάθειας* (Disequilibrium Factor, f) που συσχετίζει την *συγκέντρωση* του κάθε θυγατρικού ισότοπου προς την αντίστοιχη *συγκέντρωση* του μητρικού πυρήνα (²²²Rn, ²²⁰Rn) και ορίζεται ως:

$$f_i = \frac{C_i}{C_0} = \frac{C_i^u + C_i^a}{C_0} = f_i^u + f_i^a \quad (2.4.2.9)$$

όπου C^u και C^a είναι αντίστοιχα οι *συγκεντρώσεις* των μη προσαρτημένων και των προσαρτημένων σε αερολύματα θυγατρικών πυρήνων.

Το μέγεθος της *έκθεσης E* (Activity Exposure) ενός ατόμου σε περιβάλλον ραδιενέργειας ορίζεται ως το *χρονικό ολοκλήρωμα* της *συγκέντρωσης* ραδιενέργειας και υπολογίζεται για τον χρόνο έκθεσης T ως:

$$E = \int_0^T C_a(t) dt \quad (2.4.2.10)$$

Μονάδα μέτρησης της έκθεσης στο σύστημα μονάδων SI είναι το $1 \text{ Bq h} / \text{m}^3$. Ανάλογα ορίζεται η έκθεση σε 'εν δυνάμει' ενέργεια ακτινοβολίας άλφα, E_a (Potential alpha energy exposure):

$$E_a = \int_0^T Cp(t) dt \quad (2.4.2.11)$$

Ως μονάδα μέτρησης αυτής της ποσότητας χρησιμοποιείται το *μηνιαίο επίπεδο εργασίας* (Working Level Month WLM), ποσότητα η οποία περιγράφει την έκθεση σε ραδόνιο των εργαζομένων σε ορυχεία. Η μονάδα αυτή αντιστοιχεί σε έκθεση ενός ατόμου σε περιβάλλον συγκέντρωσης ραδονίου ενός *επιπέδου εργασίας* WL και για χρόνο ενός εργάσιμου μήνα. Αυτό το χρονικό διάστημα υπολογίζεται κάνοντας την παραδοχή ότι οι εργάσιμες ώρες αθροίζονται σε 2000 ανά έτος, επομένως αντιστοιχούν 170 h για κάθε μήνα. Το 1 WLM συσχετίζεται με τις μονάδες των μεγεθών που αναφέρθηκαν προηγουμένως ως εξής:

$$1 \text{ WLM} = 170 \text{ WLh} = 2.2 \times 10^7 \text{ MeV h} / \text{L} = 3.5 \times 10^{-3} \text{ J h} / \text{m}^3$$

ή

$$1 \text{ J h} / \text{m}^3 = 285 \text{ WLM}$$

Επίσης, ένα *μηνιαίο επίπεδο εργασίας* WLM αντιστοιχεί σε έκθεση μιας ώρας σε Ισοδύναμη Συγκέντρωση Ισορροπίας $6.3 \times 10^5 \text{ Bq} / \text{m}^3$ για τα θυγατρικά ισότοπα του ^{222}Rn και $4.68 \times 10^4 \text{ Bq} / \text{m}^3$ για τα θυγατρικά του ^{220}Rn .

Τα παραπάνω μεγέθη, αν και περιγράφουν ικανοποιητικά την έκθεση ενός ατόμου σε περιβάλλον συγκέντρωσης ραδονίου, εντούτοις δεν εκφράζουν πλήρως την επικινδυνότητα για τον ανθρώπινο οργανισμό. Στον ορισμό τους δε λαμβάνονται υπόψη παράγοντες με υψηλή ραδιο-βιολογική σπουδαιότητα, όπως ο ρυθμός εισπνοής-εκπνοής, η ιδιαίτερη ευαισθησία του κάθε οργάνου στις ακτινοβολίες, και το ποσοστό των θυγατρικών ισοτόπων του ραδονίου που προσαρτώνται σε αερολύματα του χώρου προς αυτά που παραμένουν μη προσαρτημένα. Έτσι μια σειρά νέων μεγεθών έχει εισαχθεί για να εκφράσει αποτελεσματικότερα την επικινδυνότητα της έκθεσης σε περιβάλλον συγκέντρωσης ραδονίου και θυγατρικών ισοτόπων.

Ως βασικό μέγεθος εκτίμησης των επιπτώσεων της ακτινοβολίας στον ανθρώπινο οργανισμό χρησιμοποιείται η *απορροφώμενη δόση* (absorbed dose). Η απορροφώμενη δόση εκφράζει το ποσό ενέργειας που απορροφάται από οποιοδήποτε σώμα ως αποτέλεσμα της

έκθεσής του σε ακτινοβολία. Μονάδα μέτρησης της απορροφώμενης δόσης είναι το Gray, $Gy=1 J/kg$. Στον ορισμό του μεγέθους αυτού δεν λαμβάνονται υπόψη οι διαφορές στον ιονισμό που προκαλούν οι διάφοροι τύποι ακτινοβολίας ούτε και η ιδιαίτερη ευαισθησία των βιολογικών ιστών. Έτσι η Διεθνής Επιτροπή Ακτινοπροστασίας (ICRP) εισήγαγε ένα νέο μέγεθος, την *ισοδύναμη δόση* (dose equivalent). Η ποσότητα αυτή ορίζεται ως το γινόμενο της μέσης απορροφώμενης δόσης από ένα βιολογικό ιστό επί ένα ποιοτικό συντελεστή, που αποδίδει τη σχετική επικινδυνότητα μιας συγκεκριμένης ακτινοβολίας και επί ένα δεύτερο συντελεστή που αποδίδει την ευαισθησία ενός συγκεκριμένου οργάνου στην ακτινοβολία. Τέλος, για να εκτιμηθεί ο συνολικός κίνδυνος που διατρέχει ένας οργανισμός, ορίζεται το μέγεθος της *ενεργού δόσης* (Effective Dose E_{eff}), το οποίο υπολογίζεται από το άθροισμα των επιμέρους ισοδύναμων δόσεων.

Η επικινδυνότητα του ραδονίου και των θυγατρικών του ισοτόπων οφείλεται κυρίως στην εκπομπή της ακτινοβολίας άλφα. Η απευθείας μέτρηση της ενεργού δόσης που έχει δεχθεί ένα κύτταρο είναι πρακτικά αδύνατη και έτσι χρησιμοποιούνται προσεγγιστικά μοντέλα για την εκτίμηση του ποιοτικού συντελεστή, κυρίως για τους ιστούς του αναπνευστικού συστήματος. Τα τελευταία χρόνια έχει αναπτυχθεί πλήθος προσεγγιστικών μοντέλων, παρέχοντας πλήθος αποτελεσμάτων ([NRC,1991], [ICRP,1994], [NRC,1999], [Porstendorfer and Reineking, 1999], [Nikezic et al., 2000], [Yu et al., 200b], [Yu et al., 2001a], [Yu et al., 2001b]). Ωστόσο, η Διεθνής Επιτροπή Ακτινοπροστασίας (ICRP) από το 1994 και μετά έχει προτείνει την καθιέρωση ενός παράγοντα μετατροπής για τη συσχέτιση της έκθεσης σε ενέργεια ακτινοβολίας άλφα και της ενεργού δόσης [ICRP, 1994]. Ο παράγοντας αυτός καλείται *παράγοντας μετατροπής δόσης* (Dose Conversion Factor DCF) και προέκυψε από επιδημιολογικές μελέτες εργαζομένων σε ορυχεία. Μαθηματικά, η διαδικασία μετατροπής εκφράζεται ως:

$$E_{eff} = DCF \times E_{\alpha} \quad (2.4.2.12)$$

όπου E_{α} είναι η έκθεση σε 'εν δυνάμει' ενέργεια ακτινοβολίας άλφα. Η μονάδα μέτρησης της ενεργού δόσης ορίζεται το 1 Sievert (Sv) ενώ η μονάδα του παράγοντα μετατροπής ενεργού δόσης προκύπτει από την εξίσωση (2.4.2.12) ως $Sv / J h m^{-3}$. Ενδεικτικές τιμές του παράγοντα μετατροπής ενεργού δόσης παρουσιάζονται στον πίνακα 2.4.2.3, στις οποίες λαμβάνεται υπόψη η οδηγία 96/29/Euroatom του Ευρωπαϊκού Συμβουλίου [OJEC, 1996]. Στην οδηγία αυτήν αναφέρεται επίσης, ότι η τιμή του παράγοντα μετατροπής των θυγατρικών προϊόντων του θορονίου σε κατοικίες προκύπτει από τον αντίστοιχο παράγοντα του θορονίου που ισχύει για χώρους εργασίας πολλαπλασιασμένη με την τιμή του λόγου των παραγόντων του ραδονίου που αφορούν κατοικίες ως προς χώρους εργασίας

	²²² Rn θυγατρικά	²²⁰ Rn θυγατρικά
Χώροι εργασίας	1.4	0.5
Κατοικίες	1.1	0.4

Πίνακας 2.4.2.3 Ενδεικτικές τιμές του παράγοντα μετατροπής δόσης σε Sv/Jhm^{-3} για χώρους εργασίας και κατοικίες σύμφωνα με τις οδηγίες συμβουλίου της Ευρωπαϊκής Ένωσης [OJEC, 1996]

2.5. Σχηματισμός, έκλυση και μεταφορά του ραδονίου.

Όπως έχει ήδη αναφερθεί πηγή του ραδονίου αποτελούν τα ισότοπα του ραδίου τα οποία σχηματίζονται ως αποτέλεσμα των ραδιενεργών σειρών που απαντώνται στη Γη. Οι συγκεντρώσεις τους εξαρτώνται τοπικά από την ποσότητα των αρχικών πυρήνων ουρανίου και θορίου της κάθε σειράς. Καθώς τα ισότοπα του ραδίου βρίσκονται σε πολύ μεγαλύτερη συγκέντρωση στο έδαφος από ότι στον ατμοσφαιρικό αέρα ($10^3 - 10^4$ φορές), τα εδάφη γύρω από τις κατοικίες αλλά και τα οικοδομικά υλικά αποτελούν συνήθως τις κύριες πηγές έκλυσης του ραδονίου στο ανθρώπινο περιβάλλον ([Nazaroff et al., 1988a], [Stranden, 1988], [UNSCEAR, 2000]). Άλλες δευτερεύουσες πηγές έκλυσης του αερίου είναι το νερό του υπεδάφους, τα διάφορα φυσικά αέρια, ιαματικές πηγές κ.λ.π. Αυτές σε σχέση με το έδαφος θεωρούνται πολύ υποδεέστερες ([Nero, 1988], [Nazaroff et al., 1988b], [UNSCEAR, 2000]) αν και σε ειδικές περιπτώσεις π.χ. γύρω από ιαματικές πηγές θα πρέπει να λαμβάνονται σοβαρά υπόψη.

Σε εξωτερικούς χώρους οι συγκεντρώσεις ραδονίου μπορούν να θεωρούνται αμελητέες. Τα διάφορα αέρια ρεύματα, η μετακίνηση των αερίων μαζών λόγω μετεωρολογικών φαινομένων κ.λ.π. δεν επιτρέπουν τη συσσώρευσή του. Αντίθετα, σε εσωτερικούς και όχι καλά αεριζόμενους χώρους η συγκέντρωσή του μπορεί να ανέλθει σε επίπεδα ικανά να αποτελέσουν σοβαρό κίνδυνο για την υγεία. Προτού αναφερθούν οι παράγοντες που επηρεάζουν τη συγκέντρωση του ραδονίου σε εσωτερικούς χώρους, είναι αναγκαίο να εξηγηθεί ο τρόπος σχηματισμού του στο έδαφος και τα οικοδομικά υλικά καθώς και η μεταφορά του από αυτά στον αέρα κλειστών χώρων.

2.5.1. Η έκλυση του ραδονίου.

Μικροσκοπικά, πορώδη μέσα όπως το έδαφος και τα οικοδομικά υλικά χαρακτηρίζονται κυρίως από δύο περιοχές: Αυτές που καταλαμβάνονται από κόκκους των

διάφορων υλικών συστατικών του μέσου και από περιοχές που μεσολαβούν μεταξύ των κόκκων, όπου συνήθως συσσωρεύονται ατμοσφαιρικός αέρας και νερό. Οι κόκκοι, των οποίων τόσο το μέγεθος όσο και το σχήμα ποικίλουν, είναι δυνατό να περιέχουν ποσότητες ραδίου. Το παραγόμενο ραδόνιο μπορεί να βρεθεί σε μια από τις δυο περιοχές. Συγκεκριμένα, κατά τη μεταστοιχείωση του ραδίου σε ραδόνιο εκπέμπεται ένα σωματίδιο άλφα με συγκεκριμένη ενέργεια, χαρακτηριστική του μητρικού πυρήνα. Ο θυγατρικός πυρήνας ανακρούεται με ορισμένη κινητική ενέργεια, η οποία υπολογίζεται εύκολα. Αν θεωρηθεί η αντίδραση:



όπου X είναι ο μητρικός πυρήνας με μαζικό αριθμό A , Y ο θυγατρικός πυρήνας και α το σωματίδιο άλφα, για κάθε μεταστοιχείωση η ενέργεια Q , που αποδίδεται στα θυγατρικά προϊόντα, είναι ανάλογη της διαφοράς των μαζών του μητρικού πυρήνα και των προϊόντων, δηλαδή:

$$Q = (m_X - m_Y - m_\alpha)c^2 \quad (2.5.1.2)$$

όπου m_i είναι οι αντίστοιχες μάζες και c η ταχύτητα του φωτός. Η ενέργεια αυτή μοιράζεται στα προϊόντα της μεταστοιχείωσης σύμφωνα με την αρχή διατήρησης ενέργειας-μάζας ως εξής:

$$E_\alpha = \frac{m_Y}{m_Y + m_\alpha} Q = \frac{A-4}{A} Q \quad (2.5.1.3)$$

και

$$E_Y = \frac{m_\alpha}{m_Y + m_\alpha} Q = \frac{4}{A} Q \quad (2.5.1.4)$$

Καθώς η ενέργεια που αποκτά το σωματίδιο άλφα E_α είναι γνωστή και χαρακτηριστική για το μητρικό πυρήνα, εύκολα από τις εξισώσεις (2.5.1.3) και (2.5.1.4) υπολογίζεται η ενέργεια ανάκρουσης του θυγατρικού πυρήνα ως:

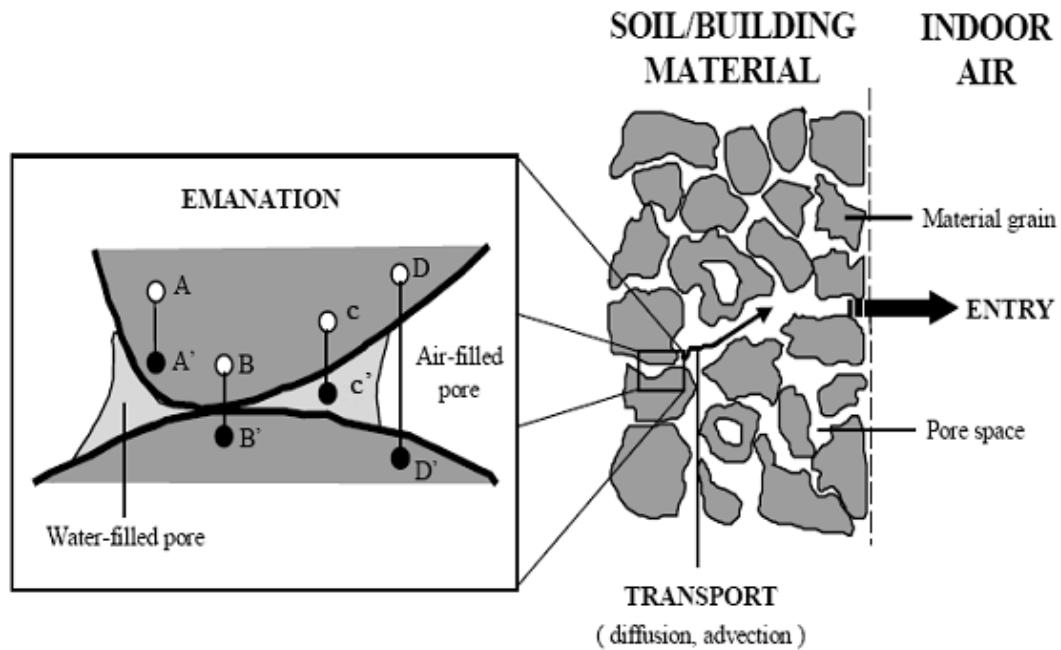
$$E_Y = \frac{4}{A-4} E_\alpha \quad (2.5.1.5)$$

Για παράδειγμα αναφέρεται η περίπτωση της μεταστοιχείωσης του ραδίου ${}^{226}\text{Ra}$, κατά την οποία ο πυρήνας του ραδονίου ${}^{222}\text{Rn}$ αποκτά κινητική ενέργεια ίση με 86 keV.

Οι θυγατρικοί πυρήνες μετά την ανάκρουσή τους έχουν τις εξής εναλλακτικές δυνατότητες, οι οποίες παρουσιάζονται στο σχήμα 2.5.1.1:

- A) Να σταματήσουν εντός των κόκκων, στους οποίους σχηματίστηκαν,
- B) Να διαπεράσουν τον κόκκο όπου σχηματίστηκαν και να εισέλθουν σε γειτονικούς κόκκους,

- C) Να σταματήσουν την κίνησή τους εντός του γειτονικού πόρου,
 D) Να διαπεράσουν τους κόκκους στους οποίους σχηματίστηκαν και τον ενδιάμεσο πόρο και να εισέλθουν σε άλλο γειτονικό κόκκο.



Σχήμα 2.5.1.1. Απεικόνιση του σχηματισμού και της μεταφοράς του ραδονίου εντός των διαφόρων υλικών. Στο πρώτο σχήμα παρουσιάζονται οι πιθανές περιπτώσεις τερματισμού της ανάκρουσης του θυγατρικού πυρήνα μετά την μεταστοιχείωση του ραδίου. Στην περίπτωση A, ο σχηματισμός του ραδονίου γίνεται σε απαγορευτικό για την απελευθέρωσή του βάθος εντός του κόκκου του υλικού, στις περιπτώσεις B και D η κινητική του ενέργεια επαρκεί ώστε να μεταφερθεί σε γειτονικό κόκκο όπου και εγκλωβίζεται, τέλος στην περίπτωση C το ραδόνιο σταματά στον γειτονικό πόρο (που περιέχει συνήθως νερό) από όπου εύκολα διαχέεται προς το περιβάλλον, διαδικασία που ονομάζεται εκροή [Knudson, 1988].

Μόνο κατά την περίπτωση C, περίπτωση της εκροής (emanation), το σχηματιζόμενο ραδόνιο τερματίζει την κίνησή του εντός ενός πόρου και εν συνεχεία διαχέεται προς το περιβάλλον. Σε όλες τις άλλες περιπτώσεις, όπου το ραδόνιο βρίσκεται εντός ενός κόκκου, λόγω της πολύ μικρής ικανότητάς του να διαχέεται εντός της ύλης (διαχεόμενο εντός της ύλης διανύει αποστάσεις 0.02μm-0.07μm [Taner, 1980]), είναι πολύ δύσκολο να καταφέρει να μετακινηθεί προς ένα γειτονικό πόρο και από εκεί προς το περιβάλλον. Έτσι τα ποσοστά εκροής, που αντιστοιχούν στις διαδικασίες A, B και D θεωρούνται αμελητέα ως προς το σύνολο της εκροής του ραδονίου. Η συγκέντρωση του ραδονίου εντός ενός πορώδους υλικού αυξάνεται με την αύξηση της υγρασίας. Τόσο το ^{222}Rn όσο και το ^{220}Rn διανύουν ανακρουόμενα πολύ μικρότερες αποστάσεις εντός του ύδατος (περίπου 72 nm και 80 nm αντίστοιχα) σε σχέση με εκείνες που διανύουν στον αέρα (65μm και 76μm αντίστοιχα) [Ziegler and Biersak, 1985]. Έτσι, εντός υλικού με αυξημένη υγρασία, ένας ανακρουόμενος

πυρήνας ραδονίου διανύει μικρότερη απόσταση εντός ενός πόρου και έχει περισσότερες πιθανότητες να σταματήσει εκεί πριν να εισέλθει εντός γειτονικού κόκκου από όπου πολύ δύσκολα διαφεύγει.

2.5.2. Η μεταφορά του ραδονίου μέσω διαχύσεως.

Από τους πόρους του εδάφους ή των οικοδομικών υλικών το ραδόνιο είναι εφικτό να εισέλθει στον εσωτερικό αέρα των κτιρίων πριν προλάβει να αποδιεγερθεί στα πιο δυσκίνητα θυγατρικά του ισότοπα. Η μεταφορά του πραγματοποιείται είτε λόγω του φαινομένου της διάχυσης είτε λόγω μεταφοράς από αέρια ρεύματα που δημιουργούνται από ατμοσφαιρικές συνθήκες, όπως τη διαφορά ατμοσφαιρικής πίεσης εντός και εκτός μιας οικίας.

Η τυχαία ατομική κίνηση ή *διάχυση* αποτελεί τον κύριο μηχανισμό μεταφοράς του ραδονίου [Nazaroff et al., 1988a]. Όπως κάθε αέριο έτσι και το ραδόνιο έχει την τάση να εξισώνει τη συγκέντρωσή του σε όλο τον όγκο του χώρου που καταλαμβάνει. Έχει, δηλαδή, την τάση να κινείται σε κατεύθυνση αντίθετη προς στην τοπική αύξηση της συγκέντρωσής του. Η συμπεριφορά αυτή περιγράφεται μαθηματικά από το νόμο του Fick, ο οποίος συνδέει την πυκνότητα ροής του αερίου με τον χωρικό ρυθμό μεταβολής της συγκέντρωσής του. Η σταθερά που συνδέει τα δύο παραπάνω μεγέθη ονομάζεται *ενεργός συντελεστής διαχύσεως* (effective diffusion coefficient) του οποίου η τιμή της έχει ως άνω όριο την τιμή του συντελεστή διάχυσης στον αέρα. Συγκεκριμένα σύμφωνα με το νόμο του Fick, η πυκνότητα ροής του ραδονίου περιγράφεται από την εξίσωση:

$$\vec{j}_{diffusion} = -D_E \vec{\nabla} C \quad (2.5.2.1)$$

όπου $\vec{j}_{diffusion}$ (Bq/m²sec) είναι η πυκνότητα ροής του ραδονίου που μεταφέρεται λόγω διαχύσεως στα πορώδη τμήματα των υλικών, D_E η σταθερά διαχύσεως (m² s⁻¹) και C (Bq m⁻³) η συγκέντρωση ραδονίου στις πορώδεις περιοχές.

2.5.3. Η μεταφορά του ραδονίου μέσω ρευμάτων αέρα.

Αν και οι πυρήνες των ισотоπων ²²²Rn και ²²⁰Rn είναι αρκετές φορές μεγαλύτεροι από τους πυρήνες των ατόμων του αέρα της ατμόσφαιρας, συμπεριφέρονται ανάλογα ως αέριο και μετακινούνται λόγω της ύπαρξης διαφοράς ατμοσφαιρικών πιέσεων. Οι διαφορές αυτές δημιουργούνται κυρίως από μετεωρολογικές συνθήκες ενώ στην περίπτωση κλειστών χώρων ως αποτέλεσμα μηχανικών αιτίων όπως η χρήση συστημάτων εξαερισμού ή

κλιματιστικών. Η ροή των αέριων μαζών που προκαλείται από τα προαναφερθέντα αίτια περιγράφεται από το νόμο του Darcy ως:

$$\vec{q} = -\frac{k}{\mu} \vec{\nabla} P \quad (2.5.3.1)$$

όπου \vec{q} (m/s) είναι το διάνυσμα της ταχύτητας Darcy, η οποία εκφράζει τη ροή ανά μονάδα επιφάνειας διαμέσου ενός στοιχείου όγκου του πορώδους χώρου, k (m²) είναι η διαπερατότητα του αερίου στο εσωτερικό των πόρων, P (Pa) η πίεση και τέλος μ (Pa s) το δυναμικό ιξώδες του αερίου. Στην παραπάνω εξίσωση δε λαμβάνεται υπόψη η επίδραση της βαρύτητας.

Η πυκνότητα ροής J (Bq/m²sec) μιας συγκέντρωσης C ραδονίου διαμέσου των πόρων του εδάφους και των υλικών εκφράζεται ως:

$$\vec{j} = C\vec{q} = -\frac{Ck}{\mu} \vec{\nabla} P \quad (2.5.3.2)$$

Εάν θεωρήσουμε ασυμπίεστα τα τοιχώματα των πόρων δια μέσω των οποίων διακινείται το ραδόνιο, η ροή \vec{q} παραμένει σταθερή σε όλο τον χώρο των πόρων και έτσι η χωρική μεταβολή της είναι μηδενική:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{q} = 0 \Rightarrow \nabla^2 P = 0 \quad (2.5.3.3)$$

Η λύση της εξίσωσης (2.5.3.3) για δεδομένη γεωμετρία απαιτείται για την επίλυση της γενικότερης εξίσωσης μεταφοράς του ραδονίου, η οποία περιγράφεται στη συνέχεια.

2.5.4. Γενική εξίσωση της μεταφοράς του ραδονίου.

Η συγκέντρωση του ραδονίου εντός των πόρων ενός υλικού που περιέχει ράδιο περιγράφεται από γενική εξίσωση, η οποία λαμβάνει υπόψη και τους δύο προαναφερθέντες μηχανισμούς μεταφοράς:

$$\frac{1}{\eta} \frac{\partial (C_a \eta_a + C_w \eta_w)}{\partial t} = D_e \nabla^2 C_a - \frac{k}{\mu} \vec{\nabla} P \vec{\nabla} C_a + \frac{(1-\eta)}{\eta} \rho_{grains} \lambda e - \frac{\lambda}{\eta} (C_a \eta_a + C_w \eta_w) \quad (2.5.4.1)$$

όπου:

C_a (Bq/m³), C_w (Bq/m³): είναι οι *συγκεντρώσεις ραδιενέργειας* του ραδονίου στον όγκο των πόρων που περιέχει αέριο και νερό αντίστοιχα,

η_a : είναι το *πορώδες (porosity) αερίου*, σταθερά που ορίζεται ως ο λόγος του όγκου των πόρων που πληρούνται από αέριο προς τον συνολικό όγκο των πόρων,

η_w : είναι το πορώδες ύδατος, σταθερά που ορίζεται ως ο λόγος του όγκου των πόρων που πληρούνται από νερό προς τον συνολικό όγκο των πόρων.

η : είναι το πορώδες του εδάφους και είναι ίσο με: $\eta = \eta_a + \eta_w$,

ρ_{grain} (kg/m³): η πυκνότητα των κόκκων του υλικού (π.χ. του εδάφους) και

e (Bq/kg): ο ρυθμός εκροής που ορίζεται ως ο αριθμός των ατόμων του ραδονίου που διακινείται διαμέσου των πόρων ανά μονάδα χρόνου και μάζας. ([Font, 1997], [Rogers and Nilson, 1991], [Nazaroff et al., 1988a]).

Η παρουσία ύδατος με τη μορφή υγρασίας στους πόρους των υλικών αυξάνει την συγκέντρωση του ραδονίου. Επηρεάζει ωστόσο και την ικανότητα διάχυσης του αερίου διαμέσου των πόρων προς την ατμόσφαιρα. Έτσι, η ανωτέρω γενική εξίσωση της μεταφοράς του ραδονίου θα πρέπει να διορθωθεί ώστε να ληφθούν υπόψη η επίδραση της αύξησης της υγρασίας [Nazaroff et al., 1988a] και συγκεκριμένα στα μεγέθη της ενεργού σταθεράς διαχύσεως D_e , της διαπερατότητας του εσωτερικού αερίου των πόρων k και του ρυθμού εκροής e .

Επίσης στη διαδικασία επίλυσης της εξίσωσης (2.5.4.1) έχουν γίνει δύο παραδοχές. Η πρώτη είναι ότι οι κρούσεις των ατόμων του ραδονίου εντός των πόρων πραγματοποιούνται μόνο με τα μόρια του εσωτερικού αέρα και όχι με τους κόκκους του υλικού. Η παραδοχή αυτή στηρίζεται στο ότι οι διαστάσεις αυτών των περιοχών είναι πολύ μεγαλύτερες σε σύγκριση με τη μέση ελεύθερη διαδρομή του ραδονίου. Επιπλέον, αμελητέα θεωρείται η διάχυση των ατόμων του ραδονίου στο εσωτερικό των κατειλημμένων από νερό πόρων. Η παραδοχή αυτή στηρίζεται στο ότι η σταθερά διαχύσεως του ραδονίου στο νερό (10⁻⁵ cm²/s) είναι πολύ μικρότερη από την αντίστοιχη στον αέρα (0.1 cm²/s).

Ως εφαρμογή της εξίσωσης (2.5.4.1) θεωρούμε την περίπτωση κατά την οποία η περιεκτικότητα των πόρων σε νερό είναι αμελητέα και η διακίνηση του ραδονίου πραγματοποιείται μόνο σε μια διάσταση και μέσω του φαινομένου διαχύσεως. Τότε μια λύση της εξίσωσης (2.5.4.1) είναι:

$$C(x) = \rho_{grain} \frac{(1-\eta)}{\eta} e \left(1 - \exp\left(-\frac{x}{l_d}\right) \right) \quad (2.5.4.2)$$

ο όρος $[\rho_{grain} e (1-\eta) / \eta]$ αντιστοιχεί στη συγκέντρωση του ραδονίου σε μεγάλο βάθος από την επιφάνεια του υλικού, η οποία μπορεί να θεωρηθεί σταθερή και ανάλογη της έκλυσης του αερίου. Το μέγεθος l_d ονομάζεται μήκος διαχύσεως (diffusion length) του ραδονίου και ισούται με:

$$l_d = \sqrt{\frac{D_e}{\lambda}} \quad (2.5.4.3)$$

Αντιστοιχεί στην απόσταση μετά την οποία η συγκέντρωση $[\rho_{grain} e (1-\eta) / \eta]$ έχει μειωθεί κατά τον παράγοντα $(1-e^{-1})$. Με τυπική τιμή, της ενεργού σταθεράς διαχύσεως $D_e = 2 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ [UNSCEAR, 2000], το μήκος διαχύσεως του ^{222}Rn εκτιμάται ίσο με 97,6 cm ενώ το αντίστοιχο μήκος του ^{220}Rn είναι μόλις 1,3 cm. Έτσι, το πάχος του εδάφους ή των οικοδομικών υλικών, το οποίο μπορεί να θεωρηθεί πηγή από όπου εκλύεται το ^{222}Rn σε μια κατοικία είναι πολύ μεγαλύτερο από το αντίστοιχο για το ^{220}Rn .

Ανάλογα με τα προηγούμενα, λαμβάνοντας μεν υπόψη τις ίδιες παραδοχές αλλά θεωρώντας μόνο την διακίνηση του ραδονίου λόγω μεταφοράς με αέριες μάζες, ορίζεται το αντίστοιχο μήκος αέριας μεταφοράς (advection length) [Font, 1997] ως:

$$l_a = \frac{q}{\eta \lambda} \quad (2.5.4.4)$$

Τέλος, στην περίπτωση όπου η μεταφορά του ραδονίου πραγματοποιείται και με τους δύο μηχανισμούς μεταφοράς και ισχύουν οι ίδιες προαναφερθείσες παραδοχές, λύση της εξίσωσης (2.5.4.1) αποτελεί η:

$$C(x) = \rho_{grain} \frac{(1-\eta)}{\eta} e \left(1 - \exp \left(\frac{-2x}{l_a + \sqrt{l_a^2 + 4l_d^2}} \right) \right) \quad (2.5.4.5)$$

Ως μήκος μεταφοράς (migration length) του ραδονίου ορίζεται η ποσότητα:

$$l_m = \frac{1}{2} \left(l_a + \sqrt{l_a^2 + 4l_d^2} \right) \quad (2.5.4.6)$$

η οποία αντιστοιχεί στην απόσταση μέσα στο έδαφος ή άλλο υλικό μετά την οποία η συγκέντρωση $[\rho_{grain} e (1-\eta) / \eta]$ του ραδονίου έχει ελαττωθεί κατά έναν παράγοντα ίσο με $(1-e^{-1})$.

Τόσο το μήκος διαχύσεως l_d όσο και το μήκος αέριας μεταφοράς l_a εξαρτώνται από χρονικά μεταβαλλόμενα μεγέθη όπως αυτά της ατμοσφαιρικής πίεσης, της διαπερατότητας του πορώδους μέσου και της ενεργού σταθεράς διαχύσεως με συνέπεια το μήκος μεταφοράς l_m του ραδονίου να παρουσιάζει επίσης χρονικά μεταβαλλόμενη συμπεριφορά.

2.6. Συσσώρευση του ραδονίου σε εσωτερικούς χώρους.

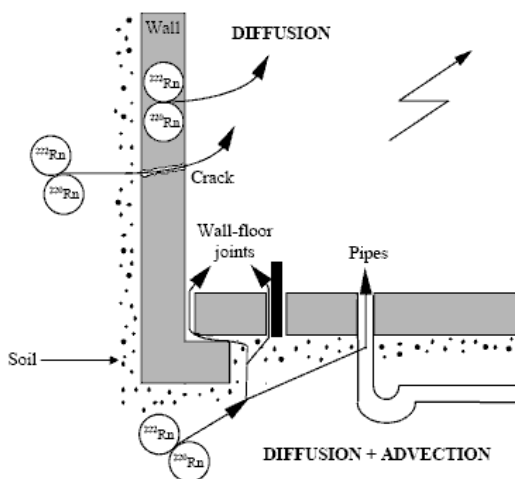
Το ραδόνιο προερχόμενο είτε από το έδαφος είτε από τα οικοδομικά υλικά, μέσω των μηχανισμών μεταφοράς που προαναφέρθηκαν μπορεί να εισέλθει και να συσσωρευθεί σε εσωτερικούς χώρους όπου ο ρυθμός ανανέωσης του αέρα είναι πολύ μικρότερος από το εξωτερικό περιβάλλον. Ως αποτέλεσμα η συγκέντρωση του ραδονίου μπορεί να αυξηθεί σε υψηλά επίπεδα ώστε να αποτελεί κίνδυνο για τη δημόσια υγεία. Καθώς το ραδόνιο δεν

αλληλεπιδρά με άλλα χημικά στοιχεία η συγκέντρωσή του εντός ενός εσωτερικού χώρου καθορίζεται από την διαδικασία εισόδου και την διαδικασία απομάκρυνσης. Οι διαδικασίες αυτές εξαρτώνται από πολλούς παράγοντες, μεταξύ των οποίων τα κατασκευαστικά χαρακτηριστικά του κτιρίου, οι καιρικές μεταβολές, η ύπαρξη ή μη τεχνητού συστήματος εξαερισμού κλπ.

2.6.1. Διαδικασία εισόδου.

Το έδαφος, επί του οποίου μια κατοικία ή ένας χώρος εργασίας έχει κτισθεί, αποτελεί μια πολύ σημαντική πηγή εκροής ραδονίου. Η συγκέντρωσή του στον εσωτερικό χώρο θα είναι μεγαλύτερη όσο μεγαλύτερη είναι η συγκέντρωση του ραδίου στο έδαφος. Επίσης, επηρεάζεται σημαντικά, από τη σταθερά διαχύσεως του αερίου στο έδαφος, από μετεωρολογικές συνθήκες όπως η υγρασία, οι βροχοπτώσεις, οι αλλαγές της ατμοσφαιρικής πίεσης κ.λ.π. και από το είδος των δομικών υλικών. Εξάλλου, η παρουσία του ίδιου του κτιρίου επηρεάζει τις συνθήκες μεταφοράς του ραδονίου στο υποκείμενο έδαφος. Συγκεκριμένα, συχνά το κτίριο λειτουργεί σαν ομπρέλα, κάτω από την οποία η υγρασία του εδάφους είναι μικρότερη από την υγρασία του ελεύθερου εδάφους. Παρουσιάζεται επίσης, λόγω της διαφοράς θερμοκρασίας εντός και εκτός του κτιρίου, διαφορά πίεσης μεταξύ του εσωτερικού αέρα και του αέρα στο έδαφος, πολύ μικρή μεν για να επηρεάσει την ανθρώπινη δραστηριότητα αλλά ικανή να μεταβάλλει το ρυθμό εισόδου του ραδονίου στο χώρο.

Όπως φαίνεται στο σχήμα 2.6.1.1., μικρές ρωγμές και ανοίγματα αποτελούν τις βασικές οδούς από τις οποίες το ραδόνιο εισέρχεται στον εσωτερικό αέρα ενός κτιρίου.



Σχήμα 2.6.1.1. Σχηματική απεικόνιση της εισόδου του ραδονίου στο εσωτερικό μιας κατοικίας [Font, 1997].

Τα δομικά υλικά ποικίλουν και αντίστοιχα ποικίλουν και οι σταθερές διαχύσεως αέρα και ο ρυθμός εισόδου του ραδονίου μέσω αυτών. Το συμπαγές τσιμέντο για παράδειγμα, λειτουργεί σαν ένα είδος φραγής καθώς διαμέσου αυτού το ραδόνιο διαχέεται με πολύ μεγάλη δυσκολία [Rogers et al., 1995]. Όπως γίνεται εύκολα αντιληπτό, η πολυπλοκότητα της διαδικασίας εισόδου μέσω του εδάφους δυσχεραίνει την πραγματοποίηση μιας άμεσης

μέτρησης του εισερχόμενου από το έδαφος ραδονίου. Η δυσκολία αυτή επιτείνεται και από

τα ιδιαίτερα χαρακτηριστικά κάθε κτιρίου, ρωγμές, υλικά κλπ. Η συγκέντρωση του ραδονίου που προέρχεται από το έδαφος εκτιμάται κατά έμμεσο τρόπο, μετρώντας τον συνολικό ρυθμό εισόδου και αφαιρώντας την συνεισφορά των δομικών υλικών σε ραδόνιο.

Και τα δομικά υλικά συνεισφέρουν στη συσσώρευση του ραδονίου εντός των εσώτερων χώρων. Το ράδιο, το οποίο περιέχεται σε διαφορετικές συγκεντρώσεις στα δομικά υλικά, αποτελεί την πηγή σχηματισμού του ραδονίου. Η επικρατέστερη διαδικασία μεταφοράς του ραδονίου από τα δομικά υλικά θεωρείται η διάχυση, επειδή τα περισσότερα δομικά υλικά χαρακτηρίζονται από πολύ μικρή διαπερατότητα με αποτέλεσμα η μεταφορά ραδονίου μέσω της μετακίνησης του αέρα να θεωρείται αμελητέα [Font, 1997]. Η υγρασία των δομικών υλικών είναι συνήθως πολύ μικρότερη από την υγρασία του εδάφους ώστε να επηρεάζεται η μεταφορά του ραδονίου. Θα πρέπει ακόμα να αναφερθεί ότι ο ρυθμός εισόδου του ραδονίου από δομικά υλικά σε εσωτερικό χώρο επηρεάζεται σημαντικά και από την επίστρωση που χρησιμοποιείται σε επιφάνειες τοίχων και δαπέδων ([Yu, 1993], [Tso et al., 1994]). Έτσι, συχνά χρησιμοποιούνται ειδικές επιστρώσεις με μικρή διαπερατότητα για την επικάλυψη ρωγμών και την μείωση του ρυθμού εισόδου του αερίου. Τέλος, ο ρυθμός εισόδου του θορονίου ^{220}Rn από τα δομικά υλικά έχει μετρηθεί ότι είναι περίπου 100 φορές μεγαλύτερος από τον αντίστοιχο ρυθμό εισόδου του ραδονίου ^{222}Rn [Porstendorfer, 1994].

2.6.2. Διαδικασία απομάκρυνσης.

Η κύρια διαδικασία απομάκρυνσης του ραδονίου από έναν εσωτερικό χώρο είναι ο εξαερισμός του χώρου. Με τον όρο *εξαερισμός* (ventilation) αναφέρεται η διαδικασία αντικατάστασης του εσωτερικού αέρα από εξωτερικό. Με δεδομένο έναν κλειστό χώρο (με κλειστά παράθυρα, πόρτες κλπ.), η διαδικασία του εξαερισμού πραγματοποιείται λόγω της διαφοράς ατμοσφαιρικής πίεσης εντός και εκτός του χώρου, που προκαλούν τόσο οι διαφορές θερμοκρασίας όσο και άλλα μετεωρολογικά φαινόμενα όπως οι άνεμοι. Όταν ανοίξουν τα παράθυρα ενός χώρου, εξισώνεται σε πολύ μικρό χρονικό διάστημα η συγκέντρωση του ραδονίου στο εσωτερικό με την συγκέντρωση στο εξωτερικό περιβάλλον. Το μέγεθος ρυθμός εξαερισμού λ_v (h^{-1}) (ventilation rate) χαρακτηρίζεται από πολύπλοκη χρονικά μεταβαλλόμενη συμπεριφορά, η οποία επηρεάζεται από τρεις βασικούς παράγοντες:

1. Την διείσδυση ή την απομάκρυνση του αέρα διαμέσου ρωγμών και ανοιγμάτων των δομών του κτιρίου.
2. Την φυσική ανταλλαγή εσωτερικού και εξωτερικού αέρα μέσω των παραθύρων του χώρου

3. Την ύπαρξη μηχανικών συστημάτων εξαερισμού

Η ακριβής εκτίμηση του ρυθμού εξαερισμού είναι πολύ δύσκολο να πραγματοποιηθεί λόγω της πολυπλοκότητας που διέπει το μηχανισμό εξαερισμού. Όταν πραγματοποιούνται πειραματικές μετρήσεις θεωρείται ότι υπό φυσιολογικές συνθήκες ο αέρας εισέρχεται σε έναν κλειστό χώρο και αναμειγνύεται με τον υπάρχοντα μέσα σε σχετικά μικρό χρονικό διάστημα. Τα αποτελέσματα μετρήσεων που αναφέρονται στη βιβλιογραφία του μέσου ημερήσιου ρυθμού εξαερισμού σε κατοικίες κυμαίνονται μεταξύ 0.2 h^{-1} και 2 h^{-1} . Επίσης αναφέρεται ότι η λειτουργία μηχανικού συστήματος εξαερισμού αυξάνει έως και 10 φορές το ρυθμό εξαερισμού. ([ICRP, 1987], [Knutson, 1988], [Capra et al., 1994], [Porstendorfer, 1994],[UNSECEAR, 2000], [Lembrechts et al., 2001]).

2.6.3. Η συγκέντρωση των ^{222}Rn και ^{220}Rn σε εσωτερικούς χώρους.

Όπως έχει ήδη αναφερθεί, η συγκέντρωση του ραδονίου εντός ενός κλειστού χώρου εξαρτάται κυρίως από τις διαδικασίες εισόδου από το έδαφος και τα δομικά υλικά και από την διαδικασία απομάκρυνσης με τον εξαερισμό του χώρου. Η πολυπλοκότητα που διέπει τις παραπάνω διαδικασίες καθώς και τα ιδιαίτερα κατασκευαστικά χαρακτηριστικά των κτιρίων καταστούν δύσκολη υπόθεση την μελέτη των χωρικών και χρονικών διακυμάνσεων των ανωτέρω διαδικασιών. Με σκοπό την μαθηματική περιγραφή της συγκεντρώσεως του ραδονίου σε έναν κλειστό χώρο πραγματοποιούνται ορισμένες αρχικές υποθέσεις:

Έτσι, υποθέτοντας ότι ο υπό μελέτη χώρος είναι ένα τυπικών διαστάσεων κλειστό δωμάτιο, στο οποίο το ραδόνιο εισέρχεται με σταθερό ρυθμό από το έδαφος και τα δομικά υλικά, η συγκέντρωση του ραδονίου C (Bq/m^3) περιγράφεται από την εξίσωση

$$\frac{\partial C}{\partial t} = u_S + \frac{e_B S_B}{V} - (\lambda + \lambda_v)C + \lambda_v C^{out} \quad (2.6.3.1)$$

όπου u_S ($\text{Bq/m}^3\text{h}$) είναι ο ρυθμός εισόδου των ισοτόπων ^{222}Rn και ^{220}Rn από το έδαφος, S_B (m^2) η συνολική επιφάνεια που καλύπτουν τα δομικά υλικά, δια της οποίας εισέρχεται το ραδόνιο με ρυθμό εισόδου e_B ($\text{Bq/m}^3\text{h}$), V (m^3) ο όγκος του χώρου και C^{out} (Bq/m^3) η συγκέντρωση ραδονίου στον εξωτερικό περιβάλλοντα αέρα.

Στην παραπάνω έκφραση δε λαμβάνεται υπόψη η επίδραση του εξαερισμού στο ρυθμό εισόδου και επίσης θεωρείται ότι η πίεση είναι σταθερή σε όλο το δωμάτιο. Στην περίπτωση μηδενικού εξαερισμού, ο μόνος μηχανισμός απομάκρυνσης του ραδονίου είναι η μεταστοιχείωση στα θυγατρικά του προϊόντα. Συγκρίνοντας, την σταθερά αποδιέγερσης του

^{222}Rn ($\lambda \approx 7.54 \times 10^{-3} \text{ h}^{-1}$) με τις συνήθεις τιμές του ρυθμού εξαερισμού (0.2 h^{-1} έως 2 h^{-1}), διαπιστώνεται ότι ο εξαερισμός είναι ο κυρίαρχος μηχανισμός απομάκρυνσης του ^{222}Rn από τον εσωτερικό χώρο. Αντίθετα, η μείωση της συγκέντρωσης του ^{220}Rn οφείλεται κυρίως στη ραδιενεργό μεταστοιχείωση, καθώς η σταθερά αποδιέγερσής του ($\lambda \approx 44.88 \text{ h}^{-1}$) είναι κατά πολύ μεγαλύτερη από τις συνήθεις τιμές του ρυθμού εξαερισμού.

Επίσης, λόγω του σχετικά μεγάλου χρόνου ημιζωής του ^{222}Rn και των θυγατρικών του, η συγκέντρωσή τους θεωρείται ομογενής σε όλο τον όγκο του δωματίου, συνθήκη η οποία δεν ισχύει και για το ^{220}Rn που έχει μικρότερο χρόνο ημιζωής ([Doi et al., 1994], [Yamasaki et al., 1995], [Lida et al., 1996], [Zhuo et al., 2001]). Όμως, τα θυγατρικά προϊόντα του ^{220}Rn , τα οποία έχουν μεγαλύτερο χρόνο ημιζωής, προλαβαίνουν να αναμιχθούν με τον αέρα του χώρου και συνήθως θεωρούνται ομοιογενώς καταναμημένα. Λύση της εξίσωσης (2.6.3.1) για ένα δωμάτιο αναφοράς, στο οποίο ισχύουν οι παραπάνω προϋποθέσεις, είναι:

$$C(t) = \frac{u_s + \frac{e_B S_B}{V} + \lambda_v C^{out}}{(\lambda + \lambda_v)} \left(1 - \exp[-(\lambda + \lambda_v)t] \right) \quad (2.6.3.2)$$

Στην περίπτωση του ^{222}Rn , ο όρος $(\lambda + \lambda_v) \approx \lambda_v$ και έτσι η συγκέντρωσή του είναι ανάλογη του ρυθμού εισόδου από το έδαφος u_s και τα δομικά υλικά e_B και αντιστρόφως ανάλογη του ρυθμού εξαερισμού λ_v . Στην περίπτωση του ^{220}Rn , ο όρος u_s που αντιπροσωπεύει το ρυθμό εισόδου από το έδαφος ανά μονάδα όγκου είναι αμελητέος και ο όρος $(\lambda + \lambda_v) \approx \lambda$. Έτσι, η συγκέντρωση του ^{220}Rn είναι ανάλογη του ρυθμού εισόδου από τα δομικά υλικά e_B , αντιστρόφως ανάλογη της σταθεράς αποδιέγερσης και ανεξάρτητη από τον ρυθμό εξαερισμού, υπό την προϋπόθεση ότι αυτός κυμαίνεται σε τυπικές τιμές.

Στον πίνακα 2.6.3.1. [ICRP, 1987] παρουσιάζονται τυπικές πειραματικές τιμές των μεγεθών της εξίσωσης (2.6.3.1), το σύνηθες εύρος διακύμανσής τους καθώς και οι εκτιμώμενες συγκεντρώσεις των ^{222}Rn και ^{220}Rn σύμφωνα με τη λύση (2.6.3.2) της εξίσωσης (2.6.3.1). Ως χώρος αναφοράς θεωρείται ένα δωμάτιο διαστάσεων ($3 \text{ m} \times 3 \text{ m} \times 3 \text{ m}$), όγκου $V = 27 \text{ m}^3$, επιφάνειας $S_B = 54 \text{ m}^2$ με ρυθμό αερισμού ίσου με $\lambda_v = 0.7 \text{ h}^{-1}$. Πρέπει να επισημανθεί ότι η παραδοχή ότι το ^{220}Rn του εδάφους δεν εισέρχεται στο δωμάτιο ισχύει μόνο σε περιπτώσεις νέων κατασκευών από σκυρόδεμα, χωρίς εκτεταμένες ρωγμές και άλλες φθορές. Για παλιά και ξύλινα κτίσματα, ο όρος u_s για το ^{220}Rn δεν πρέπει να παραλείπεται.

	²²² Rn		²²⁰ Rn	
	Μέση τιμή	Εύρος τιμών	Μέση τιμή	Εύρος τιμών
C^{out} (Bq/m ³)	1-10	1-20	1-5	1-10
u_s (Bq/m ³ h)	1-40	1-500	-	-
e_B (Bq/m ³ h)	1-5	1-20	10-120	10-1200
C^{in} (Bq/m ³)	10-100	10-850	2-10	1-100

Πίνακας 2.6.3.1 Τυπικές πειραματικά προσδιορισμένες τιμές των μεγεθών του ρυθμού εισόδου των ²²²Rn και ²²⁰Rn από το έδαφος και από τα δομικά υλικά, της συγκέντρωσης στον εξωτερικό αέρα καθώς και στον εσωτερικό χώρο, σύμφωνα με τη λύση της εξίσωσης 2.6.3.1, για ένα δωμάτιο διαστάσεων 3m x 3m και για ρυθμό εξαερισμού ίσο με 0.7 h⁻¹ [ICRP, 1987].

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3

Ιδιότητες των θυγατρικών ισοτόπων του ραδονίου

Η συμπεριφορά των θυγατρικών προϊόντων του ραδονίου είναι πολύπλοκότερη από τη συμπεριφορά του μητρικού τους πυρήνα. Σχηματίζονται στον αέρα και αλληλεπιδρούν με τα συστατικά του λόγω τόσο των φυσικών όσο και των χημικών τους ιδιοτήτων. Κατά τη μεταστοιχείωση του μητρικού πυρήνα, μέρος της ενέργειας που εκλύεται μετατρέπεται σε κινητική ενέργεια ανάκρουσης των θυγατρικών ισοτόπων. Καθώς αυτά ανακρούονται, αλληλεπιδρούν με τα μόρια του αέρα και συνήθως ιονίζονται χάνοντας ένα ή και περισσότερα από τα εξωτερικά τους ηλεκτρόνια. Ως αποτέλεσμα, αρχικά εμφανίζονται ως θετικά φορτισμένα σωματίδια. Στη συνέχεια μπορούν να λάβουν μέρος σε μια ή και περισσότερες από ένα πλήθος διαδικασιών. Οι κυριότερες είναι: i) η εξουδετέρωση του ηλεκτρικού τους φορτίου (neutralization), ii) ο σχηματισμός συσσωματωμάτων (nucleation or clusters formation), iii) η διάχυσή τους στο χώρο, iv) η προσάρτηση σε αερολύματα (aerosol attachment), v) η εναπόθεση σε επιφάνειες (plate out effect), v) η μεταφορά τους από ρεύματα αέρα και vi) η ραδιενεργός μεταστοιχείωσή τους.

Η διαδικασία προσάρτησης σε αερολύματα οδηγεί στο σχηματισμό των *ραδιενεργών αερολυμάτων*. Στην περίπτωση, κατά την οποία τα ραδιενεργά αερολύματα μέσω της εισπνοής περάσουν στον ανθρώπινο οργανισμό, ανάλογα με το μέγεθος και το είδος του αερολύματος-φορέα, επικάθονται σε διάφορες περιοχές του πνεύμονα, όπου και ακτινοβολούν τα κύτταρα. Αντίθετα, τα μη προσαρτημένα θυγατρικά, συνήθως εκπνέονται ή επικάθονται στα ανώτερα τμήματα του αναπνευστικού συστήματος, από τα οποία η απομάκρυνσή τους είναι πιθανότερη. [George and Breslin, 1986]. Επίσης, τα μη προσαρτημένα θυγατρικά ισότοπα του ραδονίου λόγω μικρότερης μάζας και μεγέθους, μετακινούνται ευκολότερα από ότι τα προσαρτημένα και διαχέονται προς τις επιφάνειες ενός χώρου στις οποίες και εναποτίθενται απομακρυνόμενα έτσι από τον εισπνεόμενο αέρα. Στο παρόν κεφάλαιο επιχειρείται, ύστερα από σύντομη εισαγωγή στη φυσική των αερολυμάτων, η εκτενής παρουσίαση της συμπεριφοράς των θυγατρικών ισοτόπων του ραδονίου.

3.1. Εισαγωγή στη φυσική των αερολυμάτων.

Πριν γίνει η αναλυτική περιγραφή της συμπεριφοράς και των διαφόρων ιδιοτήτων των θυγατρικών προϊόντων του ραδονίου κρίνεται αναγκαίο να προηγηθεί μια σύντομη αναφορά σε βασικούς ορισμούς και έννοιες της φυσικής των αερολυμάτων [Hinds, 1999].

3.1.1. Είδη αερολυμάτων.

Στην απλούστερη μορφή, ως αερολύματα ορίζονται συλλογές σωματιδίων σε στερεά ή υγρή φάση, τα οποία αιωρούνται σε ένα μέσο. Στην πραγματικότητα κάθε σύστημα αερολυμάτων περιλαμβάνει δύο μέρη, τα σωματίδια και το μέσο. Οι κύριες συνιστώσες των αερολυμάτων του περιβάλλοντος είναι ο ατμοσφαιρικός αέρας ως το μέσο διασποράς και τα αιωρούμενα σωματίδια, δυνητικά από μεγάλο πλήθος διαφορετικών ειδών σωματιδίων (σκόνη, καπνός, ομίχλη, καυσαέριο, κ.λ.π.). Χαρακτηριστικές ιδιότητες των αερολυμάτων εκτός από το είδος των σωματιδίων είναι το μέγεθος και η συγκέντρωσή τους εντός του μέσου. Η ταξινόμηση και η ονοματολογία των αερολυμάτων που απαντώνται στη φύση εξαρτάται από το είδος του αιωρούμενου σωματιδίου. Έτσι τα αερολύματα διακρίνονται σε:

- **Βιο-αερολύματα:** Αποτελούνται συνήθως από ιούς ή άλλους μικροοργανισμούς, όπως τα βακτήρια και οι μύκητες και επίσης από παράγωγα οργανισμών όπως σπόρια, γύρη κλπ.

- **Αερολύματα κόνεως:** Αποτελούνται από σωματίδια σε στερεά φάση, τα οποία παράγονται μετά το θρυμματισμό ενός υλικού με μηχανικά μέσα. Το εύρος του μεγέθους τους κυμαίνεται από δέκατα του μικρόμετρου ως 100 μm, ενώ το σχήμα τους είναι συνήθως ακανόνιστο.

- **Αερολύματα νέφους:** Αποτελούνται από σωματίδια σε στερεά φάση, τα οποία παράγονται από τη συσσωμάτωση υδρατμών ή άλλων ατμοσφαιρικών αερίων με στερεά προϊόντα καύσης, τα οποία αιωρούνται. Το μέγεθός τους είναι της τάξης των δεκάτων του μικρόμετρου και στην πραγματικότητα αποτελούνται από έναν αριθμό μικρότερων σωματιδίων μεγέθους έως 0.05 μm.

- **Αερολύματα ομίχλης:** Αποτελούνται από σωματίδια σε υγρή φάση, τα οποία παράγονται από την υγροποίηση υδρατμών. Το σχήμα τους είναι συνήθως σφαιρικό και έχουν μεγάλη διακύμανση μεγέθους που ξεκινά από δέκατα του μικρόμετρου και φθάνει τα 200 μm.

- **Αερολύματα καπνού:** Αποτελούνται από σωματίδια σε στερεά ή υγρή φάση, τα οποία παράγονται από ατελή καύση. Το μέγεθός τους είναι μικρότερο του 1 μm και έχουν την ιδιότητα να δημιουργούν συσσωματώματα.

- **Αερολύματα ψεκασμού:** Αποτελούνται από σταγονίδια κάποιου υγρού, τα οποία παράγονται με μηχανική διασπορά του. Το μέγεθός τους ανέρχεται σε μερικά μικρόμετρα.

Συχνά επίσης στη βιβλιογραφία [Hinds, 1999], [Reist, 1993] συναντώνται και άλλοι ορισμοί για αερολύματα, που χαρακτηρίζονται από μία συγκεκριμένη ιδιότητά τους.

- **Ομογενή αερολύματα:** Ονομάζονται τα αερολύματα, των οποίων τα σωματίδια είναι πανομοιότυπα ως προς τη χημική σύνθεση.

- **Πρωτογενή αερολύματα:** Ονομάζονται τα ατμοσφαιρικά αερολύματα, των οποίων τα σωματίδια εισέρχονται απευθείας στην ατμόσφαιρα αμέσως μετά την παραγωγή τους.

- **Δευτερογενή αερολύματα:** Ονομάζονται τα ατμοσφαιρικά αερολύματα, των οποίων τα σωματίδια δημιουργούνται εντός της ατμόσφαιρας μετά από χημικές συνήθως αλληλεπιδράσεις.

- **Μονοδιάσπάρτα (mono-disperse):** Ονομάζονται τα αερολύματα, των οποίων τα σωματίδια έχουν το ίδιο μέγεθος. Αερολύματα αυτού του είδους δεν υπάρχουν στη φύση, αλλά κατασκευάζονται για ερευνητικούς σκοπούς σε εργαστήρια.

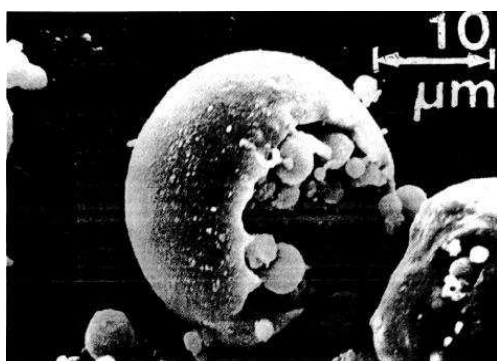
- **Πολυδιάσπάρτα (poly-disperse):** Ονομάζονται τα αερολύματα, των οποίων τα σωματίδια έχουν διαφορετικά μεγέθη και περιγράφονται στατιστικά, με μία μέση αντιπροσωπευτική τιμή, χαρακτηριστική του μεγέθους τους.

3.1.2. Μέγεθος, σχήμα, πυκνότητα και συγκέντρωση αερολυμάτων.

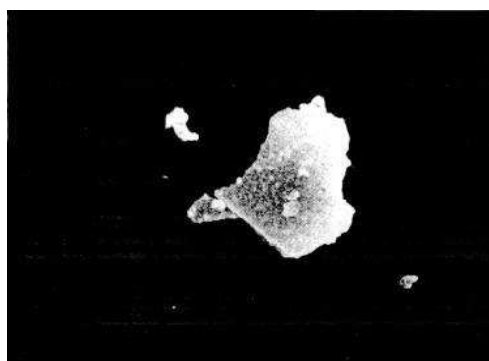
Το μέγεθος των σωματιδίων ενός αερολύματος είναι η πλέον βασική παράμετρος που χαρακτηρίζει τη συμπεριφορά του. Συνήθως, η διακύμανση στο μέγεθος μεταξύ του μικρότερου και του μεγαλύτερου σωματιδίου μιας τυπικής συλλογής είναι της τάξης του 10^2 - 10^3 . Ως εκ τούτου είναι αναγκαία η περιγραφή με στατιστικούς όρους της κατανομής του μεγέθους των σωματιδίων που απαρτίζουν ένα αερόλυμα. Η διαφορά στο μέγεθος μεταξύ των διαφόρων αερολυμάτων είναι μεγάλη, της τάξης του 10^7 , από αερολύματα με μέγεθος συγκρίσιμο με αυτό των μεγάλων μορίων έως αερολύματα διαστάσεων της τάξης του χιλιοστόμετρου, τα οποία εύκολα διακρίνονται με γυμνό μάτι.

Τα αερολύματα, των οποίων τα σωματίδια βρίσκονται σε υγρή φάση, έχουν συνήθως σφαιρικό σχήμα. Αντίθετα, σωματίδια στερεάς κατάστασης έχουν ακανόνιστα σχήμα, όπως παρουσιάζονται και στο σχήμα 3.1.2.1 [Hinds, 1999]. Για τη μελέτη των ιδιοτήτων των αερολυμάτων είναι απαραίτητο για λόγους απλοποίησης του προβλήματος το σχήμα των σωματιδίων να θεωρείται σφαιρικό. Για να εφαρμοσθεί αυτή η απλοποίηση στη μελέτη μη σφαιρικών σωματιδίων αερολυμάτων χρησιμοποιούνται παράγοντες διόρθωσης και ισοδύναμα μεγέθη για την περιγραφή του μεγέθους τους. Η *ισοδύναμη διάμετρος* (equivalent

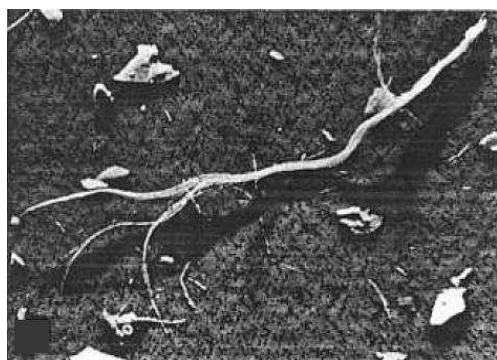
diameter) χρησιμοποιείται εκτεταμένα στη μελέτη σωματιδίων αερολυμάτων ακανόνιστου σχήματος. Αντιστοιχεί στη διάμετρο ενός σφαιρικού σωματιδίου, το οποίο έχει την ίδια τιμή μιας συγκεκριμένης φυσικής ιδιότητας (π.χ. μάζας ή επιφάνειας) με την αντίστοιχη τιμή ενός σωματιδίου ακανόνιστου - ρεαλιστικού σχήματος. Στην περίπτωση επίσης σωματιδίων με σχήμα που δύσκολα προσεγγίζεται από μια σφαίρα, όπως σωματίδια με την μορφή ινών (σχήμα 3.1.2.1.γ), χρησιμοποιούνται για την περιγραφή των ιδιοτήτων τους προσεγγίσεις με άλλα πιο απλά σχήματα.



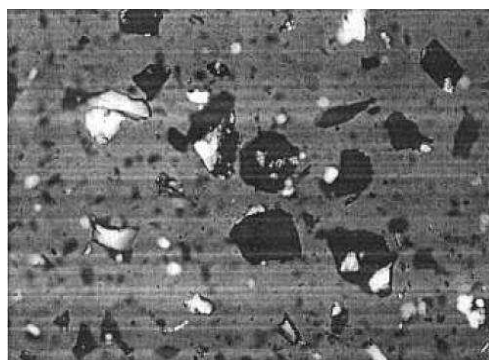
α) Αερολύματα από στάχτη άνθρακα



β) Αερολύματα από κοπή γρανίτη



γ) Αερολύματα από ρινίσματα αμιάντου



δ) Αερολύματα από ηφαιστειακή σκόνη

Σχήμα 3.1.2.1. Εικόνες από ηλεκτρονικά και οπτικά μικροσκόπια στις οποίες φαίνεται το ακανόνιστο σχήμα των περισσότερων σωματιδίων στερεάς κατάστασης [Hinds, 1999].

Η *πυκνότητα μάζας των σωματιδίων* είναι μια άλλη ποσότητα που επηρεάζει σημαντικά τις φυσικές ιδιότητες των αερολυμάτων. Αφορά την πυκνότητα των ιδίων των σωματιδίων που απαρτίζουν το αερόλυμα και δεν πρέπει να συγχέεται με τη *συγκέντρωση* των σωματιδίων στο αέριο μέσο. Τα αερολύματα ομίχλης και κόνεως συνήθως αποτελούνται από σωματίδια με πυκνότητα ίδια με εκείνη των υλικών από τα οποία παρήχθησαν. Δε συμβαίνει το ίδιο με τα αερολύματα νέφους και καπνού καθώς τα σωματίδια που αποτελούν τα αερολύματα αυτά είναι αποτέλεσμα σχηματισμού συσσωματωμάτων πολλών μικρότερων σωματιδίων. Σε αυτές τις περιπτώσεις, η πυκνότητα των σωματιδίων-συσσωματωμάτων των εν λόγω αερολυμάτων είναι μικρότερη από το άθροισμα των πυκνοτήτων των στοιχείων που

τα απαρτίζουν. Ο λόγος έγκειται στον κενό χώρο που υπάρχει στη δομή του κάθε συσσωματώματος. Τέλος, σε πολλές περιπτώσεις και για λόγους απλοποίησης χρησιμοποιείται ως αντιπροσωπευτική τιμή της πυκνότητας των αερολυμάτων η τιμή της πυκνότητας του ύδατος (standard density) $\rho_0=1000 \text{ kg/m}^3$.

Η συγκέντρωση των αερολυμάτων είναι η ποσότητα η οποία αποτελεί αντικείμενο πειραματικής μέτρησης, με μεγάλη σημασία σε θέματα που αφορούν την δημόσια υγεία και τις περισσότερες περιβαλλοντολογικές μελέτες. Συνήθεις μονάδες μέτρησης της συγκέντρωσης είναι τα gr/m^3 , mgr/m^3 και mgr/m^3 . Επίσης χρησιμοποιείται ευρέως και ειδικά στις περιπτώσεις των βιο-αερολυμάτων η μονάδα: αριθμός σωματιδίων ανά m^3 ή cm^3 . Στον πίνακα 3.1.2.1 [Hinds, 1999] παρουσιάζονται πειραματικά προσδιορισμένες τιμές συγκεντρώσεων αερολυμάτων για διάφορες φυσικές διεργασίες, από τις οποίες παράγονται αερολύματα.

	Συγκέντρωση αερολυμάτων (gr/m^3)
Υπόβαθρο	$10^{-5} - 10^{-3}$
Αστικός αέρας	$10^{-5} - 10^{-3}$
Ομίχλη	$5 \times 10^{-3} - 5 \times 10^{-2}$
Βροχή	$5 \times 10^{-2} - 5 \times 10^{-1}$
Καταιγίδα σκόνης	0.5 -10
Εκρήξεις αερολυμάτων	10-1000

Πίνακας 3.1.2.1 Συγκεντρώσεις αερολυμάτων σε διάφορες καταστάσεις που συναντώνται στο περιβάλλον. [Hinds, 1999]

3.1.3. Η στατιστική του μεγέθους των σωματιδίων των αερολυμάτων.

Όπως ήδη αναφέρθηκε το μέγεθος των σωματιδίων που απαρτίζουν ένα αερόλυμα επηρεάζει πολλές από τις φυσικές ιδιότητες αλλά και την ίδια τη συμπεριφορά του. Στη φύση απαντώνται αερολύματα, των οποίων το μέγεθος των αιωρούμενων σωματιδίων ποικίλει και το εύρος διακύμανσης είναι συνήθως μεγάλο (10^2 - 10^3). Προκείμενου να ορισθούν ποσότητες που εξαρτώνται από το μέγεθος των σωματιδίων απαιτούνται όροι στατιστικής ώστε να περιγράψουν με συστηματικό τρόπο μια μέση τιμή του μεγέθους των σωματιδίων. Όπως και σε άλλα πεδία της φυσικής έτσι και στη φυσική των αερολυμάτων κομβικό ρόλο στην στατιστική μελέτη κατέχει η *συνάρτηση κατανομής*, η οποία εκφράζει το μέγεθος των σωματιδίων. Εάν ληφθεί υπόψη η απλοποίηση που θέλει το μέγεθος των σωματιδίων να είναι σφαιρικό και ως d_p ορίσουμε τη *διάμετρο* ενός σωματιδίου, η συνάρτηση κατανομής του μεγέθους των σωματιδίων $f(d_p)$ ικανοποιεί τη σχέση:

$$df = f(d_p) dd_p \quad (3.1.3.1)$$

όπου ως df ορίζεται ένας στοιχειώδης αριθμός σωματιδίων, των οποίων η διάμετρος έχει τιμή εντός του στοιχειώδους εύρους τιμών dd_p . Μια κανονικοποιημένη συνάρτηση κατανομής ικανοποιεί τη συνθήκη:

$$\int_0^{\infty} f(d_p) dd_p = 1 \quad (3.1.3.2)$$

η οποία δηλώνει ότι η συνάρτηση περιγράφει το σύνολο όλων των πιθανών τιμών για το μέγεθος των σωματιδίων.

Ο αριθμός των σωματιδίων, των οποίων οι διάμετροι ανήκουν σε ένα σύνολο τιμών $[a,b]$ υπολογίζεται εύκολα, εάν η συνάρτηση κατανομής των διαμέτρων είναι γνωστή από το ολοκλήρωμα:

$$f_{ab} = \int_a^b f(d_p) dd_p \quad (3.1.3.3)$$

Συχνά χρησιμοποιείται και η *αθροιστική συνάρτηση κατανομής* (cumulative distribution function), η οποία εκφράζει τον αριθμό των σωματιδίων που έχουν διάμετρο μικρότερη μιας ανώτατης τιμής (a) και περιγράφεται μαθηματικά ως:

$$F_a = \int_0^a f(d_p) dd_p \quad (3.1.3.4)$$

Η αριθμητική μέση τιμή (average) των διαμέτρων μιας συλλογής σωματιδίων εκφράζεται μέσω της συνάρτησης κατανομής ως:

$$\overline{d_p} = \int_0^{\infty} d_p f(d_p) dd_p \quad (3.1.3.5)$$

Ο *διάμεσος* (median) των διαμέτρων είναι η εκείνη η τιμή διαμέτρου από την οποία τα μισά σωματίδια του συνόλου έχουν τιμή διαμέτρου μικρότερη και τα υπόλοιπα μισά μεγαλύτερη. Η *επικρατούσα τιμή* (mode) αποτελεί την τιμή της διαμέτρου με την μεγαλύτερη συχνότητα εμφάνισης. Σε συμμετρικές κατανομές, όπως η κανονική κατανομή, τα τρία παραπάνω μεγέθη έχουν την ίδια τιμή. Οι κατανομές που περιγράφουν το μέγεθος των αερολυμάτων συνήθως δεν είναι κανονικές και έτσι τα μεγέθη αυτά διαφέρουν.

Μια ακόμα ποσότητα σημαντική για τη φυσική των αερολυμάτων είναι η *γεωμετρική μέση τιμή* (d_g). Εάν το εύρος των τιμών της διαμέτρου των N σωματιδίων χωρισθεί σε ένα πλήθος j διαστημάτων με d_j τη διάμεσο (ή κάποια άλλη χαρακτηριστική τιμή) του κάθε διαστήματος και n_i τον αριθμό των σωματιδίων με διάμετρο που ανήκει σε ένα από αυτά τα επιμέρους διαστήματα, η γεωμετρική μέση τιμή (d_g) ορίζεται ως :

$$d_g = \sqrt[N]{(d_1^{n_1} \cdot d_2^{n_2} \cdot \dots \cdot d_j^{n_j})} \quad (3.1.3.6)$$

Η παραπάνω έκφραση με χρήση των φυσικών λογαρίθμων μπορεί εναλλακτικά να γραφεί και ως:

$$\ln d_g = \frac{\sum n_i \ln d_i}{N} \Rightarrow d_g = \exp\left(\frac{\sum n_i \ln d_i}{N}\right) \quad (3.1.3.7)$$

Στην ειδική περίπτωση των μονοδιάσπαρτων (mono-disperse) αερολυμάτων η αριθμητική μέση τιμή ισούται με τη γεωμετρική, ενώ σε όλες τις άλλες περιπτώσεις η γεωμετρική είναι μικρότερη της αριθμητικής. Η γεωμετρική μέση τιμή συνοδεύεται από τη *γεωμετρική τυπική απόκλιση* σ_g (geometric standard deviation or GSD), η οποία ορίζεται ως:

$$\ln \sigma_g = \left(\frac{\sum n_i (\ln d_i - \ln d_g)^2}{N - 1} \right) \quad (3.1.3.8)$$

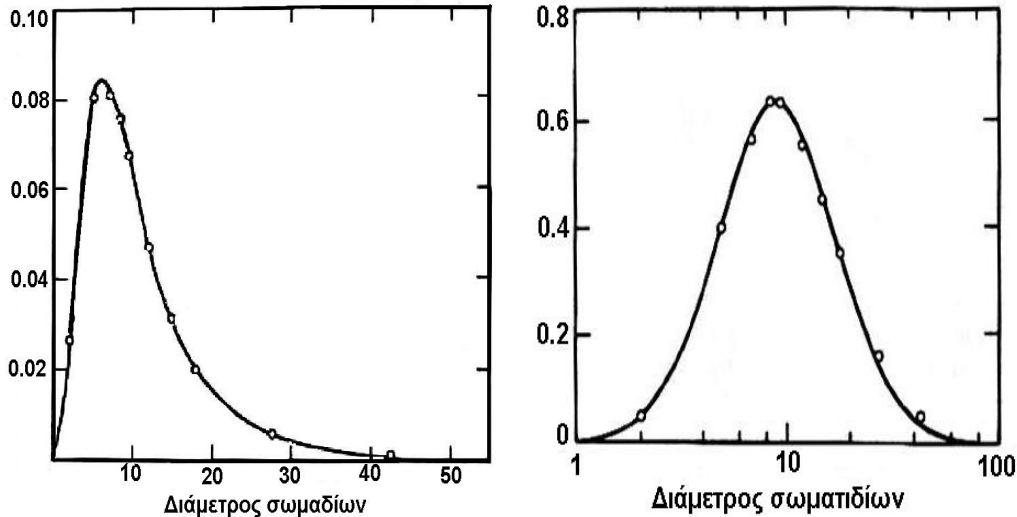
Στη φυσική των αερολυμάτων πολύ λίγες περιπτώσεις μπορούν να περιγραφούν με την *κανονική κατανομή*.

$$df = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(d_p - \bar{d}_p)^2}{2\sigma^2}\right) dd_p \quad (3.1.3.9)$$

όπως η περίπτωση των τεχνητά παραγόμενων για ερευνητικούς σκοπούς μονοδιάσπαρτων (mono-disperse) αερολυμάτων και των πολυδιάσπαρτων (poly-disperse) τεχνητών αερολυμάτων από σφαιρίδια πολυστερίνης-latex. Στη φύση, η κανονική κατανομή μπορεί να χρησιμοποιηθεί μόνο σε ειδικές περιπτώσεις βιο-αερολυμάτων αποτελούμενων συνήθως από γύρη ή σπόρια. Στις περισσότερες περιπτώσεις, η κατανομή των διαμέτρων των σωματιδίων δεν είναι συμμετρική. Συχνά παρατηρείται το φαινόμενο η κατανομή να εκτείνεται αρκετά προς τη φορά αύξησης των τιμών της διαμέτρου καθώς υπάρχει ένας αριθμός σωματιδίων με διαμέτρους πολύ μεγαλύτερες από τη μέση τιμή σχεδόν σε κάθε συλλογή. Επίσης, το μεγάλο εύρος των τιμών της διαμέτρου μπορεί, αν γίνει χρήση της κανονικής κατανομής, να οδηγήσει μέρος των διαμέτρων σε αρνητικές τιμές, κάτι που δεν έχει φυσική υπόσταση. Έτσι απαιτείται μια κατανομή, που να είναι διαφορετική της κανονικής για να περιγράψει τον καταμερισμό των μεγεθών των σωματιδίων των αερολυμάτων.

Συνήθως στις περιπτώσεις, όπου οι οριακές τιμές ενός συνόλου διαφέρουν κατά μια ή και περισσότερες τάξεις μεγέθους, χρησιμοποιείται η *λογαριθμική κανονική κατανομή* (lognormal distribution). Έτσι και στις περισσότερες περιπτώσεις κατανομών αερολυμάτων η *λογαριθμική κανονική κατανομή* περιγράφει ικανοποιητικά το μέγεθος τους. Στο σχήμα 3.1.3.1 [Hinds, 1999] παρουσιάζονται τα γραφήματα κατανομής τυπικής συλλογής σωματιδίων διαμέτρου d_p . Στην πρώτη περίπτωση, παρουσιάζεται με χρήση κανονικής

κλίμακας το ποσοστό του αριθμού των σωματιδίων ανά διάμετρο συναρτήσει των αντίστοιχων διαμέτρων, ενώ στη δεύτερη με χρήση λογαριθμικής κλίμακας διαμέτρων.



α) Λογαριθμική κατανομή διαμέτρων τυπικής συλλογής σε κανονική κλίμακα διαμέτρων. β) Ημι-λογαριθμική κατανομή διαμέτρων τυπικής συλλογής σε λογαριθμική κλίμακα διαμέτρων.

Σχήμα 3.1.3.1. Παράδειγμα κατανομής των διαμέτρων συλλογής σωματιδίων που απαρτίζουν ένα αερόλυμα. Το μεγάλο εύρος τιμών του μεγέθους τους καθώς και η ιδιότητα να περιέχουν μικρό αριθμό σωματιδίων με μέγεθος που απέχει πολύ του μέσου μεγέθους έχει ως αποτέλεσμα τη σχεδόν αποκλειστική χρήση λογαριθμικής κλίμακας σε προβλήματα. [Hinds, 1999]

Όπως φαίνεται στο σχήμα 3.1.3.1. ο λογάριθμος της διαμέτρου d_p των σωματιδίων παρουσιάζει συμμετρική κανονική κατανομή. Η συνάρτηση της λογαριθμικής- κανονικής κατανομής εκφράζεται ως:

$$df = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \ln \sigma_g} \exp\left(-\frac{(\ln d_p - \ln d_g)^2}{2(\ln \sigma_g)^2}\right) d(\ln d_p) \quad (3.1.3.10)$$

Το διαφορικό df εκφράζει την πιθανότητα ενός σωματιδίου να έχει διάμετρο με τιμή εντός του στοιχειώδους εύρους $[\ln d_p, \ln d_p + d \ln d_p]$. Καθώς :

$$d(\ln d_p) = \frac{dd_p}{d_p} \quad (3.1.3.11)$$

η εξ. (3.1.3.10) γράφεται:

$$df = \frac{1}{\sqrt{2\pi} d_p \ln \sigma_g} \exp\left(-\frac{(\ln d_p - \ln d_g)^2}{2(\ln \sigma_g)^2}\right) dd_p \quad (3.1.3.12)$$

Σε αναλογία με την κανονική κατανομή, στην οποία το 95% των μετρήσεων μιας ποσότητας βρίσκεται εντός μιας συμμετρικής περιοχής εύρους $\bar{d} \pm 2\sigma$, στην λογαριθμική-κανονική κατανομή, όπως ορίστηκε παραπάνω, το ίδιο ποσοστό των σωματιδίων έχουν διάμετρο εντός της περιοχής τιμών:

$$\exp(\ln d_g \pm 2 \ln \sigma_g) \quad (3.1.3.13)$$

Η περιοχή αυτή δεν είναι συμμετρική γύρω από τη γεωμετρική μέση τιμή d_g . Για μια τιμή της γεωμετρικής τυπικής απόκλισης ίσης με 2, το παραπάνω εύρος τιμών εκτείνεται από $\left[\frac{d_g}{4}, 4d_g \right]$ με διαφορά τουλάχιστον μιας τάξης μεγέθους.

3.1.4. Η στατιστική της μάζας των σωματιδίων των αερολυμάτων.

Όπως για την περιγραφή του μεγέθους των σωματιδίων ενός αερολύματος έτσι και για την περιγραφή της μάζας των σωματιδίων απαιτούνται όροι στατιστικής. Στην περίπτωση που θα μπορούσε κανείς να μετρήσει άμεσα τη μάζα κάθε σωματιδίου, η μέση τιμή της μάζας ενός αερολύματος θα ήταν:

$$\bar{m} = \frac{\sum m_i}{N} \quad (3.1.4.1)$$

Όμως η άμεση μέτρηση της μάζας των σωματιδίων δεν είναι πρακτικά εφικτή. Έτσι για τον υπολογισμό της μέσης τιμής της μάζας ενός αερολύματος χρησιμοποιείται μια νέα ποσότητα. Η ποσότητα αυτή είναι η *διάμετρος της μέσης μάζας* ($d_{\bar{m}}$). Εάν, λοιπόν, θεωρηθεί ότι όλα τα σωματίδια έχουν σταθερή πυκνότητα ρ και σφαιρικό σχήμα η μέση τιμή της μάζας τους εκφράζεται συναρτήσει της διαμέτρου μέσης μάζας ως:

$$\bar{m} = \frac{\pi}{6} \rho (d_{\bar{m}})^3 \quad (3.1.4.2)$$

Με συνδυασμό των δύο παραπάνω εκφράσεων η διάμετρος μέσης μάζας ισούται με:

$$d_{\bar{m}} = \left(\frac{\sum n_i d_i^3}{N} \right)^{1/3} \quad (3.1.4.3)$$

Όπως φαίνεται και από την εξίσωση (3.1.4.3) η διάμετρος μέσης μάζας διαφέρει από την μέση τιμή της διαμέτρου. Είναι μια πολύ χρήσιμη ποσότητα καθώς μπορεί να μετρηθεί πειραματικά και αποτελεί σύνδεσμο μεταξύ των ποσοτήτων της συγκέντρωσης και της πυκνότητας αερολυμάτων. Συγκεκριμένα, η μάζα ενός δείγματος N σωματιδίων είναι:

$$M = N\bar{m} = N \frac{\rho\pi}{6} (d_{\bar{m}})^3 \quad (3.1.4.4)$$

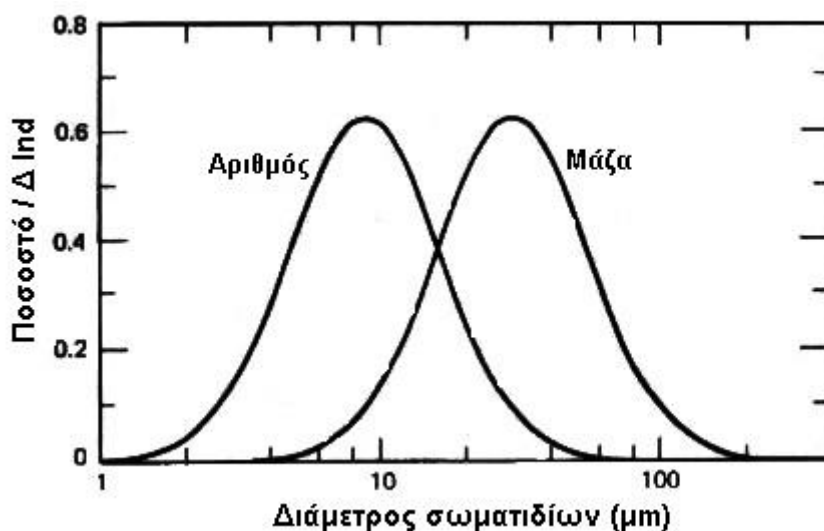
και η πυκνότητα του δείγματος (C_M) συσχετίζεται με τη συγκέντρωση (C_N) των σωματιδίων του αερολύματος ως:

$$C_M = C_N \bar{m} = C_N \frac{\rho\pi}{6} (d_{\bar{m}})^3 \quad (3.1.4.5)$$

Σε πλήρη αναλογία ορίζεται και η *διάμετρος της μέσης επιφάνειας* ($d_{\bar{s}}$) ως:

$$d_{\bar{s}} = \left(\frac{\sum n_i d_i^2}{N} \right)^{1/2} \quad (3.1.4.6)$$

Ενώ η κατανομή μεγέθους εκφράζει το ποσοστό του αριθμού των σωματιδίων ενός αερολύματος που αντιστοιχεί σε ένα εύρος τιμών της διαμέτρου, η αντίστοιχη κατανομή μάζας συσχετίζει το ποσοστό της συνολικής μάζας των σωματιδίων που αντιστοιχεί σε ένα εύρος τιμών της διαμέτρου.



Σχήμα 3.1.4.1. Παράδειγμα κατανομών της διαμέτρου και της μάζας μιας συλλογής σωματιδίων που απαρτίζουν ένα αερόλυμα. Φαίνεται η μετατόπιση της κατανομής μάζας προς μεγαλύτερες τιμές καθώς στα μεγαλύτερα σωματίδια αντιστοιχεί και μεγαλύτερο ποσοστό της συνολικής μάζας. [Hinds, 1999]

Οι δυο κατανομές είναι συνήθως τελείως διαφορετικές. Βασική αιτία αποτελεί το γεγονός ότι σωματίδια μεγαλύτερου μεγέθους έχουν και μεγαλύτερη μάζα (με δεδομένη σταθερή πυκνότητα.). Σε σχέση λοιπόν με την κατανομή μεγέθους, η κατανομή μάζας είναι «μετατοπισμένη» προς τη φορά αύξησης της διαμέτρου των σωματιδίων όπως φαίνεται και στο σχήμα 3.1.4.1, καθώς στα μεγαλύτερα σωματίδια αντιστοιχεί και μεγαλύτερο ποσοστό

της συνολικής μάζας. Τα μεγέθη της μέσης τιμής, της διαμέσου και της επικρατούσας τιμής είναι κατ' επέκταση διαφορετικά για τις δυο κατανομές.

Η *διάμετρος του διαμέσου μάζας* (mass median diameter or MMD) είναι μια άλλη ποσότητα που χρησιμοποιείται ευρέως. Αντιπροσωπεύει τη διάμετρο ,για την οποία η γραφική παράσταση της κατανομής μάζας χωρίζεται σε δύο τμήματα με ίσες επιφάνειες. Η ποσότητα αυτή, η οποία δεν πρέπει να συγχέεται με τη διάμετρο της μέσης μάζας, ορίζεται ως διάμετρος για την οποία το 50% της μάζας οφείλεται σε σωματίδια με διάμετρο μεγαλύτερη από MMD και το υπόλοιπο 50% σε σωματίδια με διάμετρο μικρότερη από MMD.

3.2. Συμπεριφορά των θυγατρικών προϊόντων του ραδονίου.

Όπως ήδη αναφέρθηκε, κατά τη ραδιενεργό μεταστοιχείωση του ραδονίου ένα μέρος της ενέργειας που εκλύεται μετατρέπεται σε κινητική ενέργεια ανάκρουσης (recoil energy) των προϊόντων του. Καθώς ανακρουόμενα αλληλεπιδρούν με τα μόρια του αέρα, συνήθως ιονίζονται χάνοντας ένα ή και περισσότερα από τα εξωτερικά ηλεκτρόνια τους και έτσι εμφανίζονται αρχικά ως θετικά φορτισμένα σωματίδια. Στη συνέχεια ένας αριθμός από διαδικασίες με τελειώς διαφορετικούς μηχανισμούς μπορούν να λάβουν χώρα. Οι διαδικασίες αυτές είναι οι εξής:

3.2.1. Εξουδετέρωση του ηλεκτρικού φορτίου.

Η εξουδετέρωση (neutralization) των θετικά φορτισμένων θυγατρικών προϊόντων του ραδονίου είναι μια διαδικασία αρκετά πολύπλοκη. Μπορεί να πραγματοποιηθεί με έναν ή και περισσότερους μηχανισμούς, που εξαρτώνται από πλήθος παραγόντων όπως από το φορτίο του θυγατρικού ιόντος, από το είδος των μορίων του αέρα με τα οποία αλληλεπιδρά, από την παρουσία και τη συγκέντρωση αρνητικά φορτισμένων ιόντων στο χώρο καθώς και από την υγρασία. Τρεις είναι οι κύριοι μηχανισμοί που έχουν έως σήμερα προταθεί για να περιγράψουν την ηλεκτρική εξουδετέρωση, κυρίως του πρώτου θυγατρικού προϊόντος του ^{222}Rn , του πολωνίου $^{218}\text{Po}^+$. ([Frey et al., 1981], [Busigin et al., 1981], [Chu and Hopke, 1988]). Οι μηχανισμοί αυτοί είναι:

α). Συνδυασμός με αρνητικά φορτισμένα ιόντα του αέρα

Τα θετικά φορτισμένα ιόντα του $^{218}\text{Po}^+$ ανασυνδυάζονται με αρνητικά φορτισμένα ιόντα ή ελεύθερα ηλεκτρόνια του αέρα. Τα σωματίδια αυτά έχουν σχηματισθεί λόγω τόσο της αλληλεπίδρασης του σωματιδίου άλφα που εκπέμπεται από το θυγατρικό πυρήνα του ^{222}Rn , όσο και από την αλληλεπίδραση με τα μόρια του αέρα του ίδιου του ανακρουόμενου πολωνίου. Η συγκέντρωση των αρνητικά φορτισμένων ιόντων του αέρα για το συγκεκριμένο μηχανισμό μπορεί να εκφρασθεί από τη σχέση: [Busigin et al., 1981]

$$\frac{\partial n_-}{\partial t} = \xi n_0 - a n_+ n_- \quad (3.2.1.1)$$

όπου με ξ συμβολίζεται ο ρυθμός σχηματισμού των αρνητικών ιόντων από τα εκπεμπόμενα σωματίδια άλφα, με n_0 η συγκέντρωση του ραδονίου στο χώρο εκφρασμένη σε μονάδες cm^{-3} , με a συμβολίζεται η σταθερά επανασύνδεσης του ζεύγους των ιόντων που σχηματίζονται από τα εκπεμπόμενα σωματίδια άλφα ($a=1,4 \times 10^{-6} \text{ cm}^3/\text{s}$), [Chu and Hopke, 1988] και με n_+ , οι συγκεντρώσεις των θετικά και αρνητικά φορτισμένων σωματιδίων αντίστοιχα. Θεωρώντας ίση τη συγκέντρωση των θετικά και των αρνητικά φορτισμένων ιόντων στον αέρα, λύση της παραπάνω εξίσωσης είναι:

$$n_+ = n_- = \sqrt{\frac{\xi n_0}{a}} \quad (3.2.1.2)$$

Ως παράδειγμα για την κατανόηση του παραπάνω μηχανισμού παρουσιάζεται η περίπτωση της αποδιέγερσης άλφα του ^{222}Rn , κατά την οποία ένα ποσό ενέργειας ίσο με 5.6 MeV μοιράζεται στο εκπεμπόμενο σωματίδιο άλφα και στον θυγατρικό πυρήνα του ^{218}Po . Θεωρώντας ότι το δυναμικό ιονισμού του αέρα είναι περίπου ίσο με 34 eV και ότι από την ελαστική σκέδαση με τα μόρια του αέρα καταναλώνεται αμελητέο ποσό ενέργειας, από μια μεταστοιχείωση του ^{222}Rn προβλέπεται να σχηματισθούν περίπου 1.65×10^5 ζεύγη ιόντων. Καθώς η σταθερά αποδιέγερσης του ^{222}Rn είναι ίση με $\lambda=3.3 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, ο ρυθμός σχηματισμού των αρνητικών ιόντων ανέρχεται σε 0.5 s^{-1} ανά άτομο ^{222}Rn .

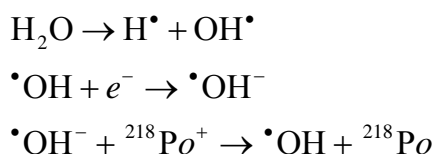
Η μικρή αυτή τιμή είναι ένδειξη ότι ο παρών μηχανισμός είναι σημαντικός μόνο σε περιπτώσεις υψηλής συγκέντρωσης ^{222}Rn . Πράγματι, ο ρυθμός εξουδετέρωσης $K \text{ (s}^{-1}\text{)}$ με τον εν λόγω μηχανισμό είναι ανάλογος της συγκέντρωσης των αρνητικά φορτισμένων ιόντων, η οποία όπως προκύπτει και από την εξίσωση (3.2.1.2), είναι ανάλογη της συγκέντρωσης του ραδονίου στο χώρο, ώστε τελικά:

$$K \propto \sqrt{\frac{\xi n_0}{a}} \quad (3.2.1.3)$$

Η σταθερά αναλογίας έχει προσδιορισθεί ότι είναι της τάξης του 10^{-5} γεγονός που οδηγεί στο συμπέρασμα ότι ο παρών μηχανισμός θα πρέπει να λαμβάνεται υπόψη μόνο σε περιπτώσεις υψηλής συγκέντρωσης ραδονίου της τάξης των kBq/m^3 . ([Busigin et al., 1981], [Chu and Hopke, 1988], [Shi and Hopke, 1991]).

β.) Πρόσληψη ηλεκτρονίου από ρίζες υδροξυλίου

Ένας άλλος μηχανισμός εξουδετέρωσης του φορτίου των θυγατρικών προϊόντων του ραδονίου είναι η πρόσληψη ηλεκτρονίων από ρίζες υδροξυλίου του ατμοσφαιρικού αέρα. Ο σχηματισμός των ριζών του υδροξυλίου (OH) πραγματοποιείται λόγω της ραδιόλυσης που υφίστανται τα μόρια του νερού, τα οποία παρευρίσκονται στο χώρο ως υδρατμοί. Οι ρίζες του υδροξυλίου έχουν την τάση να συλλέγουν ηλεκτρόνια, που μπορεί να βρεθούν ελεύθερα στον αέρα. Όπως αναφέρθηκε προηγουμένως, η μεταστοιχείωση ενός και μόνο ατόμου ^{222}Rn δημιουργεί μεγάλο πλήθος από ζεύγη ιόντων-ηλεκτρονίων, που τροφοδοτούν τον αέρα με ελεύθερα ηλεκτρόνια. Ο μηχανισμός εξουδετέρωσης του φορτίου των ιόντων του πολωνίου ^{218}Po , στην περίπτωση ύπαρξης ριζών του υδροξυλίου στο χώρο μπορεί να περιγραφεί από τις εξής διαδοχικές αντιδράσεις [Chu and Hopke, 1988]:



Η συγκέντρωση των ριζών του υδροξυλίου περιγράφεται από την εξίσωση:

$$\frac{\partial[\bullet\text{OH}]}{\partial t} = Q[\text{H}_2\text{O}] - k_R[\text{H}^\bullet][\bullet\text{OH}] \quad (3.2.1.4)$$

όπου Q είναι η σταθερά διάσπασης του μορίου του νερού (στη κατάσταση ατμών) και k_R η σταθερά επανασύνδεσης των H και OH. Σε κατάσταση ισορροπίας οι συγκεντρώσεις των ριζών H και OH θεωρούνται ίσες και η συγκέντρωση του υδροξυλίου εκφράζεται ως:

$$[\bullet\text{OH}] = \sqrt{\frac{Q[\text{H}_2\text{O}]}{k_R}} \quad (3.2.1.5)$$

Από την προηγούμενη εξίσωση προκύπτει ότι η συγκέντρωση των ριζών εξαρτάται από την τετραγωνική ρίζα της συγκέντρωσης των μορίων νερού στον αέρα.

Πρέπει να σημειωθεί ότι και άλλα μόρια αερίων, όπως τα μόρια του οξυγόνου και του διοξειδίου του αζώτου έχουν την τάση να συλλέγουν ηλεκτρόνια. Η εξουδετέρωση του φορτίου των θυγατρικών του ραδονίου είναι δυνατό να πραγματοποιηθεί με διαδικασία πρόσληψης ηλεκτρονίων παρόμοια με των ριζών υδροξυλίου.

γ). Μεταφορά ηλεκτρονίων από ουδέτερα άτομα

Η μεταφορά ηλεκτρονίων από ηλεκτρικά ουδέτερα άτομα του ατμοσφαιρικού αέρα μετά από αλληπάλληλες ελαστικές σκεδάσεις συμβάλλει επίσης στην εξουδετέρωση των

φορτισμένων θυγατρικών προϊόντων του ραδονίου. Ο μηχανισμός αυτός πραγματοποιείται σπάνια καθώς το δυναμικό ιονισμού του ^{218}Po είναι μόλις 8.43eV, αρκετά μικρότερο από το αντίστοιχο των περισσότερων στοιχείων που μπορεί να βρεθούν στον ατμοσφαιρικό αέρα. Εξαιρεση αποτελούν ενώσεις υδρογονανθράκων του αέρα, των οποίων το δυναμικό ιονισμού είναι ακόμα μικρότερο από του πολωνίου. [Busigin et al., 1981]

Αν και το δυναμικό ιονισμού του ^{218}Po είναι σχετικά μικρό για να επικρατήσει ο παραπάνω μηχανισμός [Chu and Horke, 1988], το πολώνιο μπορεί αρχικά να αλληλεπιδράσει με κάποιο από τα συστατικά του αέρα σχηματίζοντας μία χημική ένωση πριν εμπλακεί στη συνέχεια και σε κάποιον μηχανισμό εξουδετέρωσης του φορτίου του. Με τον τρόπο αυτό το δυναμικό ιονισμού του μεταβάλλεται. Για παράδειγμα, συχνά αλληλεπιδρά με το οξυγόνο σχηματίζοντας διοξείδιο του πολωνίου (PoO_2)⁺, το οποίο λόγω του μεγαλύτερου δυναμικού ιονισμού ($\approx 10\text{eV}$) μπορεί να αποκτήσει ηλεκτρόνια από άλλα συστατικά του αέρα με μικρότερο δυναμικό ιονισμού (π.χ. από NO , NO_2 , NH_3 και SO_2). Εκτός του οξυγόνου και άλλα στοιχεία μπορούν να αντιδράσουν με το πολώνιο, όπως το μονοξείδιο του άνθρακα, με το οποίο σχηματίζεται καρβονύλιο του πολωνίου (polonium carbonyl) το μόριο του οποίου συμμετέχει σε ανάλογους μηχανισμούς ώστε τελικά να εξουδετερωθεί το φορτίο του πολωνίου. Ο συγκεκριμένος μηχανισμός εξαρτάται από το δυναμικό ιονισμού των στοιχείων που απαρτίζουν τον αέρα, από την παρουσία οργανικών ενώσεων και από την συγκέντρωση του ραδονίου.

3.2.2. Σχηματισμός συσσωματωμάτων.

Ο σχηματισμός συσσωματωμάτων (cluster formation or nucleation) με μόρια ή σωματίδια του ατμοσφαιρικού αέρα είναι άλλη μια διαδικασία στην οποία μετέχουν τα θυγατρικά προϊόντα του ραδονίου. Κατά το σχηματισμό συσσωματωμάτων το άτομο του πολωνίου ^{218}Po δρα ως κέντρο του σχηματισμού. Γύρω του προσκολλώνται διάφορα πολικά μόρια σχηματίζοντας μαζί με το πολώνιο (ή με το διοξείδιο του πολωνίου) συσσωματώματα. Σύνηθες μόριο που παρουσιάζει αυτή τη συμπεριφορά είναι το μόριο του νερού των ατμοσφαιρικών ατμών, το οποίο υγροποιείται κατά το σχηματισμό του συσσωματώματος. Η διαδικασία αυτή πραγματοποιείται παράλληλα με τη διαδικασία εξουδετέρωσης του ηλεκτρικού φορτίου και μάλιστα προηγείται χρονικά, καθώς ο σχηματισμός των συσσωματωμάτων συμβαίνει πολύ γρήγορα, σε χρόνο που συνήθως κυμαίνεται από 5×10^{-6} s έως 5×10^{-7} s [Raes et al., 1985]. Η διάμετρος του συσσωματώματος και ο αριθμός των μορίων του νερού που μετέχουν σε αυτό εξαρτώνται από τη σχετική υγρασία του περιβάλλοντος. Συγκεκριμένα, για συνήθεις συνθήκες πίεσης και θερμοκρασίας, η διάμετρος κυμαίνεται από

1.3 nm για σχετική υγρασίας 1% ως 2.3nm για σχετική υγρασίας 100%. Στις αντίστοιχες συνθήκες, ο αριθμός των μορίων του νερού που απαρτίζουν το συσσωμάτωμα κυμαίνεται από 40 έως 220 [Phillips et al., 1988]. Μετά την εξουδετέρωση του φορτίου των θυγατρικών ισοτόπων, τα μόρια του νερού εξατμίζονται και αποσυνδέονται από το συσσωμάτωμα. Έτσι στην τελική φάση της διαδικασίας απομένουν τα αρχικά άτομα με τη διαφορά ότι το φορτίο του πολωνίου (ή του διοξειδίου του) έχει πλέον εξουδετερωθεί. Τέλος, υπάρχουν και άλλες χημικές ενώσεις εκτός του νερού, που συμμετέχουν στον παραπάνω μηχανισμό. Μόρια όπως των CO₂, H₂SO₄, HNO₃ και διάφορα οργανικά μόρια πολλές φορές συμμετέχουν στα συσσωματώματα. Η διαφορά τους από τα αντίστοιχα που αποτελούνται αποκλειστικά από μόρια νερού είναι ότι μετά την εξουδετέρωση του φορτίου του θυγατρικού ισοτόπου, το συσσωμάτωμα συνεχίζει να αυξάνει σε μέγεθος με την επικόλληση και άλλων μορίων.

3.2.3. Μεταφορά των θυγατρικών προϊόντων του ραδονίου.

Κατά το σχηματισμό τους τα θυγατρικά προϊόντα του ραδονίου έχουν ένα ποσό κινητικής ενέργειας λόγω της ανάκρουσης μετά την μεταστοιχείωση του μητρικού τους πυρήνα. Η ενέργεια αυτή τα θέτει σε κίνηση, η οποία σύντομα ανακόπτεται από τις διαδοχικές αλληλεπιδράσεις με τα μόρια του περιβάλλοντος. Στην περίπτωση κατά την οποία τα θυγατρικά προϊόντα του ραδονίου δεν προσαρτώνται σε αερολύματα, παραμένουν ελεύθερα να κινούνται και λόγω του μικρού μεγέθους τους η κίνησή τους μπορεί να προσεγγισθεί με την αντίστοιχη κίνηση των αερίων ([Porstendorfer, 1994], [Mohammed, 1999], [Tyumen et al., 1999], [Cheng et al., 2000], [Huet et al., 2001]). Έτσι μέσω της κινητικής θεωρίας των αερίων προκύπτουν μεγέθη που περιγράφουν τη μεταφορά των θυγατρικών προϊόντων του ραδονίου. Βασικό μέγεθος είναι η σταθερά διαχύσεως, η οποία αποτελεί μέτρο της απόστασης που διανύουν τα θυγατρικά προϊόντα του ραδονίου ανά μονάδα χρόνου. Η τιμή της προσδιορίζεται συνήθως μέσω της εξίσωσης των Stokes-Einstein:

$$D = \frac{kTCU}{3\pi\mu d_p} \quad (3.2.3.1)$$

όπου μ είναι το ιξώδες του μέσου δια του οποίου πραγματοποιείται η διάχυση. Θεωρώντας ως μέσο μεταφοράς των θυγατρικών προϊόντων του ραδονίου τον αέρα, η τιμή του ιξώδους είναι ίση με 1.83×10^{-4} (gr*cm)/s. Τα άλλα μεγέθη που εμφανίζονται στην ανωτέρω εξίσωση είναι η διάμετρος των διαχεόμενων σωματιδίων d_p , η απόλυτη θερμοκρασία T και ο παράγοντας διόρθωσης Cunningham CU (Cunningham factor), ο οποίος εκφράζεται συναρτήσει της διαμέτρου d_p ([Allen and Raabe, 1985],[Cheng et al., 1988]) ως:

$$CU = 1 + \frac{2l}{d_p} \left(1.142 + 0.558 \exp \left(-0.999 \frac{d_p}{2l} \right) \right) \quad (3.2.3.2)$$

όπου με l συμβολίζεται η μέση ελεύθερη διαδρομή, η μέση απόσταση που διανύουν τα άτομα μεταξύ δύο διαδοχικών κρούσεων με άλλα άτομα του αερίου. Ενδεικτικά, έχει υπολογισθεί ότι η τιμή της υπό κανονικές συνθήκες πίεσης και θερμοκρασίας ισούται περίπου με $0.065 \mu\text{m}$ ([Willeke and Baron, 1993], [Friedlander, 2000]).

Η εξίσωση (3.2.3.1) παρά την ανωτέρω διόρθωση θεωρείται ότι υπερεκτιμά την τιμή της σταθεράς διαχύσεως για σωματίδια μικρότερα των 2 nm, περιοχή μεγέθους που αφορά δηλαδή τα θυγατρικά προϊόντα του ραδονίου. Για την διόρθωση της υπερεκτίμησης έχει προταθεί [Ramamurthi and Hopke, 1989] η αντικατάσταση στην έκφραση (3.2.3.2) του παράγοντα διόρθωσης Cunningham της διαμέτρου d_p των σωματιδίων από την έκφραση:

$$d_p^* = d_p \left(1 + 3 \exp \left(-2.2 \times 10^7 d_p \right) \right) \quad (3.2.3.3)$$

Για τον πειραματικό προσδιορισμό της σταθεράς διαχύσεως των θυγατρικών προϊόντων του ραδονίου έχουν πραγματοποιηθεί πολλές πειραματικές εργασίες. Οι εκτιμηθείσες τιμές όπως συνοψίστηκαν [Phillips et al., 1988] κυμαίνονται σε ένα μεγάλο εύρος από 0.01 cm/s έως 0.1 cm/s, ανάλογα με τις συνθήκες του εκάστοτε μελετηθέντος περιβάλλοντος. Πρόσφατες εργασίες ([George and Knutson, 1994], [Leonard, 1996], [Knutson et al., 1997], [Tokonami, 1999], [Tymen et al., 1999], [Malet et al., 2000]) επιβεβαίωσαν το παραπάνω εύρος τιμών. Σημειώνεται ότι το φορτίο, το οποίο αρχικά φέρουν τα θυγατρικά προϊόντα αυξάνει την πιθανότητα αλληλεπίδρασης του κάθε ατόμου με τα μόρια του αέρα. Ως επακόλουθο η τιμή της σταθεράς διαχύσεως είναι μικρότερη για εκείνα τα άτομα των οποίων το φορτίο δεν έχει εξουδετερωθεί. Από τα παραπάνω γίνεται κατανοητό ότι η σταθερά διαχύσεως των μη προσαρτημένων σε αερολύματα θυγατρικών προϊόντων του ραδονίου εξαρτάται τόσο από το φορτίο όσο και από το μέγεθος των ατόμων (ή των δημιουργούμενων συσσωματωμάτων) τους. Η αποκλειστική χρήση μίας συγκεκριμένης τιμής της σταθεράς για ένα ορισμένο μέσο διάχυσης δεν αποδίδει την διάχυση των θυγατρικών ισοτόπων του ραδονίου καθώς μια σειρά παραγόντων που αφορούν τις φυσικές και χημικές τους ιδιότητες πρέπει να λαμβάνονται υπόψη.

3.2.4. Προσάρτηση σε αερολύματα.

Η διαδικασία προσάρτησης (attachment) των θυγατρικών προϊόντων του ραδονίου σε αερολύματα είναι μια από τις σημαντικότερες ιδιότητές τους από την άποψη της επικινδυνότητας για τη δημόσια υγεία. Κατά την διάρκεια της διαχύσεως των θυγατρικών στον αέρα, υπάρχει η πιθανότητα να συγκρουσθούν και να προσαρτηθούν σε αερολύματα του περιβάλλοντος. Η προσάρτησή τους δημιουργεί ειδική κατηγορία αερολυμάτων, τα

ραδιενεργά αερολύματα. Το μέγεθος, η κίνηση και οι ιδιότητες των θυγατρικών προϊόντων του ραδονίου μεταβάλλονται σημαντικά μετά την προσάρτησή τους. Το μέγεθος των θυγατρικών ισοτόπων αυξάνει και πρακτικά ισούται με το μέγεθος των σωματιδίων του κάθε αερολύματος. Οι νόμοι που διέπουν την κίνηση των ραδιενεργών αερολυμάτων είναι οι ίδιοι που ισχύουν για τα αερολύματα-φορείς και περιγράφονται από τον κλάδο της φυσικής των αερολυμάτων. Άλλες ιδιότητες όπως η εναπόθεση των θυγατρικών ισοτόπων σε επιφάνειες του χώρου επηρεάζονται επίσης δραστικά.

Τα τελευταία χρόνια μεγάλο ποσοστό της έρευνας που αφορά το ραδόνιο έχει στραφεί στη μελέτη της συγκεκριμένης συμπεριφοράς των θυγατρικών του προϊόντων. Ως σήμερα η θεωρία που φαίνεται να περιγράφει ικανοποιητικά το μηχανισμό της συγκεκριμένης διαδικασίας προτάθηκε από τον Porstendorfer [Porstendorfer, 1994], η οποία σχετικά πρόσφατα έχει πειραματικά επιβεβαιωθεί [Tokonami, 2000] στις εγκαταστάσεις του Εργαστηρίου περιβαλλοντικών μετρήσεων (Environmental Measurement Laboratory-EML) στις ΗΠΑ. Σύμφωνα με τη θεωρία αυτή η πιθανότητα των θυγατρικών προϊόντων του ραδονίου να προσαρτηθούν σε ένα αερόλυμα, με το οποίο θα έρθουν σε επαφή είναι ίση με τη μονάδα. Με άλλα λόγια, το κάθε θυγατρικό ισότοπο το οποίο προσκρούει κατά τη διάρκεια της διάχυσης στον ατμοσφαιρικό αέρα επί ενός σωματιδίου αερολύματος προσαρτάται σε αυτό και συνεχίζει να παρευρίσκεται στον αέρα ως ραδιενεργό αερόλυμα.

Ο ρυθμός προσάρτησης (aerosol attachment rate) λ_a (h^{-1}) των θυγατρικών προϊόντων αποτελεί σημαντικό μέγεθος για την περιγραφή της εν λόγω διαδικασίας. Εξαρτάται από τη συγκέντρωση των αερολυμάτων στο χώρο καθώς επίσης και από το μέγεθός τους. Θεωρώντας ότι ένας αριθμός n σωματιδίων έχουν μέγεθος που αντιστοιχεί σε εύρος διαμέτρων Δd_p , ο ρυθμός προσάρτησης εκφράζεται συναρτήσει της διαμέτρου των σωματιδίων του αερολύματος ως:

$$\lambda_a(d_p) = \beta(d_p)n(d_p)\Delta d_p(d_p) \quad (3.2.4.1)$$

όπου β (cm^3/h) είναι ο συντελεστής προσάρτησης (aerosol-attachment coefficient) σε αερολύματα, μέγεθος που επίσης εξαρτάται από τη διάμετρο των σωματιδίων.

Στη συγκεκριμένη θεωρία λαμβάνεται ως δεδομένο ότι μεταξύ των θυγατρικών προϊόντων του ραδονίου, των αερολυμάτων και των υπόλοιπων μορίων του περιβάλλοντος πραγματοποιούνται κρούσεις με τυχαίο τρόπο λόγω της θερμικής κίνησης. Ο συντελεστής προσάρτησης εξαρτάται επίσης και από τη μέση ταχύτητα της θερμικής κίνησης των ατόμων των θυγατρικών προϊόντων του ραδονίου ως:

$$\beta(d_p) = \frac{\pi D u_0 d_p^2 \left(\frac{d_p}{2} + l \right)}{4D \left(\frac{d_p}{2} + l \right) + \frac{u_0 d_p^2}{4}} \quad (3.2.4.2)$$

Στην παραπάνω σχέση με u_0 συμβολίζεται η μέση τιμή της ταχύτητας της θερμικής κίνησης των θυγατρικών προϊόντων του ραδονίου και η οποία υπό κανονικές συνθήκες πίεσης και θερμοκρασίας έχει μετρηθεί ίση με $u_0 = 1.72 \times 10^4$ cm/s [Porstendorfer, 1994]. Επίσης στην ίδια σχέση συμβολίζεται με D η σταθερά διαχύσεως των μη προσαρτημένων θυγατρικών ισotόπων.

Στη διερεύνηση της εξίσωσης (3.2.4.2) δύο προσεγγίσεις είναι δυνατές. Αρχικά, για σωματίδια αερολυμάτων με διαστάσεις πολύ μικρές ώστε η μέση ελεύθερη διαδρομή l να θεωρείται πολύ μεγαλύτερη από το μέγεθος τους ($d_p \ll l$), ο δεύτερος όρος στον παρονομαστή της (3.2.4.2) μπορεί να θεωρηθεί αμελητέος. Ως αποτέλεσμα, ο συντελεστής προσάρτησης ισούται με:

$$\beta(d_p) = \frac{1}{4} \pi u_0 d_p^2 \quad (3.2.4.3)$$

Όπως είναι φανερό στην περίπτωση των αερολυμάτων τα οποία απαρτίζονται από πολύ μικρά σωματίδια, η διαδικασία προσάρτησης των θυγατρικών προϊόντων του ραδονίου εξαρτάται μόνο από τα μεγέθη της κινητικής θεωρίας των αερίων. Αντίθετα, όταν τα σωματίδια που απαρτίζουν τα αερολύματα είναι αρκετά μεγάλα ώστε η μέση ελεύθερη διαδρομή l να θεωρείται πολύ μικρότερη από το μέγεθος τους ($d_p \gg l$) η εξίσωση (3.2.4.2) προσεγγίζεται με την έκφραση:

$$\beta(d_p) = 2\pi D d_p \quad (3.2.4.4)$$

Στην περίπτωση αυτή, η διαδικασία προσάρτησης πέρα από το μέγεθος των σωματιδίων εξαρτάται μόνο από τη σταθερά διαχύσεως των μη προσαρτημένων θυγατρικών προϊόντων του ραδονίου. Και στις δύο παραπάνω περιπτώσεις το μέγεθος των ατόμων των θυγατρικών προϊόντων του ραδονίου θεωρείται αμελητέο σε σχέση με το μέγεθος των σωματιδίων του αερολύματος. Επίσης αμελητέες θεωρούνται και οι δυνάμεις που οφείλονται σε ηλεκτροστατικά φαινόμενα.

Ο συντελεστής προσάρτησης και στις δύο περιπτώσεις εξαρτάται από το μέγεθος των σωματιδίων που απαρτίζουν τα αερολύματα. Μόνο στις περιπτώσεις των μονοδιάσπαρτων (mono-disperse) αερολυμάτων ο συντελεστής προσάρτησης δύναται να έχει μια μόνο τιμή. Όμως στη φύση απαντώνται στο καθολικό ποσοστό των περιπτώσεων πολυδιάσπαρτα (poly-disperse) αερολύματα. Το εύρος της διακύμανσης του μεγέθους των σωματιδίων είναι αρκετά μεγάλο, συνήθως της τάξης των 10^2 - 10^3 . Έτσι, η τιμή του ρυθμού προσάρτησης λ_a μπορεί να

εκτιμηθεί ως το ολοκλήρωμα επί του συνόλου των διαφορετικών διαμέτρων των σωματιδίων. Συγκεκριμένα:

$$\lambda_a = \int_{d_p} \beta(d_p) C_n(d_p) dd_p \quad (3.2.4.5)$$

όπου C_n είναι η συγκέντρωση των σωματιδίων του αερολύματος. Για μέση τιμή του συντελεστή προσάρτησης $\beta=5 \times 10^{-3} \text{ cm}^3/\text{h}$ [Porstendorfer, 1994], ο ρυθμός προσάρτησης εξαρτάται από τη συγκέντρωση των αερολυμάτων. Ενδεικτικά, η τιμή του κυμαίνεται από 5 h^{-1} σε περιβάλλον χαμηλής συγκέντρωσης αερολυμάτων ($C_n=10^3 \text{ cm}^{-3}$) ως 500 h^{-1} σε περιβάλλον υψηλής συγκέντρωσης αερολυμάτων ($C_n=10^5 \text{ cm}^{-3}$).

Μετά την προσάρτησή τους σε αερολύματα, τα θυγατρικά προϊόντα του ραδονίου μεταφέρονται μαζί με τα σωματίδια-φορείς τους. Ως ραδιενεργοί πυρήνες αποδιεγείρονται και λόγω της μεταστοιχείωσης ο θυγατρικός πυρήνας που δημιουργείται αποκτά ένα ποσό ενέργειας ως ενέργεια ανάκρουσης. Ειδικά στις περιπτώσεις των αποδιεγέρσεων άλφα, ο θυγατρικός πυρήνας μπορεί να αποκτήσει ενέργεια της τάξης των 100 keV, η οποία είναι ικανή να αποσπάσει τον πυρήνα από το φέρον σωματίδιο και έτσι να επιστρέψει στην μη προσαρτημένη κατάσταση. Ο μηχανισμός της απόσπασης μετά από αποδιέγερση άλφα έχει ερευνηθεί πειραματικά ([Mercer, 1976], [Kojima, 1988]) και έχει εκτιμηθεί ότι το ποσοστό των θυγατρικών πυρήνων του ραδονίου που αποκολλάται ανέρχεται στο 80%. Αντίθετα δεν υπάρχουν πειραματικές ενδείξεις που να υποστηρίζουν ότι ακολουθεί απόσπαση των προσαρτημένων πυρήνων, οι οποίοι μεταστοιχειώνονται μέσω της αποδιέγερσης βήτα.

3.2.5. Εναπόθεση σε επιφάνειες.

Τα θυγατρικά προϊόντα του ραδονίου είτε βρίσκονται προσαρτημένα σε αερολύματα είτε κινούνται ελεύθερα παραμένοντας μη προσαρτημένα, έχουν την τάση να εναποτεθούν σε επιφάνειες του γύρω χώρου. Η διαδικασία εναπόθεσης (plate-out effect) αποτελεί μια από τις σημαντικότερες διαδικασίες απομάκρυνσής τους από τον αέρα, διαδικασία η οποία τα καθιστά ακίνδυνα για τον άνθρωπο, καθώς εναποτεθειμένα παύουν να εισέρχονται στον οργανισμό του μέσω της εισπνοής. Σε αντίθεση με το μηχανισμό προσάρτησης σε αερολύματα, κατά τον οποίο τα θυγατρικά προϊόντα του ραδονίου έχουν σημαντική πιθανότητα να αποκολληθούν από τα σωματίδια του αερολύματος-φορέα λόγω της μεταστοιχείωσης του μητρικού τους πυρήνα, μετά την εναπόθεσή τους σε κάποια επιφάνεια η πιθανότητα επιστροφής τους στον αέρα θεωρείται αμελητέα.

Για τη μαθηματική περιγραφή αυτής της διαδικασίας έχει εισαχθεί η ποσότητα του ρυθμού εναπόθεσης (deposition rate). Μάλιστα διακρίνονται δύο ρυθμοί, ένας που αφορά την

εναπόθεση των μη προσαρτημένων σε αερολύματα θυγατρικών προϊόντων του ραδονίου (λ_d^u) και ο αντίστοιχος για τα προσαρτημένα (λ_d^a). Θεωρώντας ένα δωμάτιο αναφοράς όγκου V με επιφάνειες συνολικού εμβαδού S καθώς και ότι η πιθανότητα εναπόθεσης είναι η ίδια για όλα τα είδη των επιφανειών, οι ρυθμοί εναπόθεσης εκφράζονται ως:

$$\lambda_d^u = u_d^u \frac{S}{V} \quad (3.2.5.1)$$

και

$$\lambda_d^a = u_d^a \frac{S}{V} \quad (3.2.5.2)$$

όπου με u_d^u και u_d^a συμβολίζονται οι ταχύτητες εναπόθεσης (deposition velocity) των μη προσαρτημένων και των προσαρτημένων σε αερολύματα θυγατρικών προϊόντων του ραδονίου αντίστοιχα.

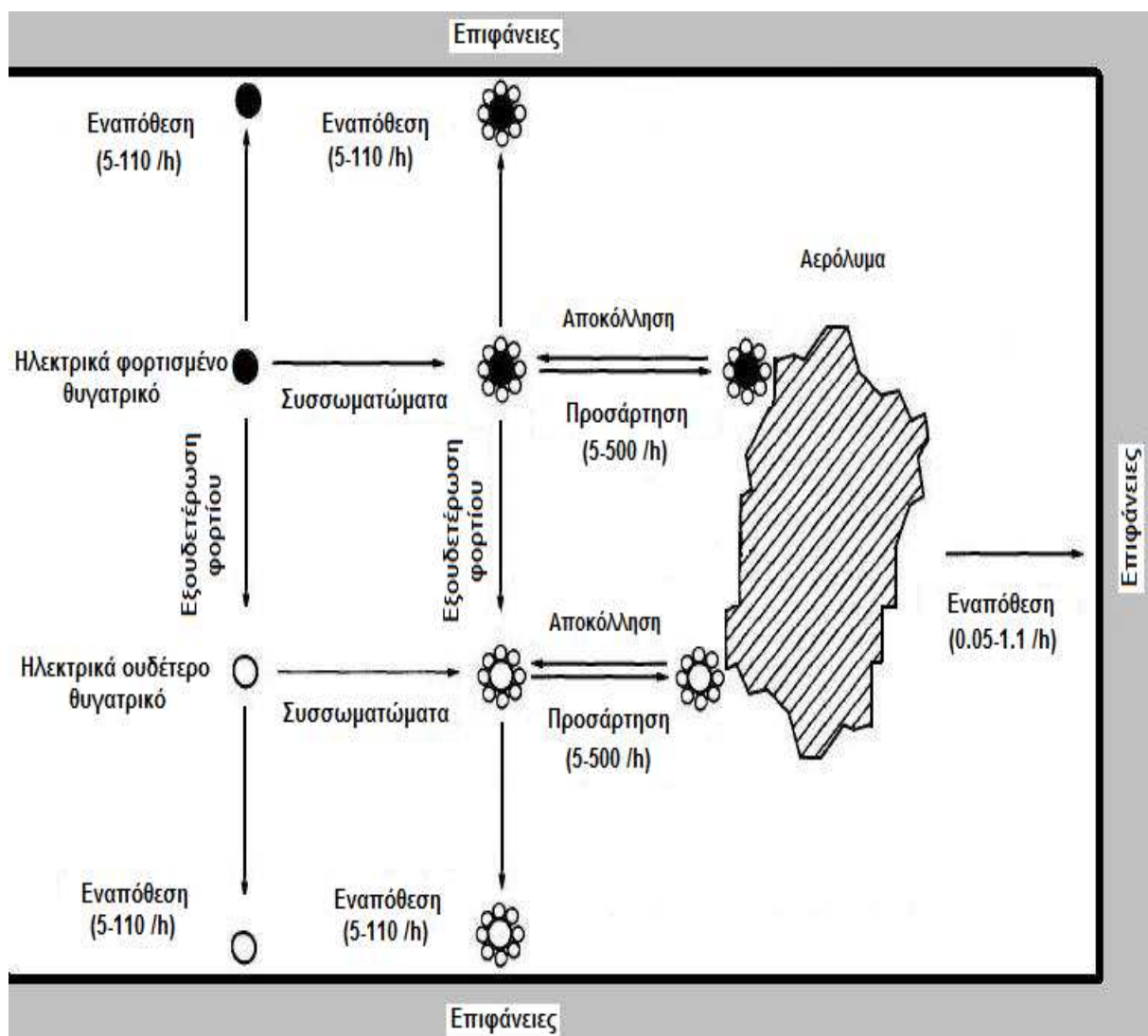
Η διαδικασία εναπόθεσης μπορεί να επηρεαστεί από πλήθος παραγόντων, όπως η ύπαρξη ηλεκτροστατικού φορτίου στις επιφάνειες του χώρου, διάφορων ηλεκτρικών πεδίων λόγω των ηλεκτρολογικών εγκαταστάσεων κλπ. Οι παράγοντες αυτοί δυσχεραίνουν την ακριβή πειραματική εκτίμηση της ταχύτητας εναπόθεσης, η οποία έχει επιχειρηθεί σε αρκετές προηγούμενες μελέτες. ([Bruno, 1983], [Knutson et al., 1983], [Gadgil et al., 1992], [McLaughlin and Fitzgerald, 1992], [Kojima et al., 1993], [Nazaroff et al., 1992], [Nazaroff et al., 1993], [Hattori and Ishida, 1994], [Porstendorfer, 1994], [Xu et al., 1994], [Thatcher et al., 1996], [Leonard, 1996], [Voytcev et al., 1999], [Schmidt and Hamel, 2001]). Η τιμή της ταχύτητας εναπόθεσης των μη προσαρτημένων θυγατρικών προϊόντων του ραδονίου έχει προσδιορισθεί ότι κυμαίνεται σε εύρος τιμών μεταξύ 0.05 cm/s και 0.5 cm/s, ενώ η ταχύτητα εναπόθεσης των προσαρτημένων από 5×10^{-4} cm/s ως 5×10^{-3} cm/s.

Η ταχύτητα εναπόθεσης για τα προσαρτημένα σε αερολύματα θυγατρικά προϊόντα του ραδονίου βρέθηκε να είναι πολύ μικρότερη από την αντίστοιχη των μη προσαρτημένων. Το γεγονός αυτό οφείλεται στο αρκετά μεγαλύτερο μέγεθος που αποκτούν τα προσαρτημένα θυγατρικά προϊόντα και έχει ως αποτέλεσμα να διαχέονται δυσκολότερα. Συγκεκριμένα, το μέγεθος (η διάμετρος) των ραδιενεργών αερολυμάτων κυμαίνεται συνήθως από 0.1 μm έως 10 μm . ([Tymen et al., 1992], [Porstendorfer, 1994], [Dorian, 1997], [Tokonami et al., 1997], [Harley et al., 2000], [Shimo and Saito, 2000]). Οι σταθερές διαχύσεως είναι κατά συνέπεια πολύ μικρότερες (από 2×10^{-8} cm²/s έως 7×10^{-6} cm²/s) ([Willeke and Baron, 1993], [Friedlander, 2000]) σε σχέση με τις αντίστοιχες των μη προσαρτημένων θυγατρικών, με συνέπεια τα περισσότερα προσαρτημένα θυγατρικά προϊόντα του ραδονίου να μεταστοιχειώνονται πριν προλάβουν να βρεθούν κοντά σε επιφάνεια.

Ο ρυθμός εναπόθεσης εξαρτάται και από το λόγο της συνολικής επιφάνειας ως προς τον όγκο ενός χώρου. Ο λόγος αυτός είναι συνάρτηση της γεωμετρίας του χώρου και επίσης των αντικειμένων, που συνεισφέρουν με επιφάνειές τους στο συνολικό εμβαδόν των επιφανειών. Για ένα χώρο σε γεωμετρία κύβου, ακμής έστω a , ο λόγος αυτός ισούται με $\frac{S}{V} = \frac{6}{a}$. Η γεωμετρία αυτή είναι χαρακτηριστική ενός τυπικού δωματίου κατοικίας ή χώρου εργασίας, για την οποία όταν $a=3$ m, ο λόγος αυτός ισούται με 2 m^{-1} . Λαμβάνοντας, υπόψη ότι η ύπαρξη επίπλωσης ή άλλων αντικειμένων αυξάνει την επιφάνεια μειώνοντας ταυτόχρονα τον όγκο του δωματίου, ο λόγος αυτός συνήθως αυξάνει και κυμαίνεται μεταξύ 3 m^{-1} και 6 m^{-1} [Porstendorfer, 1994]. Συνδυάζοντας τις τιμές αυτές με τις τιμές για την ταχύτητα εναπόθεσης που προαναφέρθηκαν, ο ρυθμός εναπόθεσης των προσαρτημένων και των μη προσαρτημένων σε αερολύματα θυγατρικών προϊόντων του ραδονίου κυμαίνεται από 5 h^{-1} ως 110 h^{-1} και από 0.05 h^{-1} ως 1.1 h^{-1} αντίστοιχα.

3.2.6. Απομάκρυνση μεσώ εξαερισμού.

Η διαδικασία του εξαερισμού, δηλαδή της απομάκρυνσης του ραδονίου από τον αέρα ενός κλειστού χώρου, αφορά επίσης και τα θυγατρικά του προϊόντα. Όπως και ο μητρικός πυρήνας έτσι και τα θυγατρικά προϊόντα του ραδονίου ^{222}Rn απομακρύνονται λόγω διαφοράς πίεσεως διαμέσου διαφόρων ανοιγμάτων και ρωγμών των δομικών υλικών ή ροής αέρα προκαλούμενης είτε από ανοιχτά παράθυρα είτε από μηχανικά συστήματα εξαερισμού. Στην περίπτωση του θορονίου ^{220}Rn το οποίο έχει μικρό χρόνο ημιζωής, η διαδικασία του εξαερισμού ελάχιστα επηρεάζει τη συγκέντρωσή του στο χώρο καθώς μεταστοιχειώνεται πριν προλάβει να απομακρυνθεί. Αντίθετα για μια σειρά θυγατρικών προϊόντων του θορονίου (^{220}Rn) με μεγαλύτερο χρόνο ημιζωής, ο εξαερισμός αποτελεί μια σημαντική διαδικασία μείωσης της συγκεντρώσεώς τους. Επίσης, σε ότι αφορά τα μη προσαρτημένα σε αερολύματα θυγατρικά ισότοπα τόσο για το ραδόνιο ^{220}Rn όσο και για το θορόνιο ^{220}Rn , η διαδικασία του εξαερισμού ως μηχανισμού απομάκρυνσης υπολείπεται από τη διαδικασία εναπόθεσης σε επιφάνειες λόγω του μεγάλου ρυθμού εναπόθεσης. Έχει μάλιστα αναφερθεί ότι η ύπαρξη εξαερισμού αυξάνει τη σταθερά διαχύσεως των μη προσαρτημένων θυγατρικών, γεγονός που οδηγεί στην περαιτέρω αύξηση της ταχύτητας εναπόθεσης. ([Kotrappa et al.,1976], [Bruno,1983]). Στο σχήμα 3.2.6.1 παρουσιάζονται γραφικά οι διαδικασίες που προαναφέρθηκαν και στις οποίες είναι πιθανό να λάβουν μέρος τα θυγατρικά προϊόντα του ραδονίου.



Σχήμα 3.2.6.1. Οι πιθανές καταστάσεις στις οποίες μπορούν να βρεθούν τα θυγατρικά προϊόντα του ραδονίου. Απεικονίζονται επίσης οι διαδικασίες στις οποίες τα θυγατρικά ισότοπα μπορούν να λάβουν μέρος αμέσως μετά το σχηματισμό τους στον αέρα καθώς και ο ρυθμός της κάθε διαδικασίας, που αποτελεί μέτρο της πιθανότητας να πραγματοποιηθεί η κάθε διαδικασία.

3.3. Συγκέντρωση των θυγατρικών προϊόντων του ραδονίου.

Στην παραπάνω ενότητα αναπτύχθηκε εκτενώς η συμπεριφορά των θυγατρικών προϊόντων του ραδονίου από τη στιγμή που σχηματίζονται στον αέρα. Σε έναν εσωτερικό χώρο, τα ραδιενεργά θυγατρικά προϊόντα του ραδονίου διακρίνονται σε τρεις κατηγορίες ανάλογα με την κατάσταση στην οποία βρίσκονται. α) Ελεύθερα στον αέρα (unattached), β) Προσαρτημένα σε σωματίδια αερολύματος-φορέα (attached) και γ) Εναποτεθειμένα σε κάποια επιφάνεια του χώρου (deposited or plated out). Έτσι κάθε πειραματική εκτίμηση της

συγκέντρωσής τους αποτελεί στην ουσία μέτρηση της συγκέντρωσης ραδιενέργειας μιας από τις παραπάνω καταστάσεις.

3.3.1. Το θεωρητικό μοντέλο των Jacobi-Knutson.

Για την εκτίμηση της συγκέντρωσης ραδιενέργειας των θυγατρικών προϊόντων του ραδονίου, τα οποία βρίσκονται σε μια από τις καταστάσεις που απεικονίζονται στο σχήμα 3.2.6.1., χρησιμοποιείται ευρέως το θεωρητικό μοντέλο, το οποίο προτάθηκε από τον Jacobi το 1972 [Jacobi, 1972]. Η συγκέντρωση ραδιενέργειας κάθε θυγατρικού προϊόντος σε κάθε μια από τις πιθανές καταστάσεις που μπορεί να βρεθεί, εξαρτάται από το χρόνο και προκύπτει από τη συνισταμένη των διαδικασιών σχηματισμού και απομάκρυνσης από τον χώρο αναφοράς. Στην πραγματικότητα, το μοντέλο του Jacobi σκοπό είχε να περιγράψει τη συγκέντρωση ραδιενέργειας στα ορυχεία ουρανίου. Ωστόσο, με μικρές τροποποιήσεις, διατηρώντας τα ίδια μεγέθη και παραδοχές, το μοντέλο μπορεί να εφαρμοσθεί και για οποιοδήποτε άλλο εσωτερικό χώρο [Knutson, 1988]. Ο ρυθμός μεταβολής των συγκεντρώσεων ραδιενέργειας του κάθε θυγατρικού ισοτόπου, εξαρτάται από την συγκέντρωση του αντίστοιχου μητρικού πυρήνα σε μία από τις πιθανές του καταστάσεις. Θεωρώντας ότι σε ένα χώρο οι ρυθμοί εξαερισμού, προσάρτησης και εναπόθεσης είναι οι ίδιοι για όλα τα θυγατρικά προϊόντα, οι συγκεντρώσεις της ραδιενέργειάς (C) τους εκφράζονται με τις διαφορικές εξισώσεις:

$$\frac{\partial C_i^u}{\partial t} = \lambda_i C_{i-1}^u + p_{i-1} \lambda_i C_{i-1}^a - (\lambda_i + \lambda_a + \lambda_v + \lambda_d^u) C_i^u + \lambda_v C_i^{u-out} \quad (3.3.1.1)$$

$$\frac{\partial C_i^a}{\partial t} = \lambda_a C_i^u + (1 - p_{i-1}) \lambda_i C_{i-1}^a - (\lambda_i + \lambda_v + \lambda_d^a) C_i^a + \lambda_v C_i^{a-out} \quad (3.3.1.2)$$

και

$$\frac{\partial C_i^d}{\partial t} = \lambda_i C_{i-1}^d + \lambda_d^u C_i^u + \lambda_d^a C_i^a - \lambda_i C_i^d \quad (3.3.1.3)$$

όπου με τους δείκτες u , a και d συμβολίζονται η *ελεύθερη* (unattached), η *προσαρτημένη* σε αερολύματα (attached) και η *εναποτεθειμένη* σε μια επιφάνεια (deposited or plated out) κατάσταση των θυγατρικών αντιστοιχώς. Και στις τρεις περιπτώσεις η συγκέντρωση ραδιενέργειας ορίζεται ως η ραδιενέργεια των θυγατρικών ισοτόπων στην υπό μελέτη κατάσταση ως προς τον όγκο του αναφερόμενου χώρου. Σε ότι αφορά τη συγκέντρωση ραδιενέργειας του ίδιου του ραδονίου (ή του θορονίου), ως ευγενές αέριο βρίσκεται πάντα σε

ελεύθερη κατάσταση και έτσι οι αντίστοιχες συγκεντρώσεις ραδιενέργειας καταστάσεων προσάρτησης και εναπόθεσης είναι μηδενικές.

Επιπλέον με C_i^{u-out} (C_i^{a-out}) συμβολίζονται οι συγκεντρώσεις ραδιενέργειας του κάθε θυγατρικού ισοτόπου στον εξωτερικό χώρο σε ελεύθερη και προσαρτημένη κατάσταση αντίστοιχα. Οι τιμές των συγκεντρώσεων σε εξωτερικό χώρο είναι συνήθως αρκετά μικρότερες από ότι σε εσωτερικούς χώρους μεταξύ των οποίων πραγματοποιείται ανταλλαγή πυρήνων μέσω του φαινομένου του εξαερισμού. Επίσης με λ_i , λ_v , λ_a συμβολίζονται η σταθερά αποδιέγερσης του i -θυγατρικού πυρήνα, ο ρυθμός εξαερισμού του χώρου V και ο ρυθμός προσάρτησης σε αερολύματα, ενώ οι ρυθμοί εναπόθεσης στις επιφάνειες του χώρου των ελεύθερων και των προσαρτημένων σε αερολύματα θυγατρικών ισοτόπων συμβολίζονται με λ_d^u και λ_d^a αντίστοιχα. Τέλος, με p_{i-1} συμβολίζεται η πιθανότητα αποκόλλησης ενός προσαρτημένου σε αερόλυμα θυγατρικού λόγω της ραδιενεργού αποδιέγερσης του μητρικού πυρήνα. Στις περιπτώσεις των αποδιεγέρσεων άλφα, η τιμή της πιθανότητα αυτής είναι 0.8 ενώ στις βήτα 0.

Οι ρυθμοί εξαερισμού, προσάρτησης και εναπόθεσης μεταβάλλονται με το χρόνο και κατ' επέκταση μεταβάλλονται και οι συγκεντρώσεις των ισοτόπων. Ωστόσο, για ένα μεγάλο χρονικό διάστημα έκθεσης οι ρυθμοί αυτοί αντιπροσωπεύονται από μία μέση τιμή, θεωρώντας και αμελητέα την συγκέντρωση ραδιενέργειας στον εξωτερικό χώρο, η λύση του συστήματος των εξισώσεων (3.3.1.1) (3.3.1.2) και (3.3.1.3) περιγράφονται αντίστοιχα από τις εξισώσεις:

$$C_i^u = \frac{\lambda_i (C_{i-1}^u + p_{i-1} C_{i-1}^a)}{\lambda_i + \lambda_a + \lambda_v + \lambda_d^u} \quad (3.3.1.4)$$

$$C_i^a = \frac{\lambda_a C_i^u + (1 - p_{i-1}) \lambda_i C_{i-1}^a}{\lambda_i + \lambda_v + \lambda_d^a} \quad (3.3.1.5)$$

και

$$C_i^d = \frac{\lambda_i C_{i-1}^d + \lambda_d^u C_i^u + \lambda_d^a C_i^a}{\lambda_i} \quad (3.3.1.6)$$

Όπως γίνεται φανερό, οι συγκεντρώσεις ραδιενέργειας του κάθε θυγατρικού ισοτόπου του ραδονίου εξαρτάται από τη συγκέντρωση του αντίστοιχου μητρικού πυρήνα στην ίδια με αυτό κατάσταση και επίσης από τη συγκέντρωση του ίδιου του θυγατρικού σε μία ή και περισσότερες από τις πιθανές καταστάσεις που μπορεί να απαντηθεί εντός του αναφερόμενου χώρου. Πρέπει τέλος να σημειωθεί ότι οι συγκεντρώσεις εξαρτώνται επίσης και από τις τιμές των ρυθμών εξαερισμού, προσάρτησης και εναπόθεσης.

3.3.2. Διερεύνηση του μοντέλου Jacobi-Knutson.

Σε ρεαλιστικές συνθήκες οι ρυθμοί εξαερισμού, προσάρτησης και εναπόθεσης εξαρτώνται από τη γεωμετρία του χώρου, από τη συγκέντρωση των αερολυμάτων, από τις ατμοσφαιρικές συνθήκες, την υγρασία, τις συνήθειες των ενοίκων του χώρου καθώς και από την πιθανή ύπαρξη μηχανικών συστημάτων εξαερισμού. Για κάθε χώρο, οι τιμές των παραμέτρων αυτών διαφέρουν, αλλά ακόμα και στον ίδιο χώρο μεταβάλλονται χρονικά ακολουθώντας τις μεταβολές των τοπικών συνθηκών. Κατά συνέπεια ο πειραματικός προσδιορισμός των ανωτέρω ρυθμών είναι αρκετά δύσκολο να πραγματοποιηθεί. Ως αποτέλεσμα χρησιμοποιούνται τιμές αναφοράς (baselines), συνήθως σε μετρήσεις των οποίων ο χρόνος πραγματοποίησης είναι αρκετά μεγάλος (από εβδομάδες έως μήνες) και έτσι μπορούν να εκτιμηθούν οι μέσες τιμές των παραμέτρων.

Στον πίνακα 3.3.2.1 παρουσιάζονται τιμές αναφοράς από τη διεθνή βιβλιογραφία καθώς και το εύρος τιμών από πειραματικές μετρήσεις ([ICRP, 1987], [Knutson, 1988], [Porstendorfer, 1994], [UNSCEAR, 2000]). Από τις τιμές αυτές γίνεται φανερό ότι για τα μη προσαρτημένα θυγατρικά ισότοπα, η προσάρτηση σε αερολύματα και η εναπόθεση σε κάποια επιφάνεια είναι οι δυο πιθανότερες διαδικασίες στις οποίες συμμετέχουν, ενώ για τα ήδη προσαρτημένα σε αερολύματα θυγατρικά τόσο η εναπόθεση όσο και η απομάκρυνση λόγω εξαερισμού είναι διαδικασίες οι οποίες ακολουθούν πολύ μικρότερους ρυθμούς άρα η πιθανότητα να πραγματοποιηθούν είναι αντίστοιχα αρκετά μικρότερη. Λαμβάνοντας υπόψη ότι για τα περισσότερα θυγατρικά ισότοπα του ^{222}Rn με χρόνους ημιζωής της τάξης των λεπτών της ώρας, η σταθερά αποδιέγερσης κυμαίνεται στην περιοχή τιμών $(1.55-13.64) \text{ h}^{-1}$, τα ισότοπα αυτά είναι πιθανότερο να μεταστοιχειωθούν, όντας προσαρτημένα.

Ρυθμός	Τιμές αναφοράς (h^{-1})		
		Εύρος τιμών	Γεωμετρικός μ.ο.
Εξαερισμού	λ_v	0.2 - 2	0.7
Προσάρτησης	λ_α	5 - 500	50
Εναπόθεσης μη προσαρτημένων	λ_u^d	5 - 110	40
Εναπόθεσης προσαρτημένων	λ_d^a	0.05 - 1.1	0.4

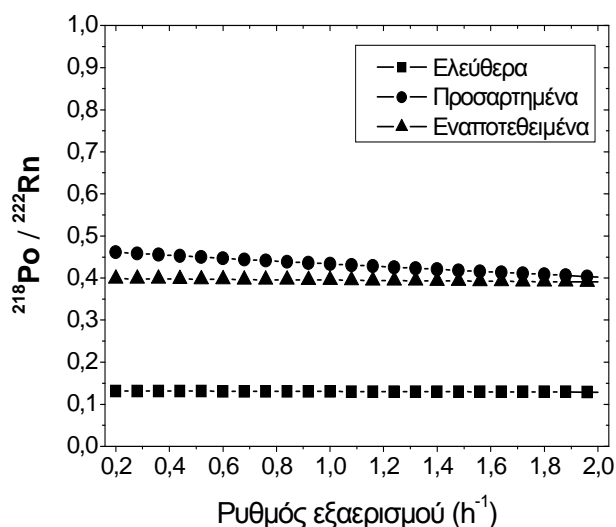
Πίνακας 3.3.2.1 Τιμές αναφοράς (baseline values) των ρυθμών εξαερισμού, προσάρτησης σε αερολύματα και εναπόθεσης σε επιφάνειες χώρων. Οι τιμές αναφοράς υπολογίζονται από τη γεωμετρική μέση τιμή του συνόλου των μετρήσεων, που απέδωσαν το αντίστοιχο εύρος τιμών.

Στον πίνακα 3.3.2.2 παρουσιάζονται οι τιμές των συγκεντρώσεων ραδιενέργειας των τεσσάρων βασικών θυγατρικών προϊόντων (^{218}Po , ^{214}Pb , ^{214}Bi και ^{214}Po) του ^{222}Rn όπως προκύπτουν από την εφαρμογή του μοντέλου Jacobi-Knutson και τη χρήση των τιμών αναφοράς του πίνακα 3.3.2.1. Επίσης στα σχήματα 3.3.2.1, 3.3.2.2, 3.3.2.3 και 3.3.2.4 παρουσιάζεται μια ποιοτική μελέτη της εξάρτησης των συγκεντρώσεων ραδιενέργειας των θυγατρικών ισοτόπων από τους ρυθμούς εξαερισμού, προσάρτησης σε αερολύματα και εναπόθεσης σε επιφάνειες των ελεύθερων και των προσαρτημένων θυγατρικών αντίστοιχα. Επίσης απεικονίζεται, ο λόγος των συγκεντρώσεων των ισοτόπων προς τη συγκέντρωση του μητρικού ραδονίου ως συνάρτηση της κάθε παραμέτρου.

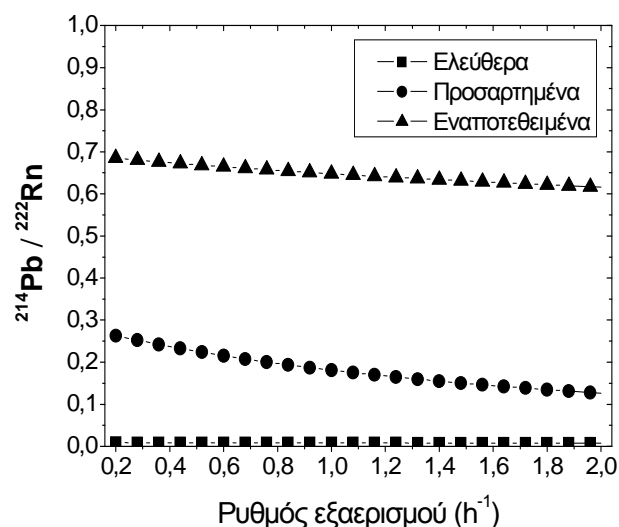
i	$C_i^{unatt} / C_{^{222}\text{Rn}}$	$C_i^{att} / C_{^{222}\text{Rn}}$	$C_i^{dep} / C_{^{222}\text{Rn}}$
^{218}Po	0.13	0.44	0.40
^{214}Pb	0.0082	0.21	0.66
^{214}Bi	0.00018	0.14	0.69
^{214}Po	0.00018	0.14	0.69

Πίνακας 3.3.2.2 Λόγοι των συγκεντρώσεων ραδιενέργειας των τεσσάρων βασικών θυγατρικών πυρήνων του ^{222}Rn στις τρεις καταστάσεις ως προς τη συγκέντρωση ραδιενέργειας του ^{222}Rn όπως προκύπτουν από την εφαρμογή του μοντέλου των Jacobi-Knutson και τη χρήση τιμών αναφοράς για τις παραμέτρους των ρυθμών εξαερισμού, προσάρτησης σε αερολύματα και εναπόθεσης σε επιφάνειες.

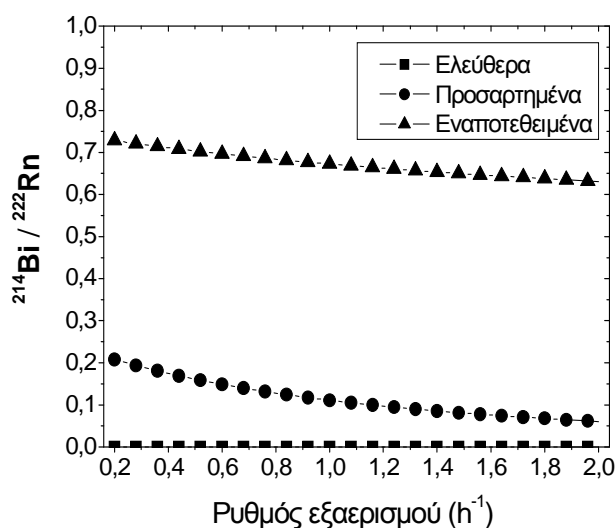
Ο τρόπος που επηρεάζει τις συγκεντρώσεις των θυγατρικών ισοτόπων η μεταβολή του ρυθμού εξαερισμού παρουσιάζεται στο σχήμα 3.3.2.1. Στην περίπτωση αυτή μεταβάλλεται η τιμή του ρυθμού εξαερισμού εντός του εύρους τιμών που μετρήθηκαν πειραματικά [Porstendorfer, 1994] ενώ για τις τιμές των υπόλοιπων παραμέτρων γίνεται χρήση των τιμών αναφοράς. Όπως φαίνεται σε όλες τις περιπτώσεις, η μεταβολή του ρυθμού εξαερισμού (εντός πάντα του εύρους των τιμών που μετρήθηκαν σε κλειστούς χώρους) δεν επηρεάζει σημαντικά τις συγκεντρώσεις



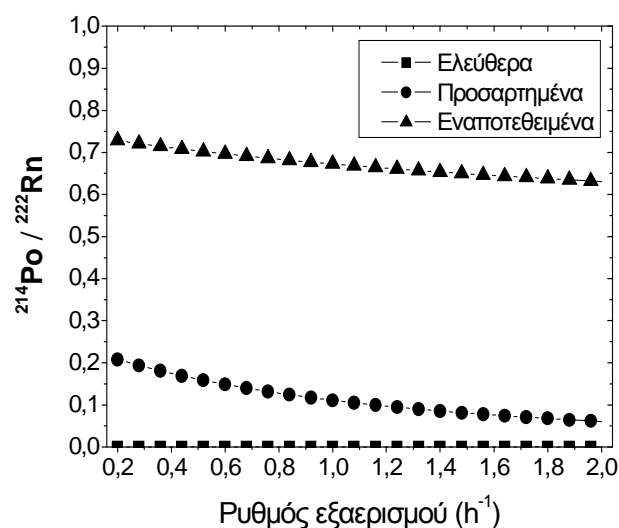
α) Ο λόγος της συγκέντρωσης του πολωνίου ^{218}Po σε κάθε μία από τις τρεις πιθανές του καταστάσεις ως προς τη συγκέντρωση του ραδονίου συναρτήσει του ρυθμού εξαερισμού.



β) Ο λόγος της συγκέντρωσης του μόλυβδου ^{214}Pb σε κάθε μία από τις τρεις πιθανές του καταστάσεις ως προς τη συγκέντρωση του ραδονίου συναρτήσει του ρυθμού εξαερισμού.



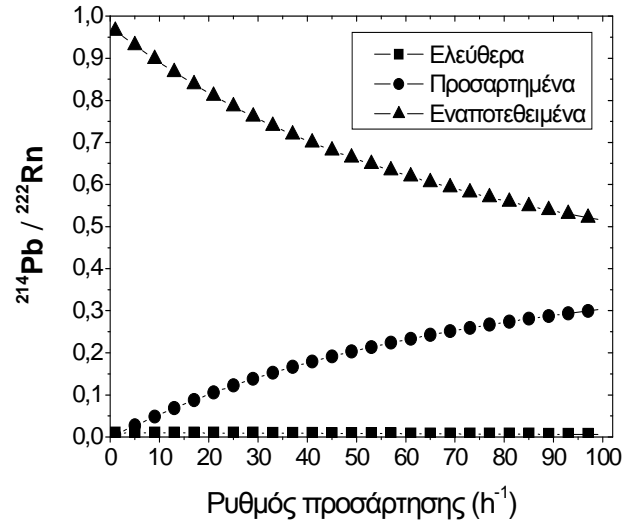
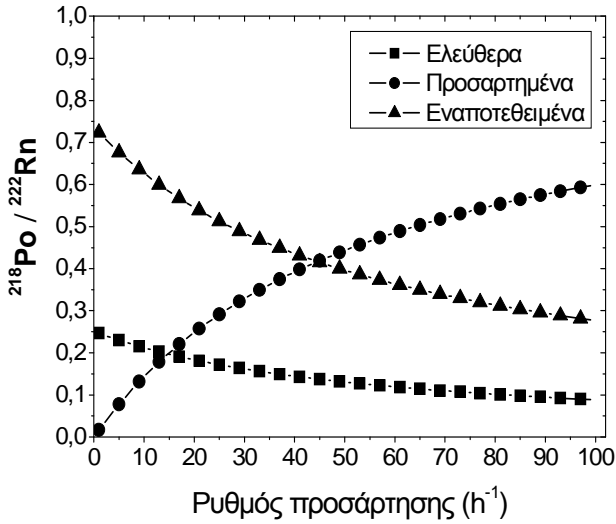
γ) Ο λόγος της συγκέντρωσης του βισμούθιου ^{214}Bi σε κάθε μία από τις τρεις πιθανές του καταστάσεις ως προς τη συγκέντρωση του ραδονίου συναρτήσει του ρυθμού εξαερισμού.



δ) Ο λόγος της συγκέντρωσης του πολωνίου ^{214}Po σε κάθε μία από τις τρεις πιθανές του καταστάσεις ως προς τη συγκέντρωση του ραδονίου συναρτήσει του ρυθμού εξαερισμού.

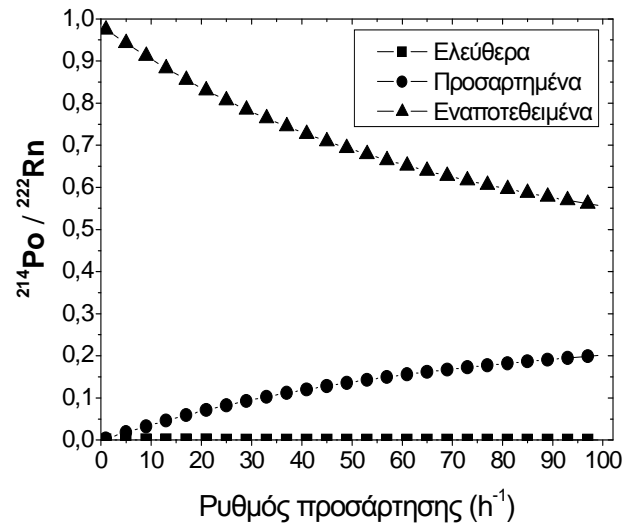
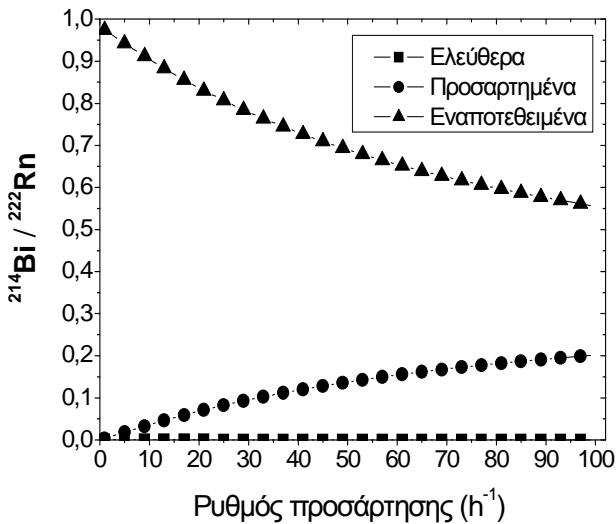
Σχήμα 3.3.2.1. Απεικόνιση των αλλαγών που επιφέρει στα ποσοστά των θυγατρικών ισοτόπων του ραδονίου στις τρεις πιθανές τους καταστάσεις, η μεταβολή του ρυθμού εξαερισμού του χώρου.

των θυγατρικών στις διάφορες καταστάσεις που είναι δυνατό να βρίσκονται. Σε περίπτωση που κάποιο άνοιγμα δημιουργήσει σημαντική ροή αέρα από ή προς το χώρο αναφοράς, η τιμή του ρυθμού εξαερισμού αυξάνει και η απομάκρυνση των θυγατρικών ισotόπων επικρατεί.



α) Ο λόγος της συγκέντρωσης του πολωνίου ^{218}Po σε κάθε μία από τις τρεις πιθανές του καταστάσεις ως προς τη συγκέντρωση του ραδονίου συναρτηθεί του ρυθμού προσάρτησης σε αερολύματα.

β) Ο λόγος της συγκέντρωσης του μόλυβδου ^{214}Pb σε κάθε μία από τις τρεις πιθανές του καταστάσεις ως προς τη συγκέντρωση του ραδονίου συναρτηθεί του ρυθμού προσάρτησης σε αερολύματα.



γ) Ο λόγος της συγκέντρωσης του βισμούθιου ^{214}Bi σε κάθε μία από τις τρεις πιθανές του καταστάσεις ως προς τη συγκέντρωση του ραδονίου συναρτηθεί του ρυθμού προσάρτησης σε αερολύματα

δ) Ο λόγος της συγκέντρωσης του πολωνίου ^{214}Po σε κάθε μία από τις τρεις πιθανές του καταστάσεις ως προς τη συγκέντρωση του ραδονίου συναρτηθεί του ρυθμού προσάρτησης σε αερολύματα.

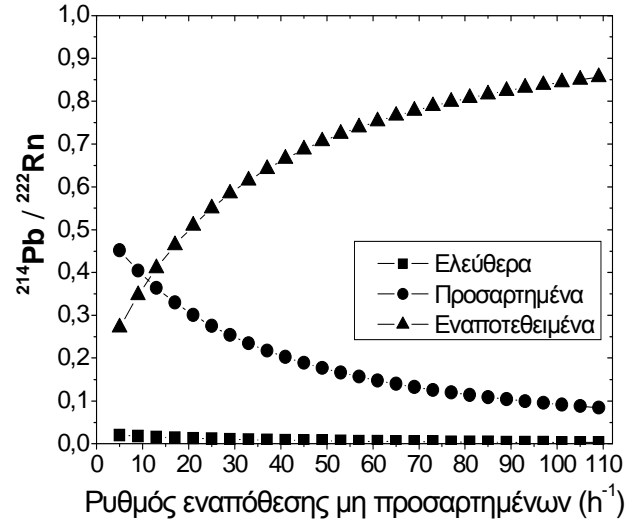
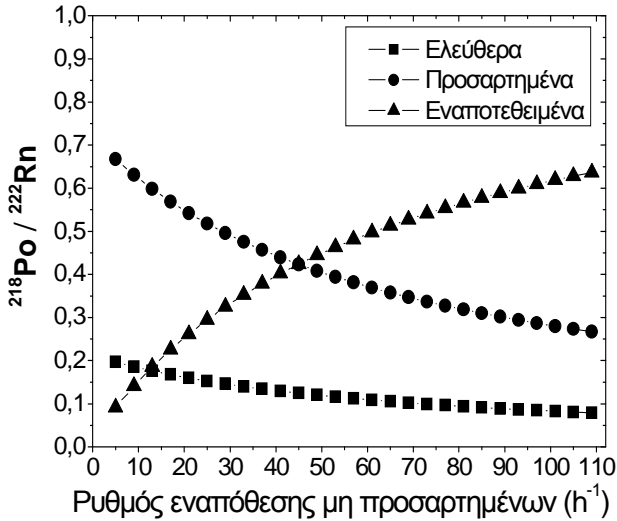
Σχήμα 3.3.2.2. Απεικόνιση των αλλαγών που επιφέρει η μεταβολή του ρυθμού προσάρτησης σε αερολύματα στα ποσοστά των θυγατρικών του ραδονίου στις τρεις πιθανές τους καταστάσεις.

Στο σχήμα 3.3.2.2. παρουσιάζεται η επίδραση της μεταβολής του ρυθμού προσάρτησης. Ο ρυθμός προσάρτησης εξαρτάται κυρίως από τη συγκέντρωση των αερολυμάτων του χώρου. Αύξηση του αριθμού αυτού οδηγεί σε αύξηση του ρυθμού προσάρτησης και έχει ως αποτέλεσμα τη σημαντική αύξηση του ποσοστού των προσαρτημένων θυγατρικών ισοτόπων. Ταυτόχρονα μειώνεται σημαντικά το ποσοστό των αερολυμάτων, που εναποτίθενται στις επιφάνειες ενώ το ποσοστό εκείνων που παραμένουν ελεύθερα-μη προσαρτημένα επηρεάζεται λίγο στην περίπτωση του ^{218}Po και ελάχιστα για τα υπόλοιπα θυγατρικά. Καθώς η εναπόθεση στις επιφάνειες μαζί με τη ραδιενεργό αποδιέγερση, αποτελούν τις βασικότερες αιτίες απομάκρυνσης των θυγατρικών του ραδονίου από τον εισπνεόμενο αέρα, η αύξηση της συγκέντρωσης των αερολυμάτων σε ένα χώρο, μειώνοντας την τάση εναπόθεσης αυξάνει σημαντικά τη διάρκεια παραμονής των ισοτόπων στον αέρα (προσαρτημένων σε αερολύματα) και έτσι και την πιθανότητα εισπνοής των ραδιενεργών αερολυμάτων.

Στα επόμενα δύο σχήματα 3.3.2.3. και 3.3.2.4. απεικονίζεται η επίδραση που έχει στις συγκεντρώσεις των θυγατρικών ισοτόπων, η μεταβολή του ρυθμού εναπόθεσης σε επιφάνειες των ελεύθερων και των προσαρτημένων σε αερολύματα θυγατρικών. Και οι δύο ρυθμοί εξαρτώνται από τη γεωμετρία του χώρου και κυρίως από το λόγο του όγκου προς το εμβαδόν των διαθέσιμων επιφανειών. Η αύξηση των διαθέσιμων επιφανειών συνεπάγεται την αύξηση του ρυθμού εναπόθεσης και μείωση της συγκέντρωσης των θυγατρικών ισοτόπων στον αέρα. Ο ρυθμός εναπόθεσης των προσαρτημένων ραδιοϊσοτόπων εξαρτάται επίσης και από το μέγεθος των σωματιδίων-φορέων των αερολυμάτων. Ωστόσο η διακύμανση του ρυθμού εναπόθεσης στα πλαίσια των τιμών που ισχύουν για κλειστούς χώρους δε μεταβάλλει σημαντικά τη συμπεριφορά των θυγατρικών.

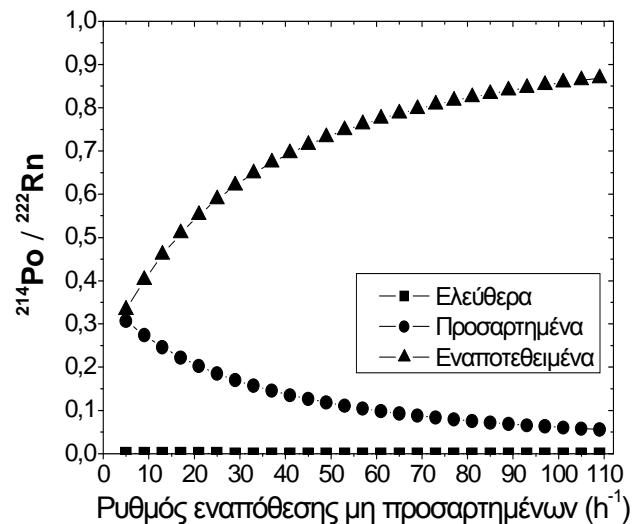
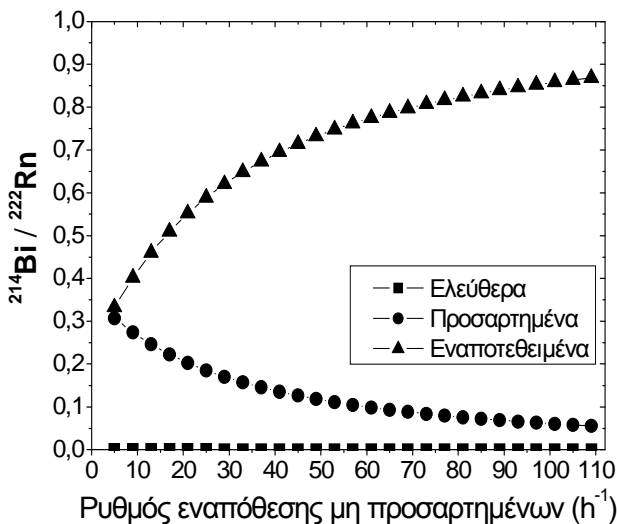
Επιπλέον, ο λόγος των συγκεντρώσεων των εναποτεθειμένων θυγατρικών ισοτόπων είναι ένα μέγεθος που μπορεί να αξιοποιηθεί πειραματικά. Η μεταβολή μιας μόνο παραμέτρου δε μεταβάλλει στον ίδιο βαθμό τον ρυθμό εναπόθεσης των θυγατρικών ισοτόπων. Αντίθετα, ο ρυθμός εναπόθεσης των υπόλοιπων θυγατρικών ισοτόπων σε σχέση με το πρώτο μετά το ραδόνιο ισότοπο, το πολώνιο ^{218}Po διαφοροποιείται σημαντικά. Καθώς το μητρικό ραδόνιο βρίσκεται σε ελεύθερη κατάσταση στον αέρα αλλά και λόγω του σχετικά μικρού χρόνου ημιζωής του, το πολώνιο ^{218}Po έχει κατανομή των ποσοστών του στις τρεις πιθανές καταστάσεις σημαντικά διαφορετική σε σχέση με τα υπόλοιπα θυγατρικά. Έτσι ο λόγος της συγκέντρωσής του ως προς την αντίστοιχη ενός επόμενου θυγατρικού μπορεί να αξιοποιηθεί πειραματικά. Στο σχήμα 3.3.2.5. παρουσιάζεται η μεταβολή του λόγου της συγκέντρωσης του εναποτεθειμένου πολωνίου ^{214}Po ως προς το πολώνιο ^{218}Po εξαιτίας της διαφοροποίησης των παραμέτρων του μοντέλου εντός του αναμενόμενου εύρους τιμών. Σε περιβάλλον όπου μεταβάλλεται σημαντικά μόνον ο ρυθμός προσάρτησης σε αερολύματα (π.χ. λόγω της

αύξησης ή μείωσης της συγκέντρωσης των αερολυμάτων), ο λόγος αυτός συσχετίζεται με τη συγκέντρωση των αερολυμάτων.



α) Ο λόγος της συγκέντρωσης του πολωνίου ^{218}Po σε κάθε μία από τις τρεις πιθανές του καταστάσεις ως προς τη συγκέντρωση του ραδονίου συναρτηθεί του ρυθμού εναπόθεσης των μη προσαρτημένων θυγατρικών.

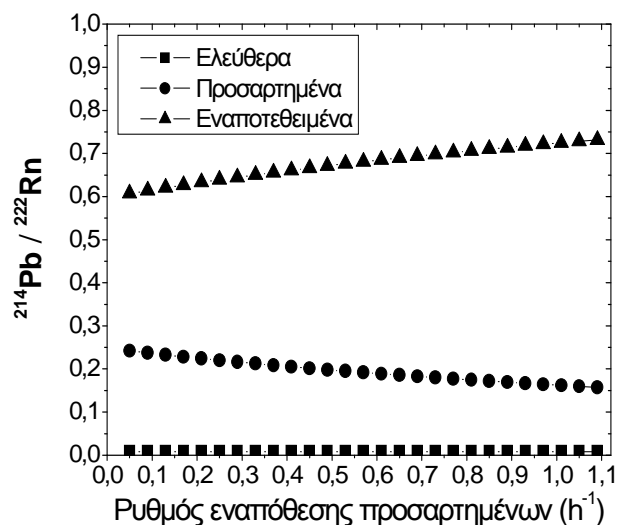
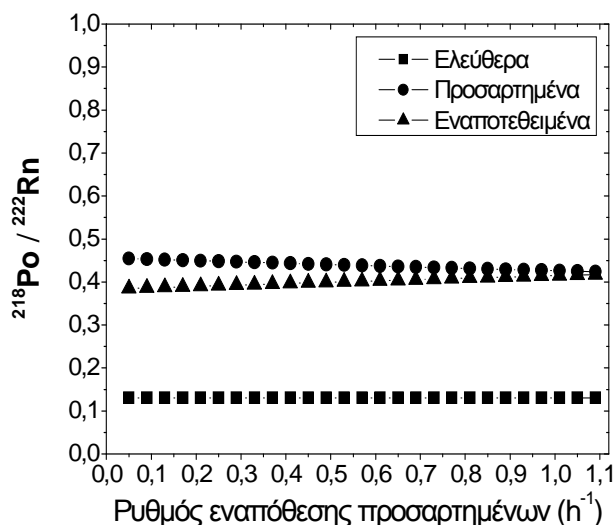
β) Ο λόγος της συγκέντρωσης του μόλυβδου ^{214}Pb σε κάθε μία από τις τρεις πιθανές του καταστάσεις ως προς τη συγκέντρωση του ραδονίου συναρτηθεί του ρυθμού εναπόθεσης των μη προσαρτημένων θυγατρικών.



γ) Ο λόγος της συγκέντρωσης του βισμούθιου ^{214}Bi σε κάθε μία από τις τρεις πιθανές του καταστάσεις ως προς τη συγκέντρωση του ραδονίου συναρτηθεί του ρυθμού εναπόθεσης των μη προσαρτημένων θυγατρικών.

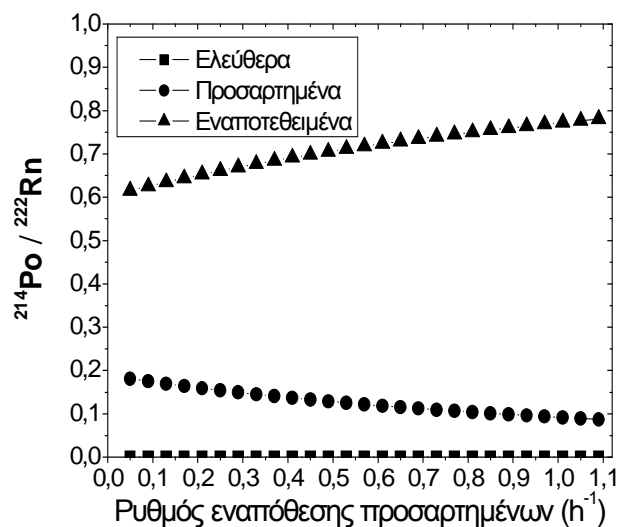
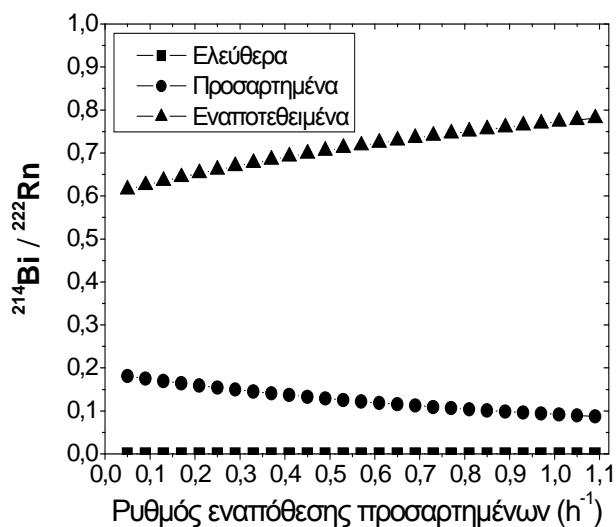
δ) Ο λόγος της συγκέντρωσης του πολωνίου ^{214}Po σε κάθε μία από τις τρεις πιθανές του καταστάσεις ως προς τη συγκέντρωση του ραδονίου συναρτηθεί του ρυθμού εναπόθεσης των μη προσαρτημένων θυγατρικών.

Σχήμα 3.3.2.3. Απεικόνιση των αλλαγών που επιφέρει η μεταβολή του ρυθμού εναπόθεσης των μη προσαρτημένων θυγατρικών στα ποσοστά των θυγατρικών του ραδονίου στις τρεις πιθανές τους καταστάσεις



α) Ο λόγος της συγκέντρωσης του πολωνίου ^{218}Po σε κάθε μία από τις τρεις πιθανές του καταστάσεις ως προς τη συγκέντρωση του ραδονίου συναρτῆσει του ρυθμού εναπόθεσης των προσαρτημένων θυγατρικών.

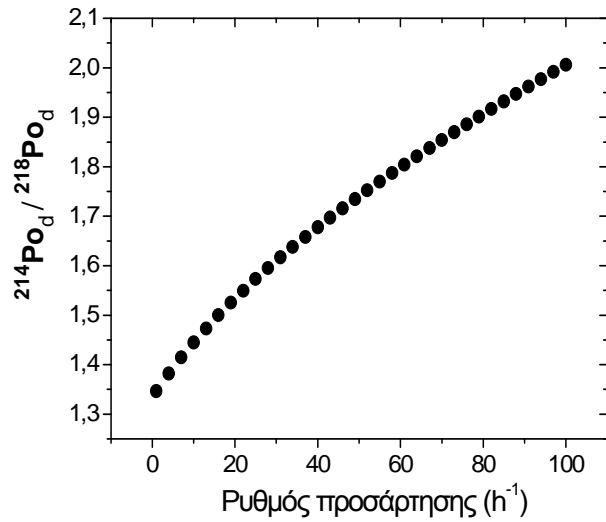
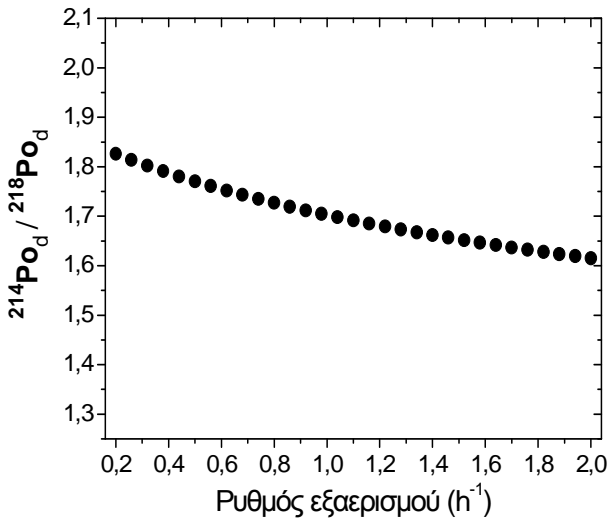
β) Ο λόγος της συγκέντρωσης του μόλυβδου ^{214}Pb σε κάθε μία από τις τρεις πιθανές του καταστάσεις ως προς τη συγκέντρωση του ραδονίου συναρτῆσει του ρυθμού εναπόθεσης των προσαρτημένων θυγατρικών.



γ) Ο λόγος της συγκέντρωσης του βισμούθιου ^{214}Bi σε κάθε μία από τις τρεις πιθανές του καταστάσεις ως προς τη συγκέντρωση του ραδονίου συναρτῆσει του ρυθμού εναπόθεσης των προσαρτημένων θυγατρικών.

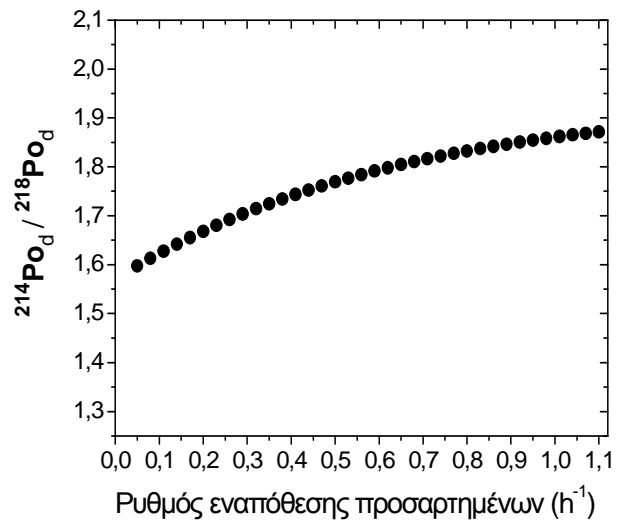
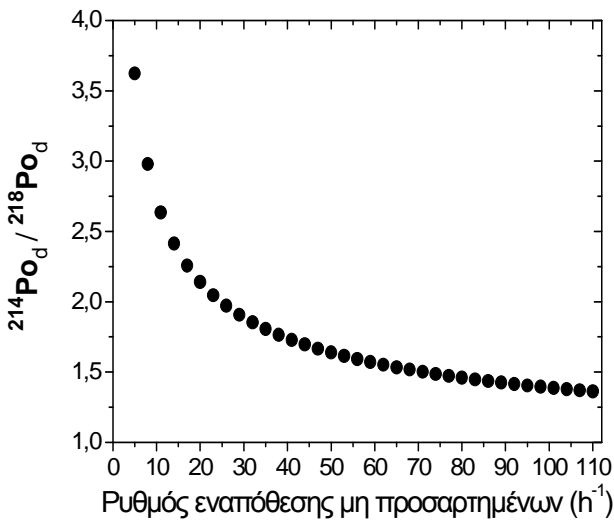
δ) Ο λόγος της συγκέντρωσης του πολωνίου ^{214}Po σε κάθε μία από τις τρεις πιθανές του καταστάσεις ως προς τη συγκέντρωση του ραδονίου συναρτῆσει του ρυθμού εναπόθεσης των προσαρτημένων θυγατρικών.

Σχήμα 3.3.2.4. Απεικόνιση των αλλαγών που επιφέρει η μεταβολή του ρυθμού εναπόθεσης των προσαρτημένων θυγατρικών στα ποσοστά των θυγατρικών του ραδονίου στις τρεις πιθανές τους καταστάσεις.



α) Ο λόγος της συγκέντρωσης του εναποτεθειμένου πολωνίου ²¹⁴Po ως προς την αντίστοιχη συγκέντρωση του πολωνίου ²¹⁸Po συναρτήσει του ρυθμού εξαερισμού του χώρου.

β) Ο λόγος της συγκέντρωσης του εναποτεθειμένου πολωνίου ²¹⁴Po ως προς την αντίστοιχη συγκέντρωση του πολωνίου ²¹⁸Po συναρτήσει του ρυθμού προσάρτησης σε αερολύματα.



γ) Ο λόγος της συγκέντρωσης του εναποτεθειμένου πολωνίου ²¹⁴Po ως προς την αντίστοιχη συγκέντρωση του πολωνίου ²¹⁸Po συναρτήσει του ρυθμού εναπόθεσης των μη προσαρητημένων θυγατρικών.

δ) Ο λόγος της συγκέντρωσης του πολωνίου ²¹⁴Po σε κάθε μία από τις τρεις πιθανές του καταστάσεις ως προς τη συγκέντρωση του ραδονίου συναρτήσει του ρυθμού εναπόθεσης των προσαρητημένων θυγατρικών.

Σχήμα 3.3.2.5. Απεικόνιση των αλλαγών που επιφέρει η μεταβολή των ρυθμών εξαερισμού, προσάρτησης σε αερολύματα και εναπόθεσης των ελεύθερων και των προσαρητημένων θυγατρικών σε επιφάνειες στο λόγο της συγκέντρωσης του εναποτεθειμένου πολωνίου ²¹⁴Po ως προς την αντίστοιχη συγκέντρωση του πολωνίου ²¹⁸Po.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4

Μέθοδοι μέτρησης

Ο πειραματικός προσδιορισμός της συγκέντρωσης της ραδιενέργειας του ραδονίου ή (και) των θυγατρικών του προϊόντων, αποτελεί το βασικό σκοπό μεγάλου ποσοστού των εργασιών που αφορούν το πεδίο έρευνας του ραδονίου. Ο προσδιορισμός των συγκεντρώσεων επιτυγχάνεται με ανίχνευση της ιονίζουσα ακτινοβολίας, η οποία εκπέμπεται από το ραδόνιο και τα θυγατρικά του προϊόντα κατά τη διαδικασία της μεταστοιχείωσης. Συγκεκριμένα, όπως ήδη αναφέρθηκε στο κεφάλαιο 2, ακτινοβολίες άλφα, βήτα και γάμμα παράγονται κατά την μεταστοιχείωσή τους. Η αλληλεπίδραση των ακτινοβολιών με τα υλικά των ανιχνευτών συντελεί στην ανίχνευση και την καταμέτρησή τους. Μέχρι σήμερα έχουν αναπτυχθεί πολλά ανιχνευτικά συστήματα προσφέροντας έτσι τη δυνατότητα επιλογής σύμφωνα με τις ανάγκες και τις ιδιαίτερες συνθήκες μέτρησης.

Τα ίχνη των εκπεμπόμενων σωματιδίων, οι εντάσεις του παραγόμενου φωτός, οι διαφορές δυναμικού ή τα συλλεγόμενα φορτία αποτελούν μερικές από τις αξιοποιήσιμες συνέπειες της αλληλεπίδρασης των ακτινοβολιών με το υλικό ενός ανιχνευτή. Οι μέθοδοι που χρησιμοποιούνται στοχεύουν στη βελτιστοποίηση της καταγραφής τους, στην μετατροπή τους σε ποσοτικά μεγέθη που συσχετίζονται με το ραδόνιο και με την ιδιαίτερη συμπεριφορά των θυγατρικών του ισοτόπων. Συνηθισμένα κριτήρια για την επιλογή μιας μεθόδου αποτελούν: το είδος της πληροφορίας που προσφέρει προς επεξεργασία, η ευαισθησία της μεθόδου στην καταγραφή της συλλεγόμενης πληροφορίας, η επίδραση των συνθηκών του περιβάλλοντος, εντός του οποίου πραγματοποιούνται οι μετρήσεις, η διαδικασία καταγραφής των δεδομένων καθώς και η χρονική διάρκεια και το κόστος των μετρήσεων.

Στο κεφάλαιο αυτό επιχειρείται σύντομη αναφορά στις τεχνικές ανίχνευσης και μέτρησης της συγκέντρωσης του ραδονίου ή (και) των θυγατρικών του ισοτόπων με τις συχνότερα χρησιμοποιούμενες μεθόδους καθώς και μια προσπάθεια ταξινόμησης και σύγκρισης των μεθόδων αυτών. Τέλος πραγματοποιείται εκτενής αναφορά στις αρχές λειτουργίας και στις ιδιαιτερότητες των *ανιχνευτών πυρηνικών ιχνών* (Solid State Nuclear Track Detectors or SSNTD) καθώς και στους ανιχνευτές ημιαγωγού τύπου CAM PIPS.

4.1. Τεχνικές ανίχνευσης του ραδονίου και των θυγατρικών του ισοτόπων.

Στο σύνολό τους τα χρησιμοποιούμενα ανιχνευτικά συστήματα καταγράφουν την ιονίζουσα ακτινοβολία είτε προέρχεται από τη μεταστοιχείωση του ραδονίου είτε των θυγατρικών του. Όμως, η ανάγκη διάκρισης των συγκεντρώσεων της ραδιενέργειας του ραδονίου από τις συγκεντρώσεις των θυγατρικών προϊόντων, ωθεί στην πειραματική αξιοποίηση μιας σειράς φυσικών ιδιοτήτων του ραδονίου που διαφοροποιούν την καταγραφή της ακτινοβολίας του. Εξάλλου κρίνεται ως σημαντική και η πειραματική διάκριση της συμπεριφοράς των θυγατρικών προϊόντων και συγκεκριμένα τόσο η τάση τους να προσαρτώνται σε σωματίδια αερολυμάτων του χώρου όσο και η εναπόθεσή τους σε διαθέσιμες επιφάνειες.

4.1.1. Άμεση ανίχνευση των ραδιοϊσοτόπων του ραδονίου.

Όπως έχει ήδη αναφερθεί στη φύση απαντώνται τρία ραδιοϊσότοπα του ραδονίου, τα ^{222}Rn , ^{220}Rn και ^{219}Rn . Και τα τρία χαρακτηρίζονται από τις ίδιες χημικές ιδιότητες, είναι ευγενή αέρια που αλληλεπιδρούν σπανίως με άλλα χημικά στοιχεία, ενώ διαφοροποιούνται οι φυσικές τους ιδιότητες, όπως ο χρόνος ημιζωής και οι ισοτοπικοί τους λόγοι. Το ^{219}Rn , με χρόνο ημιζωής μόλις 3.96 sec, έχει πολύ μικρή πιθανότητα να καταφέρει να μετακινηθεί προς την ατμόσφαιρα. Ακόμη το πολύ μικρό ποσοστό του ^{235}U (μόλις το 0.711% του φυσικού ουρανίου) από το οποίο προκύπτει, πρακτικά καθιστά αμελητέα τη συνεισφορά του ^{219}Rn σε κάθε μέτρηση συγκέντρωσης ραδονίου.

Το θόριο (^{232}Th), αν και υπάρχει σε μεγαλύτερη αφθονία από το ουράνιο (^{238}U), έχει μεγαλύτερο χρόνο ημιζωής (^{232}Th : 1.40×10^{10} y, ^{238}U : 4.47×10^9 y). Έτσι, ο ρυθμός παραγωγής των ^{220}Rn (θορόνιο) και ^{222}Rn (ραδόνιο) είναι περίπου ο ίδιος στο έδαφος. Καθώς όμως ο χρόνος ημιζωής του θορονίου είναι σχετικά μικρός (55.6sec), το μεγαλύτερο ποσοστό του δεν προλαβαίνει να διαχυθεί από το έδαφος προς την ατμόσφαιρα. Συχνά, λοιπόν σε μετρήσεις ραδονίου το ποσοστό του θορονίου ^{220}Rn θεωρείται αμελητέο, αν και η υιοθέτηση της παραδοχής αυτής μπορεί να οδηγήσει σε υπερεκτίμηση της συγκέντρωσης του ραδονίου ^{222}Rn σε ένα χώρο σύμφωνα με σχετικά πρόσφατες εργασίες [Nikezic and Yu, (1998)].

Για το διαχωρισμό της μέτρησης των συγκεντρώσεων του ραδονίου από το θορόνιο, αξιοποιείται πειραματικά ο μικρός χρόνος ημιζωής του δεύτερου ισοτόπου. Ως παράδειγμα αναφέρεται η ευρεία πειραματική χρήση ηθμών διαμέσου των οποίων διέρχονται τα ισότοπα ^{222}Rn και ^{220}Rn πριν φθάσουν στην περιοχή ανίχνευσης. ([Fleischer, 1977], [Ward, 1977], [Ramachandran et al., 1987], [Nikalaev and Ilic, 1999], [Fleischer et al., 2000], [Sharaf and Abo-Elmagd, 2005]). Η μέθοδος αυτή στηρίζεται στην μεταστοιχείωση του ^{220}Rn κατά τη

διάρκεια της διέλευσής του από τον ηθμό. Συγκεκριμένα κάθε ηθμός χαρακτηρίζεται από το μέγεθος της διαπερατότητας P (cm^2s^{-1}) (permeability) του ραδονίου διαμέσου αυτού:

$$P = \frac{V\lambda\delta}{A} \left(\frac{C_{ins}}{C_{out} - C_{ins}} \right) \quad (4.1.1.1)$$

όπου με $C_{ins, out}$ συμβολίζονται οι συγκεντρώσεις του ^{222}Rn ή του ^{220}Rn στον εσωτερικό χώρο μέτρησης του συστήματος ανίχνευσης και στον εξωτερικό περιβάλλοντα χώρο αντίστοιχα, χώροι που διαχωρίζονται από τον ηθμό. Με V συμβολίζεται ο όγκος του εσωτερικού χώρου μέτρησης, με A και δ το εμβαδόν και το πάχος του ηθμού και με λ η σταθερά αποδιέγερσης. Ο χρόνος που διαρκεί η διάχυση των ^{222}Rn και ^{220}Rn εντός του υλικού του ηθμού, ονομάζεται *χρόνος υστέρησης* (delay time) και ισούται με:

$$\tau_M = \frac{V\delta}{AP} \quad (4.1.1.2)$$

Όταν ο χρόνος υστέρησης είναι μεγαλύτερος από το χρόνο ημιζωής του θορονίου ^{220}Rn (55.6 sec) και μικρότερος από τον αντίστοιχο του ραδονίου ^{222}Rn (3.83 d), ο ηθμός μπορεί να χρησιμοποιηθεί για το διαχωρισμό των δύο ραδιοϊσοτόπων. Κάθε ηθμός περιορίζει τις συγκεντρώσεις του ^{220}Rn και του ^{222}Rn στο χώρο μέτρησης του ανιχνευτικού συστήματος. Για τον λόγο αυτό, ως κριτήριο επιλογής χρησιμοποιείται συνήθως ο *παράγοντας διαχωρισμού* (discrimination factor) [Fleischer, 1988], ο οποίος ορίζεται ως:

$$R_f = \frac{C_{ins}}{C_{out}} = \frac{AP}{AP + \delta\lambda V} = \frac{1}{1 + \tau_M\lambda} \quad (4.1.1.3)$$

Για ένα ιδανικό ηθμό διαχωρισμού των δύο ραδιοϊσοτόπων ο παράγοντας R_f τείνει προς το μηδέν για το ^{220}Rn και ταυτόχρονα προς την μονάδα για το ^{222}Rn . Στην πράξη η πρώτη συνθήκη μπορεί να επιτευχθεί συνήθως εύκολα όχι όμως ταυτόχρονα και η δεύτερη. Οι κύριες παράμετροι που επηρεάζουν την τιμή του R_f για το ^{222}Rn είναι το υλικό και το πάχος του ηθμού, η υγρασία και η θερμοκρασία του περιβάλλοντος, η οποία έχει αποδειχθεί ότι αυξανόμενη αυξάνει το μέγεθος των πόρων του ηθμού και κατά συνέπεια αυξάνει τη διαπερατότητα του ραδονίου. Για συνήθεις θερμοκρασίες, ο παράγοντας διαχωρισμού του ^{222}Rn από πολυμερή πλαστικά κυμαίνεται από 0.6 ως 0.7 ενώ για ηθμούς από χαρτί από 0.8-0.9. [Sharaf and Abo-Elmagd, 2005].

Όπως γίνεται αντιληπτό, η μέτρηση της συγκέντρωσης του ^{222}Rn , δίχως την παρουσία του ^{220}Rn , είναι δυνατή με άμεσο πειραματικό τρόπο. Δεν ισχύει το ίδιο και στην περίπτωση προσδιορισμού της συγκέντρωσης του ^{220}Rn . Κάθε προσπάθεια αποκλεισμού από το χώρο μέτρησης ενός ανιχνευτικού συστήματος του ^{222}Rn έχει ως αποτέλεσμα τον ταυτόχρονο αποκλεισμό του ^{220}Rn . Έτσι, η απευθείας πειραματική μέτρηση του ^{220}Rn είναι πολύ δυσκολότερη. Συνήθως πραγματοποιείται έμμεση εκτίμηση της συγκέντρωσής του. Ο

πιο διαδεδομένος τρόπος είναι η τοποθέτηση δύο ανιχνευτικών συστημάτων στον προς μέτρηση χώρο. Το ένα θα επιτρέπει την ανίχνευση και των δύο ραδιοϊσοτόπων, ενώ το δεύτερο θα αποκλείει τη μέτρηση του ^{220}Rn . Από την διαφορά των μετρήσεων στα δυο συστήματα προκύπτει έμμεση μέτρηση της συγκέντρωσης του ^{220}Rn .

4.1.2. Έμμεση ανίχνευση των ραδιοϊσοτόπων του ραδονίου.

Ο άμεσος πειραματικός προσδιορισμός της συγκέντρωσης των ραδιοϊσοτόπων του ραδονίου επιτυγχάνεται εύκολα μόνο για το ^{222}Rn . Επίσης, είναι δυνατή η έμμεση εκτίμηση της συγκέντρωσης ραδιενέργειας τόσο του ^{222}Rn όσο και του ^{220}Rn . Οι μέθοδοι αυτές βασίζονται στην άμεση μέτρηση και την εκτίμηση των συγκεντρώσεων των θυγατρικών τους προϊόντων. Στη συνέχεια πραγματοποιείται ο έμμεσος προσδιορισμός των συγκεντρώσεων των μητρικών ισοτόπων ^{222}Rn και ^{220}Rn . Η συνηθέστερη μέθοδος στηρίζεται στη συλλογή και προσρόφηση των θυγατρικών προϊόντων του ραδονίου σε ειδικούς ηθμούς. Διαμέσου των ηθμών αυτών διοχετεύονται με μηχανικό τρόπο ποσότητες αέρα. Κατά τη διέλευσή τους κατακρατείται από τους ηθμούς ένα ποσοστό των θυγατρικών προϊόντων. Στη συνέχεια η ραδιενέργεια των ηθμών καταμετράται συνήθως με ανιχνευτικά συστήματα ακτινοβολίας άλφα ή γάμμα και προσδιορίζεται έμμεσα η συγκέντρωση του μητρικού ραδονίου καθώς και η αναλογία μεταξύ των θυγατρικών ραδιοϊσοτόπων του.

Μια ακόμη μέθοδος έμμεσου προσδιορισμού συγκεκριμένα του ^{220}Rn στηρίζεται στον πολύ μικρό χρόνο ημιζωής του πρώτου θυγατρικού του ισοτόπου του ^{216}Po . Το πολώνιο ^{216}Po έχει χρόνο ημιζωής μόλις 145ms και μεταστοιχείωνεται σε μόλυβδο ^{212}Pb εκπέμποντας σωματίδια άλφα, ενέργειας 6.78 MeV. Στη μέθοδο αυτή [Limoto and Kurosawa, 1996] χρησιμοποιούνται για την ανίχνευση της ακτινοβολίας άλφα των ^{220}Rn και ^{216}Po οι κυψελίδες σπινθηρισμών (scintillation cells), οι οποίες αποτελούνται από ειδικά διαμορφωμένους θαλάμους μέτρησης, εντός των οποίων συλλέγεται ο αέρας. Τα τοιχώματά τους επικαλύπτονται με ειδικό υλικό (ZnS(Ag)), το οποίο παράγει σπινθηρισμούς όταν δέχεται σωματίδια που προκαλούν ιονίζουσα ακτινοβολία. Το φως των σπινθηρισμών συλλέγεται εν συνεχεία από φωτο-πολλαπλασιαστές και μετατρέπεται σε ηλεκτρικό ρεύμα-σήμα. Όταν το ^{220}Rn εισερχόμενο εντός του θαλάμου μέτρησης αποδιεγερθεί παράγεται ηλεκτρικό σήμα. Αμέσως μετά, το ^{216}Po έρχεται σε κατάσταση ραδιενεργού ισορροπίας με το μητρικό του ^{220}Rn και παράγεται ένα ακόμα σήμα με πολύ μικρή χρονική διαφορά από το προηγούμενο. Η χρονική διαφορά των δύο αυτών σημάτων αξιοποιείται για το διαχωρισμό των γεγονότων λόγω της αποδιέγερσης του ζεύγους $^{220}\text{Rn} - ^{216}\text{Po}$ από τις μεταστοιχειώσεις των υπόλοιπων πυρήνων.

4.1.3. Ανίχνευση των θυγατρικών προϊόντων του ραδονίου.

Ο προσδιορισμός της συγκέντρωσης ραδιενέργειας του ραδονίου συνεισφέρει στην προσεγγιστική εκτίμηση της συγκέντρωσης της 'εν δυνάμει' ενέργειας της ακτινοβολίας άλφα (potential alpha energy concentration). Όμως, για να προσδιορισθεί με ακρίβεια η δόση που προσλαμβάνει ένα άτομο, όταν εκτίθεται σε περιβάλλον που περιέχει ραδόνιο και θυγατρικά ισότοπα, απαιτείται να υπολογιστεί με ακρίβεια η συγκέντρωση της 'εν δυνάμει' ενέργειας της ακτινοβολίας άλφα. Κατά συνέπεια, είναι απαραίτητος και ο πειραματικός προσδιορισμός των συγκεντρώσεων των θυγατρικών του ισωτόπων. Γενικά, για την ανίχνευση των θυγατρικών προϊόντων του ραδονίου χρησιμοποιούνται τα ίδια ανιχνευτικά συστήματα που χρησιμοποιούνται και για την ανίχνευση του ίδιου του ραδονίου.

Η πλέον διαδεδομένη μέθοδος είναι αυτή της συλλογής των θυγατρικών σε ειδικούς ηθμούς με μέγεθος πόρου μικρότερο από 1 μm . Αντλίες ωθούν για συγκεκριμένο χρονικό διάστημα ποσότητα αέρα προς τους ηθμούς με σταθερό ρυθμό. Οι ηθμοί απομακρύνονται από το πεδίο συλλογής και μετρώνται συνήθως με ανιχνευτές ακτινοβολίας άλφα με τους οποίους καταμετράται το σύνολο των αποδιεγέρσεων άλφα (gross alpha counting). Εν συνεχεία προσδιορίζεται με χρήση υπολογιστικών μεθόδων η συγκέντρωση από διάφορα θυγατρικά προϊόντα. Η διάρκεια συλλογής, ο αριθμός των μετρήσεων καθώς και το χρονικό διάστημα των μετρήσεων χρησιμοποιούνται στους υπολογισμούς για την εκτίμηση των συγκεντρώσεων. [NCRP, 1987]

Η πρώτη μέθοδος που αναπτύχθηκε με τη μέτρηση του συνόλου των άλφα αποδιεγέρσεων (gross alpha counting) [Tzivoglou et al., 1953] στηρίζονταν σε τρεις μετρήσεις του ρυθμού των αποδιεγέρσεων άλφα (gross alpha counting rate) μετά από 5, 15 και 30 λεπτά από τη στιγμή της λήξης της συλλογής του αέριου δείγματος. Η διάρκεια συλλογής των θυγατρικών στον ηθμό ήταν 5, 10 και 30 λεπτά με ρυθμό συλλογής που κυμαινόταν από 5-10 λίτρα αέρα ανά λεπτό. Ο ρυθμός του συνόλου των ανιχνευόμενων άλφα αποδιεγέρσεων, οδηγούσε στην εκτίμηση των λόγων των συγκεντρώσεων μεταξύ των ^{218}Po , ^{214}Pb και ^{214}Bi , ενώ η συγκέντρωση του ^{214}Po θεωρούνταν ίση με αυτή του ^{214}Bi . Η μέτρηση του ρυθμού των αποδιεγέρσεων βρέθηκε [Breslin et al., 1969] ότι εκτιμά με λάθος 15% - 25% και 25% - 35% τους λόγους των συγκεντρώσεων $^{214}\text{Pb} / ^{218}\text{Po}$ και $^{214}\text{Bi} / ^{218}\text{Po}$ αντίστοιχα και έτσι η αρχική μέθοδος διαφοροποιήθηκε. Αντί του ρυθμού αποδιεγέρσεων καταμετράται ο συνολικός αριθμός των αποδιεγέρσεων άλφα εντός συγκεκριμένων χρονικών διαστημάτων, αμέσως μετά τη λήψη του ηθμού [Thomas, 1972]. Από τότε, έχουν προταθεί πολλές διαφοροποιήσεις βελτιστοποίησης της ακρίβειας της μεθόδου των [Tzivoglou et al. 1953]. Παράγοντες που έπρεπε να λαμβάνονται υπόψη ήταν: η απώλεια ^{218}Po στο χρονικό διάστημα μεταξύ συλλογής-καταμέτρησης λόγω του μικρού χρόνου ημιζωής του ([James and

Strong, 1973], [Cliff, 1978a], [Cliff, 1978b]), η αβεβαιότητα στην εκτίμηση του ρυθμού συλλογής ([Busigin and Phillips, 1980], [Busigin et al., 1982], [Pogorski et al., 1982]) και τέλος η αποτελεσματικότητα της συλλογής των θυγατρικών από τον ηθμό [Holmgren et al., 1977].

Τα συστήματα καταμέτρησης του συνολικού αριθμού των αποδιεγέρσεων άλφα (gross alpha counting) αντικαταστάθηκαν από ανιχνευτικά συστήματα ικανά για φασματοσκοπική ανάλυση των εκπεμπόμενων από τα θυγατρικά του ραδονίου σωματιδίων άλφα. Ήδη από το 1969 συστήματα ανιχνευτών ημιαγωγών αξιοποιήθηκαν για την μέτρηση και ενεργειακή διάκριση της ακτινοβολίας άλφα από ηθμούς συλλογής [Martz et al., 1969]. Έτσι βελτιώθηκε η ακρίβεια των εκτιμήσεων και μειώθηκε επίσης ο αριθμός των απαιτούμενων μετρήσεων ραδιενέργειας των ηθμών από τρεις σε δύο. Μέχρι και σήμερα πλήθος εργασιών αφορούν τη χρήση φίλτρων και φασματοσκοπικών συστημάτων ακτινοβολίας άλφα. [Takeshi et al., 1998]. Επίσης, ο προσδιορισμός των συγκεντρώσεων ραδιενέργειας των θυγατρικών προϊόντων του ραδονίου μπορεί να πραγματοποιηθεί και με τη χρήση ανιχνευτικών διατάξεων φασματοσκοπίας γάμμα.

4.1.4. Διάκριση προσαρτημένων και ελεύθερων θυγατρικών ισοτόπων.

Όπως ήδη αναφέρθηκε στο κεφάλαιο 3, η συμπεριφορά των θυγατρικών ισοτόπων του ραδονίου στον αέρα είναι αρκετά πολύπλοκη. Στον ατμοσφαιρικό αέρα, μπορεί είτε να προσαρτηθούν σε αερολύματα-φορείς είτε να παραμείνουν ελεύθερα - μη προσαρτημένα. Τα ελεύθερα θυγατρικά ισότοπα διαχέονται εύκολα και εναποτίθενται σε επιφάνειες του περιβάλλοντος χώρου, απομακρυνόμενα έτσι από τον αέρα. Τα προσαρτημένα αποκτούν μεγαλύτερο φαινομενικά μέγεθος και διαχέονται δυσκολότερα. Παραμένουν κατ' επέκταση επί μεγαλύτερο χρονικό διάστημα στον αέρα και μικρό ποσοστό τους προλαβαίνει να εναποτεθεί σε κάποια επιφάνεια πριν μεταστοιχειωθεί. Παρά το γεγονός ότι τα ελεύθερα θυγατρικά ισότοπα υπάρχουν σε μικρότερες ποσότητες στον αέρα, ο ρόλος τους στα σύγχρονα μοντέλα προσδιορισμού της δόσης, που δέχεται ο πνεύμονας από τα θυγατρικά προϊόντα του ραδονίου είναι εξίσου σημαντικός. ([ICRP, 1959], [ICRP, 1981], [NCRP, 1984], [NRC, 1991], [UNSCEAR, 1993]).

Τα περισσότερα ανιχνευτικά συστήματα μετρούν το ποσοστό των θυγατρικών ισοτόπων που βρίσκονται εναποτεθειμένα επάνω σε ηθμούς ή επάνω στην επιφάνεια του ίδιου του ανιχνευτή. Ο διαχωρισμός των θυγατρικών που παραμένουν ελεύθερα στον αέρα από εκείνα που προσαρτώνται σε σωματίδια αερολυμάτων είναι σύνθετη διαδικασία. Συνήθως, αξιοποιείται πειραματικά η ιδιότητα των ελεύθερων θυγατρικών ισοτόπων να

διαχέονται ευκολότερα από ότι τα προσαρτημένα καθώς και η ισχυρότερη τάση τους να εναποτίθενται σε επιφάνειες. Η πρώτη πειραματική μέθοδος διαχωρισμού έκανε χρήση ηθμού συλλογής και σωλήνων διαχύσεως (diffusion tubes) [Chamberlain and Dyson, 1956]. Ο αέρας πριν καταλήξει στον ηθμό συλλογής διέρχεται διαμέσου των σωλήνων διαχύσεως με αργό και σταθερό ρυθμό. Τα μη προσαρτημένα θυγατρικά, όντας σχετικά ελεύθερα να διαχέονται, εναποτίθενται στις επιφάνειες του σωλήνα διαχύσεως και δε συλλέγονται από τον ηθμό. Αντίθετα, τα προσαρτημένα θυγατρικά ισότοπα ακολουθούν τη ροή του αέρα και τελικά συλλέγονται από τον ηθμό. Συστήματα δύο σωλήνων διαχύσεως με ηθμούς τοποθετημένους σε διαφορετικές θέσεις βελτιστοποίησαν τις εκτιμήσεις των συγκεντρώσεων των θυγατρικών του ραδονίου στις δύο αυτές καταστάσεις [Craft et al., 1966].

Οι μέθοδοι με σωλήνες διαχύσεως παραγκωνίστηκαν από νέες μεθόδους που χρησιμοποιούσαν μεταλλικά πλέγματα ως συλλέκτες των ελεύθερων θυγατρικών του ραδονίου. Η πρώτη μέθοδος ([Thomas and Hinchliffe, 1972], [George, 1972], [James et al., 1972]) αφορούσε τη χρήση ενός μεταλλικού πλέγματος διαμέσου του οποίου ωθούνταν ο αέρας. Τα μη προσαρτημένα θυγατρικά εναποτίθενται στις επιφάνειες του πλέγματος ενώ τα προσαρτημένα διέρχονται και συλλέγονται σε ηθμούς που ακολουθούν. Η συγκέντρωση των μη προσαρτημένων θυγατρικών προκύπτει από τη διαφορά των μετρήσεων με και χωρίς τη χρήση πλέγματος. Η ικανότητα των πλεγμάτων να ενεργούν ως επιφάνειες εναπόθεσης των μη προσαρτημένων θυγατρικών ισωτόπων εκφράσθηκε [Cheng and Yeh, 1980] συναρτήσει της πυκνότητας του πλέγματος (του αριθμού των συρμάτων που απαρτίζουν το πλέγμα ανά μονάδα μήκους), της διαμέτρου των συρμάτων, της σταθεράς διαχύσεως των θυγατρικών ισωτόπων και του μέσου ρυθμού άντλησης του αέρα. Σε μεταγενέστερες μεθόδους χρησιμοποιήθηκαν περισσότερα του ενός πλέγματα, ενώ αναπτύχθηκαν και μέθοδοι που συνδυάζουν σωλήνες διαχύσεως και μεταλλικά πλέγματα ([Holub and Knutson, 1987] , [Holub et al., 1988]).

Τέλος, περιορισμένη χρήση έχει η μέθοδος συλλογής των ηλεκτρικά φορτισμένων θυγατρικών προϊόντων με τη χρήση ισχυρών ηλεκτρικών πεδίων. Σημαντικό ποσοστό των θυγατρικών προϊόντων του ραδονίου μετά το σχηματισμό τους και κατά την ανάκρουσή τους χάνουν έναν αριθμό ηλεκτρονίων και αποκτούν θετικό φορτίο λόγω αλληλεπίδρασης με τα μόρια του αέρα. Η μέθοδος αυτή πρώτο χρησιμοποιήθηκε σε συνδυασμό με τη μέθοδο των σωλήνων διαχύσεως [Charpuis et al., 1970]. Έχει εφαρμοστεί κυρίως για τον προσδιορισμό του ποσοστού των φορτισμένων θυγατρικών ισωτόπων ([Wilkening, 1952], [Soilleux 1970], [Busigin et al., 1981], [Tokonami et al., 1996]). Η διαφορά δυναμικού που χρησιμοποιείται στα πειράματα συλλογής ιόντων είναι της τάξης των kVolts, γεγονός που καθιστά τη μέθοδο δαπανηρή και δύσκολα εφαρμόσιμη σε εξωτερικούς χώρους.

4.2. Ταξινόμηση και σύγκριση των μεθόδων μέτρησης ραδονίου.

Στο παραπάνω εδάφιο αναφέρθηκαν οι κύριες τεχνικές μέτρησης του ραδονίου και των θυγατρικών του ισοτόπων, δίχως να γίνεται ιδιαίτερη αναφορά στα ανιχνευτικά μέσα που χρησιμοποιούνται. Η ύπαρξη μεγάλου αριθμού μεθόδων καθιστούν αναγκαία την ταξινόμηση και τη σύγκρισή τους. Προς τούτο θα γίνει ιδιαίτερη αναφορά στις αρχές λειτουργίας και τα ιδιαίτερα χαρακτηριστικά του ανιχνευτικού συστήματος, το οποίο χρησιμοποιείται στην εφαρμογή της κάθε μεθόδου.

4.2.1. Ταξινόμηση των μεθόδων μέτρησης του ραδονίου.

Για την ταξινόμηση των μεθόδων που αφορούν μετρήσεις ραδονίου ή (και) θυγατρικών του ισοτόπων χρησιμοποιούνται διάφορα κριτήρια, όπως για παράδειγμα, το είδος της ανιχνεύμενης ακτινοβολίας, η ταυτόχρονη ή μη ανίχνευση ραδονίου και θυγατρικών, ο απαιτούμενος χρόνος μέτρησης κ.α. Στη διεθνή βιβλιογραφία δυο κριτήρια χρησιμοποιούνται συχνότερα: ο απαιτούμενος χρόνος μέτρησης και η ανάγκη ή μη ηλεκτρικής τροφοδοσίας του ανιχνευτικού συστήματος. Σύμφωνα με το πρώτο κριτήριο οι μέθοδοι μέτρησης ταξινομούνται ως εξής:

Μέθοδοι αρπαγής (grab sampling): Πρόκειται για μεθόδους κατά την εφαρμογή των οποίων συλλέγεται ποσότητα αέρα για ένα ορισμένο χρονικό διάστημα. Το διάστημα αυτό συνήθως κυμαίνεται από μερικά λεπτά ως κάποιες ώρες. Η ανιχνεύμενη ραδιενέργεια αντιπροσωπεύει τις συγκεντρώσεις ραδιοϊσοτόπων του αέρα κατά τη στιγμή της συλλογής του. Οι συγκεκριμένες μέθοδοι χρησιμοποιούνται όταν απαιτείται μια γρήγορη εκτίμηση των συγκεντρώσεων ραδιενέργειας, όπως επίσης και στην περίπτωση που ενδιαφέρει η χρονική εξέλιξη των συγκεντρώσεων σε ένα χώρο. Η συλλογή του αέριου δείγματος γίνεται συνήθως με ηθμούς και στη συνέχεια η ραδιενέργεια των ηθμών καταμετράται με κατάλληλα ανιχνευτικά συστήματα ακτινοβολίας άλφα ή γάμμα και προσδιορίζονται οι συγκεντρώσεις των ραδιοϊσοτόπων με φασματοσκοπικές ή μη τεχνικές. Στις περισσότερες περιπτώσεις τόσο το σύστημα συλλογής (κυρίως αντλίες αέρα) όσο και το σύστημα ανίχνευσης και καταγραφής των δεδομένων (συνήθως ανιχνευτές αερίου ή ημιαγωγών) απαιτούν ηλεκτρική τροφοδοσία.

Μέθοδοι συνεχούς καταγραφής (continuous measurements): Πρόκειται για μεθόδους που ανιχνεύουν και καταγράφουν ανά τακτά χρονικά διαστήματα τη συγκέντρωση

ραδιενέργειας σε ένα χώρο. Οι διαδικασίες τόσο της μέτρησης όσο και της καταγραφής είναι συνήθως πλήρως αυτοματοποιημένες. Αν και η διάρκεια καταγραφής αφορά μεγάλα χρονικά διαστήματα (εβδομάδων ή μηνών), κάθε μια από τις επιμέρους μετρήσεις πραγματοποιείται σε μικρό χρονικό διάστημα συνήθως των λίγων λεπτών. Για το λόγο αυτό οι ανιχνευτές που χρησιμοποιούνται (συνήθως ανιχνευτές αερίου) έχουν την ικανότητα να καταγράφουν γρήγορα τις συγκεντρώσεις ραδιενέργειας. Οι μέθοδοι αυτές χρησιμοποιούνται σε περιπτώσεις κατά τις οποίες η χρονική διακύμανση των συγκεντρώσεων ραδιενέργειας αποτελεί το αντικείμενο μελέτης, ή όταν πραγματοποιούνται συσχετίσεις με μεγέθη που μεταβάλλονται συνέχεια με το χρόνο (π.χ. υγρασία, θερμοκρασία, ρυθμός έκλυσης ραδονίου κ.λ.π.). Και στις μεθόδους αυτές τα χρησιμοποιούμενα συστήματα απαιτούν τροφοδοσία είτε από εξωτερική είτε από εσωτερική πηγή ενέργειας (battery packs).

Μέθοδοι χρονικά ολοκληρωμένων μετρήσεων (time-integrated measurements):

Πρόκειται για μεθόδους που χρησιμοποιούνται στην εκτίμηση της μέσης τιμής της συγκέντρωσης ραδιενέργειας σε ένα χώρο στη διάρκεια ενός χρονικού διαστήματος. Ο χρόνος έκθεσης μπορεί να κυμαίνεται από λίγες ημέρες ως αρκετούς μήνες. Οι μέθοδοι αυτές εφαρμόζονται για την εκτίμηση της μέσης ραδιενεργού έκθεσης και έτσι χρησιμοποιούνται ευρέως για υπολογισμούς δοσιμετρίας. Λόγω της πληθώρας των εφαρμογών των μεθόδων έχει αναπτυχθεί μεγάλος αριθμός διαφορετικών ανιχνευτικών συστημάτων. Από τα πιο διαδεδομένα ανιχνευτικά μέσα είναι: οι ανιχνευτές πυρηνικών ιχνών (nuclear tracks detectors), οι ανιχνευτές ενεργού άνθρακα (activated carbon), οι ανιχνευτές θερμοφωταύγειας (thermo-luminance detectors), οι κυψελίδες σπινθηρισμών (scintillation cells) και οι ανιχνευτές φορτισμένων επιφανειών (charged electrets). Αν και η λειτουργία τους διαφέρει σημαντικά ο τρόπος χρήσης τους είναι παρόμοιος. Το ανιχνευτικό σύστημα αφήνεται για ένα χρονικό διάστημα στο χώρο μέτρησης, χωρίς να απαιτείται τροφοδοσία του. Μετά το πέρας της έκθεσης εκτιμάται με την χρήση κατάλληλων τεχνικών η μέση τιμή της συγκέντρωσης του ραδονίου ή (και) των θυγατρικών του στο χώρο. Λόγω της παρατεταμένης έκθεσής τους, τα συστήματα αυτά δεν επηρεάζονται σημαντικά από παράγοντες που διαφοροποιούν τη συγκέντρωση του ραδονίου για μικρά χρονικά διαστήματα, όπως οι αλλαγές των ατμοσφαιρικών συνθηκών, ο απότομος εξαερισμός του χώρου, η μεταβολή του ρυθμού εκροής του ραδονίου από το έδαφος κ.λ.π.

Σύμφωνα με το δεύτερο κριτήριο, το κριτήριο της τροφοδοσίας οι μέθοδοι ανίχνευσης διακρίνονται σε:

Ενεργές μεθόδους (active methods): Έτσι ονομάζονται οι μέθοδοι, στις οποίες χρησιμοποιούνται ανιχνευτικά συστήματα ή υπό-συστήματα (π.χ. συστήματα συλλογής αέρα) τα οποία απαιτούν για τη λειτουργία τους τροφοδοσία ενέργειας.

Παθητικές μεθόδους (passive methods): Πρόκειται για μεθόδους, η λειτουργία των οποίων δεν απαιτεί τροφοδοσία ενέργειας.

4.2.2. Σύγκριση των μεθόδων μέτρησης του ραδονίου.

Κάθε μέθοδος μέτρησης της συγκεντρώσεως του ραδονίου ή (και) των θυγατρικών του διαθέτει ιδιαίτερα χαρακτηριστικά και ο χαρακτηρισμός τους ως «πλεονεκτήματα» ή «μειονεκτήματα» σχετίζεται άμεσα με τον ειδικό σκοπό της ανάπτυξης της μεθόδου. Συνήθως, σε συγκρίσεις μεθόδων λαμβάνονται σοβαρά υπόψη φυσικοί και τεχνικοί παράγοντες όπως: οι χρονικές διακυμάνσεις της συγκεντρώσεως του ραδονίου, η ανάγκη συνεχούς τροφοδοσίας ή (και) τεχνικής υποστήριξης από εξειδικευμένο προσωπικό κατά τη διάρκεια των μετρήσεων, το είδος των ακτινοβολιών που καταγράφονται από τα ανιχνευτικά συστήματα και το κόστος.

Ο κύριος παράγοντας που πρέπει να λαμβάνεται υπόψη κατά την επιλογή μιας μεθόδου είναι η χρονική διακύμανση της συγκεντρώσεως του ραδονίου. Όπως έχει ήδη αναφερθεί πολλά φαινόμενα επηρεάζουν την έκλυση, την παραμονή και την απομάκρυνση του ραδονίου σε ένα χώρο. Αν ο σκοπός μιας έρευνας είναι η μελέτη των φαινομένων αυτών, συνιστώνται μέθοδοι στις οποίες πραγματοποιούνται μετρήσεις ανά τακτά μικρά χρονικά διαστήματα. Αν όμως, σκοπός της μέτρησης είναι η εκτίμηση της ετήσιας δόσης που δέχονται άτομα που χρησιμοποιούν ένα χώρο, τότε θα πρέπει να προτιμηθούν μέθοδοι χρονικά ολοκληρωμένων μετρήσεων. Σε όσες μάλιστα πραγματοποιούνται μετρήσεις επί μεγάλα χρονικά διαστήματα, η εκτίμηση της μέσης έκθεσης ραδιενέργειας επιτυγχάνεται με μεγαλύτερη ακρίβεια και κατ' επέκταση με μεγαλύτερη ακρίβεια υπολογίζεται και η απορροφώμενη δόση. Όπως έχει πειραματικά αποδειχθεί [Swedjemark, 1984], η χρήση μεθόδων με διάρκεια έκθεσης λίγων ωρών (μέθοδοι συλλογής αέρα) μπορεί να οδηγήσει σε σχετικό σφάλμα 33% κατά την εκτίμηση της ετήσιας δόσης. Επίσης, το σφάλμα μεθόδων έκθεσης από μία έως επτά ημέρες (μέθοδοι ενεργού άνθρακα) κυμαίνεται 20%-25%, των μεθόδων έκθεσης μιας έως τεσσάρων εβδομάδων (μέθοδοι φορτισμένων επιφανειών και θερμό-φωταύγειας) από 18%-20%, ενώ το σφάλμα από τη χρήση ανιχνευτών πυρηνικών ιχνών με διάρκεια έκθεσης τριών μηνών φθάνει έως 13%. Τέλος το σφάλμα μεμονωμένων

μετρήσεων διάρκειας λίγων λεπτών (μέθοδοι αδιάκοπης καταγραφής) είναι μεγαλύτερο του 33%.

Σε περιπτώσεις μελετών που απαιτούν ακρίβεια στην εκτίμηση της δόσης, άρα και μεγάλο χρόνο έκθεσης, οι μέθοδοι χρονικά ολοκληρωμένων μετρήσεων παρέχουν ένα ακόμα πλεονέκτημα. Οι μετρήσεις πραγματοποιούνται χωρίς τροφοδοσία και δίχως την ανάγκη απασχόλησης τεχνικού προσωπικού για όλο το χρονικό διάστημα που απαιτείται για τη λήψη των δεδομένων. Αντίθετα, οι μέθοδοι αρπαγής θεωρούνται ως οι πλέον ακατάλληλες, καθώς απαιτείται συνεχής τροφοδοσία ενέργειας και απασχόληση προσωπικού που θα αλλάζει και θα καταμετρά τους ηθμούς όταν συλλέγονται. Η εφαρμογή μεθόδων αδιάκοπης καταγραφής λόγω της πλήρους αυτοματοποίησής τους επιτρέπουν την δίχως επιτήρηση καταμέτρηση για μεγάλα χρονικά διαστήματα, ακόμα και με τη χρήση συστημάτων εσωτερικής τροφοδοσίας (battery packs). Σε σύγκριση ωστόσο με τους ανιχνευτές που χρησιμοποιούνται σε χρονικά ολοκληρωμένες μετρήσεις, τα συστήματα συνεχούς καταγραφής έχουν μεγαλύτερο κόστος, είναι μεγαλύτερα σε μέγεθος και παρέχουν μικρότερη δυνατότητα μετακίνησης καθώς συνήθως απαιτείται εγκατάσταση από εξειδικευμένο προσωπικό.

Βασικό κριτήριο για την επιλογή ανιχνευτικού συστήματος που θα χρησιμοποιηθεί για χρονικά ολοκληρωμένες μετρήσεις είναι η απαιτούμενη διάρκεια έκθεσης. Για εκτιμήσεις σε σύντομο χρονικό διάστημα, οι μέθοδοι των φορτισμένων επιφανειών και του ενεργού άνθρακα είναι οι πλέον διαδεδομένες. Μάλιστα, λόγω της ευκολότερης διαδικασίας μέτρησης και εκτίμησης, προτιμάται η μέθοδος φορτισμένων επιφανειών. Όμως, κάθε ανιχνευτής, που χρησιμοποιείται για την εφαρμογή της μεθόδου αυτής, μπορεί να χρησιμοποιηθεί για έναν περιορισμένο αριθμό μετρήσεων. Ανάλογα με τις συγκεντρώσεις ραδονίου που μετρώνται κάθε φορά, ο αριθμός αυτός κυμαίνεται από 2-10 μετρήσεις. Για να επαναχρησιμοποιηθεί ο ανιχνευτής απαιτείται η προμήθεια νέας φορτισμένης επιφάνειας γεγονός που αυξάνει σημαντικά το κόστος. Αντίθετα οι ανιχνευτές ενεργού άνθρακα μπορούν να χρησιμοποιούνται ξανά περισσότερες φορές.

Όταν απαιτείται ικανοποιητική ακρίβεια στις μετρήσεις, η διάρκεια της έκθεσης πρέπει να επιμηκύνεται από έναν ως και περισσότερους μήνες. Στην περίπτωση αυτή θα πρέπει να προτιμώνται οι ανιχνευτές θερμό-φωταύγειας και οι ανιχνευτές πυρηνικών ιχνών. Σε συντριπτικό ποσοστό των ερευνών που δημοσιεύονται τα τελευταία χρόνια, επιλέγονται ανιχνευτές πυρηνικών ιχνών αντί των ανιχνευτών θερμό-φωταύγειας. Αν και οι ανιχνευτές θερμό-φωταύγειας, με τη χρήση κατάλληλων ηλεκτρονικών διατάξεων, παρέχουν απευθείας εκτίμηση της δόσης, χαρακτηρίζονται από το μειονέκτημα ότι είναι ιδιαίτερα ευαίσθητοι στην ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία. Πολλές πηγές (κοσμική ακτινοβολία, άλλα ραδιοϊσότοπα του αέρα κ.λ.π.) παράγουν ακτινοβολία γάμμα ενέργειας που δύσκολα διαχωρίζεται από εκείνη των θυγατρικών ισοτόπων του ραδονίου. Αντίθετα, οι ανιχνευτές

πυρηνικών ιχνών δεν είναι ευαίσθητοι στην ακτινοβολία γάμμα και καταγράφουν μόνο τα φορτισμένα σωματίδια με μάζα ίση και μεγαλύτερη από την μάζα του πρωτονίου. Επιπλέον, τα ίχνη των σωματιδίων που καταγράφονται παραμένουν άφθαρτα για πολλά χρόνια, παρέχοντας έτσι τη δυνατότητα αρχειοθέτησης αλλά και επεξεργασίας των δεδομένων μιας μέτρησης αργότερα. Τέλος, τόσο οι ανιχνευτές ιχνών όσο και ο εξοπλισμός που απαιτείται για την επεξεργασία και τη καταγραφή των δεδομένων έχουν αρκετά χαμηλό κόστος, εύκολη χρήση και πολλές εφαρμογές στο ερευνητικό πεδίο της δοσιμετρίας. [Tokonami, 2005]

Για όλους τους παραπάνω λόγους [Nikolaev and Pic, 1999], οι ανιχνευτές πυρηνικών ιχνών επιλέχθηκαν ως το κύριο ανιχνευτικό σύστημα για τις μετρήσεις της παρούσας διατριβής. Στα επόμενα εδάφια πραγματοποιείται μια εκτενής αναφορά στις αρχές λειτουργίας τις ιδιότητες και τα χαρακτηριστικά των ανιχνευτών ιχνών.

4.3. Ανιχνευτές πυρηνικών ιχνών- λειτουργία και βασικά μεγέθη.

Οι ανιχνευτές πυρηνικών ιχνών (Solid State Nuclear Track Detectors SSNTD) από άποψη ηλεκτρικής αγωγιμότητας είναι μονωτικά υλικά σε στερεά φάση. Όταν ένα φορτισμένο σωματίδιο κατάλληλης μάζας προσπέσει σε επιφάνεια του ανιχνευτή, αλληλεπιδρά με τα μόρια της επιφανείας προκαλώντας ιονισμό και δημιουργείται ένα ίχνος. Με την επίδραση καυστικών διαλυμάτων τα ίχνη αυτά μεγεθύνονται ώστε να είναι ορατά με οπτικό μικροσκόπιο. Ως πρώτη ύλη για την παρασκευή ανιχνευτών πυρηνικών ιχνών συνήθως χρησιμοποιούνται πολυμερή πλαστικά. Εκτός από το χαμηλό τους κόστος, είναι ανθεκτικά υλικά, εύκολα στη χρήση, με αυξημένη ευαισθησία στην καταγραφή σωματιδίων. Οι πλέον διαδεδομένοι τύποι ανιχνευτών είναι οι ανιχνευτές CR-39 (polyallyl di-glicol carbonate), παρασκευάζονται από την Pershore Mouldings Ltd στην Αγγλία, οι LR-115 (cellulose nitrate) που παρασκευάζονται από την Kodak-Pathe στη Γαλλία και οι ανιχνευτές Makrofol (bisphenol-A polycarbonates), που παρασκευάζονται από την Bayer-AG στη Γερμανία. Οι δύο πρώτοι τύποι έχουν πιο αυξημένη ευαισθησία στην καταγραφή σωματιδίων σε σχέση με τον τρίτο τύπο, αν και οι ανιχνευτές LR-115 δε μπορούν να καταγράψουν ίχνη σωματιδίων άλφα με ενέργεια μεγαλύτερη των 4 MeV ([Bonetti et al., 1991], [Planinic, 1992]). Ο ανιχνευτής CR-39 μπορεί να καταγράψει σωματίδια άλφα με ενεργειακό εύρος 0.5-20 MeV. Ως εκ τούτου καλύπτει πλήρως το φάσμα ενεργειών των σωματιδίων που εκπέμπονται από το ραδόνιο και τα θυγατρικά του ισότοπα.

4.3.1. Βασικές αρχές λειτουργίας των ανιχνευτών πυρηνικών ιχνών.

Ιστορικά, η πρώτη αναφορά σε ανιχνευτές πυρηνικών ιχνών έγινε το 1958 όταν ο D. A. Young δημοσίευσε στο περιοδικό Nature την πρώτη επιστημονική εργασία που αφορούσε την καταγραφή ιχνών από εκπεμπόμενα σωματίδια σε κρύσταλλο φθοριούχου λιθίου LiF [Young, 1958]. Χρησιμοποιώντας δέσμη νετρονίων ακτινοβολήθηκε λεπτό φύλλο ουρανίου και προκλήθηκαν σχάσεις πυρήνων του. Τα θραύσματα της σχάσης προσέκρουσαν στον κρύσταλλο LiF που βρισκόταν σε επαφή με το φύλλο ουρανίου. Μετά από επεξεργασία με καυστικό διάλυμα, παρατηρήθηκαν με τη βοήθεια μικροσκοπίου τα ίχνη που άφησαν τα θραύσματα της σχάσης στην επιφάνεια του κρυστάλλου. Τον επόμενο χρόνο με χρήση ηλεκτρονικού μικροσκοπίου οι Silk και Barnes [Silk and Barnes, 1961] ανέφεραν την ύπαρξη παρόμοιων ιχνών και σε κομμάτι του ορυκτού μαρμαρυγίας (μίκρα). Από τότε ακολούθησαν πλήθος εργασιών στις οποίες αναφέρθηκαν και άλλα υλικά από πλαστικό ή ύαλο, ικανά για την καταγραφή ιχνών φορτισμένων σωματιδίων.

Η λειτουργία των ανιχνευτών πυρηνικών ιχνών βασίζεται στην ιδιότητα των φορτισμένων σωματιδίων να ιονίζουν τα μόρια της ύλης από την οποία διέρχονται. Όταν ένα σωματίδιο με μάζα και φορτίο ίσα και μεγαλύτερα από του πρωτονίου εισέλθει εντός του ανιχνευτή ιχνών, δημιουργούνται ζεύγη ιονισμένων μορίων και ηλεκτρονίων. Για παράδειγμα, ένα σωματίδιο άλφα ενέργειας 6 MeV προκαλεί στο υλικό του ανιχνευτή LR-115 το σχηματισμό 150.000 ζευγών. Με δεδομένο ότι η πορεία του σωματιδίου τερματίζεται 40μm εντός του υλικού, δημιουργείται μια συγκέντρωση 3700 ιόντων ανά μm . Εφόσον το υλικό είναι μονωτής η κίνηση των ηλεκτρονίων εντός των ανιχνευτών πραγματοποιείται πολύ δύσκολα και τα παραγόμενα ζεύγη δεν επανασυνδέονται. Έτσι, η περιοχή που καταλαμβάνουν τα ζεύγη των ιόντων παραμένει σταθερή για μεγάλο χρονικό διάστημα. Η περιοχή αυτή, η οποία στη βιβλιογραφία συναντάται συνήθως με τον όρο λανθάνον ίχνος (latent track), έχει διαστάσεις που σχετίζονται τόσο με το είδος του φορτισμένου σωματιδίου που την προκάλεσε, όσο και με την ενέργεια και τη γωνία πρόσπτωσης του σωματιδίου.

Όταν υλικό στο οποίο σχηματίστηκαν λανθάνοντα ίχνη εκτεθεί σε ορισμένα καυστικά διαλύματα (συνήθως NaOH ή KOH), αρχίζουν χημικές αλληλεπιδράσεις μεταξύ του υλικού και του διαλύματος. Οι αλληλεπιδράσεις αυτές είναι κατά πολύ εντονότερες στις περιοχές όπου βρίσκονται τα λανθάνοντα ίχνη και ειδικά κατά μήκος αυτών. Ως αποτέλεσμα έχουν την χάραξη (etching) της επιφάνειας των ανιχνευτών, η οποία πραγματοποιείται με μεγαλύτερο ρυθμό στις θέσεις των ιχνών, όπου δημιουργούνται εσοχές βάθους και γεωμετρικών χαρακτηριστικών ανάλογων με το μέγεθος του λανθάνοντος ίχνους. Η διαδικασία αυτή ονομάζεται χημική χάραξη (chemical etching) ή διαδικασία εμφάνισης των ιχνών (tracks visualization). Αν και ο μηχανισμός της χημικής χάραξης δεν είναι ακόμα

γνωστός με ακρίβεια, η σημασία της στην ανάπτυξη και τη διαμόρφωση των γεωμετρικών χαρακτηριστικών των ιχνών έχει προκαλέσει το ενδιαφέρον των ερευνητών, ώστε μεγάλο μέρος της έρευνας, της αφιερωμένης στους ανιχνευτές ιχνών, αφορά τη μελέτη και την πειραματική εκτίμηση των ποσοτήτων που σχετίζονται με τη δημιουργία ιχνών. [Somogyi, 1984]

Συνοπτικά, ο σχηματισμός των ιχνών πραγματοποιείται σε δύο διαδοχικές διαδικασίες. Την αλληλεπίδραση του υλικού με το σωματίδιο και ακολούθως την αλληλεπίδραση του υλικού με το καυστικό διάλυμα. Στα παρακάτω εδάφια επιχειρείται εκτενής αναφορά στις διαδικασίες αυτές και στα σημαντικότερα μεγέθη, που τις περιγράφουν.

4.3.2. Αλληλεπίδραση φορτισμένων σωματιδίων με τους ανιχνευτές.

Μετά την είσοδό του στο υλικό του ανιχνευτή, το φορτισμένο σωματίδιο μετέχει σε μεγάλο πλήθος αλληλεπιδράσεων με τα μόρια του υλικού. Οι αλληλεπιδράσεις αυτές είναι ηλεκτρομαγνητικής φύσης και σε μεγάλο ποσοστό πραγματοποιούνται μεταξύ των φορτισμένων σωματιδίων και των ηλεκτρονίων των μορίων του υλικού. Οι αλληλεπιδράσεις με τους πυρήνες είναι επίσης πιθανές αλλά πολύ σπανιότερες. Με τον τρόπο αυτό η ενέργεια του σωματιδίου κατανέμεται σε πλήθος ηλεκτρονίων. Όταν τα ηλεκτρόνια αποκτήσουν ικανή ενέργεια διαφεύγουν από το δυναμικό που τα συγκρατεί στα μοριακά τροχιακά και κινούμενα αλληλεπιδρούν με άλλα μόρια, τα οποία με τη σειρά τους έχουν πιθανότητα να ιονισθούν κ.λ.π. Έτσι, από μια αλληλεπίδραση του σωματιδίου με το υλικό, δημιουργείται αριθμός ιόντων είτε ως άμεσο αποτέλεσμα της αλληλεπίδρασης είτε ως επακόλουθο του ιονισμού των πρώτων ηλεκτρονίων. Υπάρχει επίσης η πιθανότητα, ηλεκτρόνια να αποκτήσουν αρκετή ενέργεια ώστε να διαφύγουν έξω από την περιοχή του λανθάνοντος ίχνους, ως ακτινοβολία δέλτα (delta δ rays). Όμως τα ηλεκτρόνια αυτά θεωρείται ότι δεν επηρεάζουν τον αριθμό των ιόντων της περιοχής του λανθάνοντος ίχνους και κατ' επέκταση δε συνεισφέρουν στη διαμόρφωσή του.

Το ίδιο το σωματίδιο χάνει την αρχική του ενέργεια σταδιακά σε μικρά ποσά μέχρι αυτή να εξαντληθεί και έτσι να τερματιστεί η κίνησή του. Ανάλογα με την ενέργεια και το είδος του σωματιδίου, το βεληνεκές, δηλαδή η απόσταση που διανύει εντός του υλικού διαφέρει. Στην περίπτωση των σωματιδίων άλφα με ενέργειες ως 7.69 MeV (ενέργεια εκπομπής σωματιδίου άλφα από το ^{214}Po) η κίνησή τους τερματίζεται μετά από μερικές δεκάδες μικρά ($1 \mu\text{m} = 10^{-6} \text{m}$). Η φυσική ποσότητα που περιγράφει την απώλεια ενέργειας ή ορθότερα τη μεταφορά ενέργειας από το σωματίδιο στο υλικό είναι η *ισχύς ανάσχεσης*

(stopping power), η οποία περιγράφει την ποσότητα ενέργειας (dE), που μεταφέρεται από το σωματίδιο στο υλικό ανά διάστημα κίνησης (dx) και για το λόγο αυτό συχνά ονομάζεται και γραμμική μεταφορά ενέργειας (Linear Energy Transfer). Συχνότερα χρησιμοποιούμενες μονάδες μέτρησης του μεγέθους αυτού είναι το MeV/cm ή το keV/μm. Η πρώτη μαθηματική έκφραση της ισχύος ανάσχεσης δόθηκε από τον N.Bohr και αποτελούσε προσέγγιση της αλληλεπίδρασης σωματιδίου-ηλεκτρονίου από τη σκοπιά της κλασικής μηχανικής. Η έκφραση αυτή τροποποιήθηκε από τον H.Beth [Beth, 1930] ώστε να λαμβάνονται υπόψη κβαντικά φαινόμενα και εν συνεχεία από τον F.Block [Block, 1933], όποτε η έκφραση εμπλουτίστηκε και από την επίδραση σχετικιστικών φαινομένων. Η ευρέως χρησιμοποιούμενη έκφραση για την ισχύ ανάσχεσης, γνωστή και ως σχέση των Beth-Block εκφράζεται ως:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2}{mv^2} NZ \left[\ln\left(\frac{2mv^2}{I}\right) - \ln(1-\beta^2) - \beta^2 \right] \quad (4.3.2.1)$$

Στην παραπάνω εξίσωση με N συμβολίζεται η πυκνότητα ατόμων (άτομα/m³) του υλικού στο οποίο κινείται το σωματίδιο, με Z ο ατομικός αριθμός του υλικού, με z το φορτίο του κινούμενου σωματιδίου, με v η ταχύτητά του, με β ο λόγος της ταχύτητάς του ως προς την ταχύτητα του φωτός, με m η μάζα του σωματιδίου και με e το φορτίο του ηλεκτρονίου. Με I (eV) συμβολίζεται η μέση τιμή του δυναμικού ιονισμού για τα ηλεκτρόνια στο εν λόγω υλικό, το οποίο σε πρώτη προσέγγιση είναι ανάλογο του ατομικού αριθμού του υλικού Z . Η παραπάνω έκφραση λαμβάνει υπόψη αποκλειστικά την αλληλεπίδραση του σωματιδίου με τα ηλεκτρόνια των μορίων και δεν περιγράφει τις αλληλεπιδράσεις με τους πυρήνες. Ακόμα υπάρχει πιθανότητα, φορτισμένα σωματίδια μικρής ενέργειας να προσλάβουν ηλεκτρόνια από μια αλληλεπίδραση και να τα χάσουν σε επόμενη. Τέτοια φαινόμενα δε λαμβάνονται υπόψη στην εξίσωση (4.3.2.1).

Η πιο συχνή εφαρμογή του μεγέθους της ισχύος ανάσχεσης είναι ο υπολογισμός της απόστασης που διανύει το φορτισμένο σωματίδιο εντός του υλικού. Πιο συγκεκριμένα η απόσταση αυτή, η οποία ονομάζεται βεληνικές (range) και συμβολίζεται με R , δίνεται από το ολοκλήρωμα:

$$R(E) = \int_0^E \left(-\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE \quad (4.3.2.2)$$

όπου E είναι η αρχική ενέργεια του σωματιδίου που προσπίπτει στο υλικό. Στην παραπάνω έκφραση η κίνηση του σωματιδίου εντός του υλικού θεωρείται ευθύγραμμη. Στην πραγματικότητα, η αλληλεπίδραση του σωματιδίου με τα ηλεκτρόνια δεν είναι ικανή να

μεταβάλλει τη διεύθυνση της τροχιάς του. Δε συμβαίνει όμως το ίδιο και στις αλληλεπιδράσεις του με τους πυρήνες του υλικού. Ωστόσο αυτές είναι πολύ λιγότερο πιθανές και έτσι στο συνολικό ποσοστό, η προσέγγιση της κίνησης του σωματιδίου σε ευθεία είναι ικανοποιητική.

Όπως αναφέρθηκε παραπάνω, υπάρχουν ηλεκτρόνια, τα οποία προσλαμβάνουν από την αλληλεπίδραση ποσά ενέργειας ικανά ώστε να απομακρυνθούν από την περιοχή του λανθάνοντος ίχνους ως ακτινοβολία δέλτα. Η ενέργεια αυτή δε συνυπολογίζεται στην γραμμική μεταφορά ενέργειας LET καθώς δεν επηρεάζει τις αλληλεπιδράσεις στην περιοχή του ίχνους. Για το λόγο αυτό εισάγεται μια νέα ποσότητα, που ονομάζεται *περιορισμένη απώλεια ενέργειας* (Restricted Energy Loss REL). Μόνο ποσά (dE/dx) απώλειας ενέργειας *μικρότερα* από ένα ορισμένο ποσό ενέργειας E_b πρέπει να λαμβάνονται υπόψη στην εκτίμηση της συνολικής ενέργειας που απέδωσε το σωματίδιο στην περιοχή. Ποσά ενέργειας *μεγαλύτερα* από την τιμή E_b θεωρείται ότι μετατρέπονται εξ ολοκλήρου σε ενέργεια ακτινοβολίας δέλτα. Με βάση τα παραπάνω, τα μεγέθη LET και REL εκφράζονται ως:

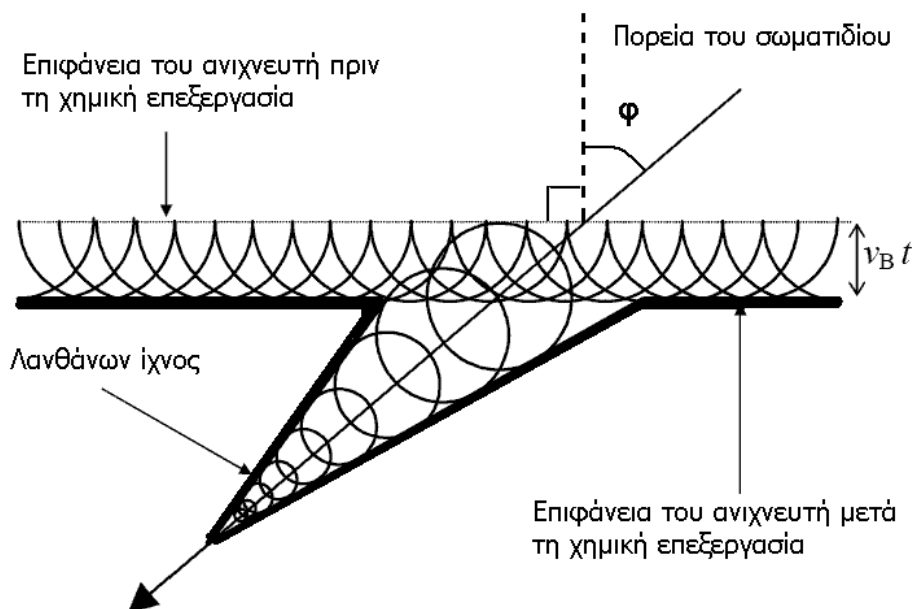
$$LET = \left[-\frac{dE}{dx} \right]_{E \leq E_b} \quad REL = \left[-\frac{dE}{dx} \right]_{E \geq E_b} \quad (4.3.2.3)$$

Η τιμή ενέργειας E_b , πάνω από την οποία τα ηλεκτρόνια διαφεύγουν ως ακτινοβολία δέλτα, διαφέρει από υλικό σε υλικό. Ακόμα και για το ίδιο υλικό, η ενέργεια αυτή δεν είναι η μοναδική. Συνήθως χρησιμοποιείται μια τιμή, η οποία θεωρείται ως η μέγιστη ενέργεια της ακτινοβολίας δέλτα. Έτσι στη βιβλιογραφία, το μέγεθος της *περιορισμένης απώλειας ενέργειας* REL συνοδεύεται από ένα δείκτη (π.χ. REL₃₅₀), ο οποίος αντιπροσωπεύει τη μέγιστη αυτή τιμή (ενέργεια αποκοπής: cut off energy) και εκφράζεται σε eV. Προγράμματα υπολογισμού των μεγεθών αυτών, που χρησιμοποιούνται ευρέως, είναι το SRIM [Ziegler and Biersak, 1985] και το StopPow [Dorschel and Henniger, 2000].

4.3.3. Χημική επεξεργασία των ανιχνευτών.

Η αλληλεπίδραση φορτισμένων σωματιδίων με το υλικό των ανιχνευτών έχει ως αποτέλεσμα τη δημιουργία λανθανόντων ίχνων. Η διαδικασία μεγέθυνσής τους (track visualization) αποτελεί μια ακόμα σημαντική διαδικασία. Πραγματοποιείται με την *χημική διάβρωση (χάραξη)* (chemical etching) των ανιχνευτών μέσω της χρήσης κατάλληλου καυστικού διαλύματος σε θερμοκρασία 25°C-80°C. Στην συνηθέστερη περίπτωση των πλαστικών ανιχνευτών, κατάλληλα διαλύματα είναι το καυστικό νάτριο και το καυστικό κάλιο (NaOH, KOH), καθώς και διαλύματα τους με αλκοόλες, που επιταχύνουν τη διαδικασία χάραξης. Η εμφάνιση των ίχνων οφείλεται στο γεγονός ότι η χημική

αλληλεπίδραση του καυστικού διαλύματος με το υλικό του ανιχνευτή είναι πολύ εντονότερη στην περιοχή των λανθανόντων ίχνων.



Σχήμα 4.3.3.1. Σχηματική αναπαράσταση της επιφάνειας ανιχνευτή πυρηνικών ίχνων μετά από χημική επεξεργασία για χρονικό διάστημα t .

Συγκεκριμένα, η επιφάνεια του ανιχνευτή χαράσσεται (δηλ. αφαιρείται) με ένα ρυθμό χαρακτηριστικό του υλικού και των συνθηκών της χημικής επεξεργασίας. Ο ρυθμός αυτός ονομάζεται *ρυθμός διάβρωσης (χάραξης) του ανιχνευτή* U_b (bulk etch rate) και θεωρείται σταθερός σε όλη την επιφάνεια του ανιχνευτή. Στην περιοχή των λανθανόντων ίχνων, η χημική αλληλεπίδραση είναι ταχύτερη. Ο *ρυθμός διάβρωσης (χάραξης) της περιοχής του ίχνους* U_t (track etch rate) είναι μεγαλύτερος από τον αντίστοιχο της επιφάνειας. Επίσης, ενώ η χάραξη του ανιχνευτή πραγματοποιείται ιστροπικά στην επιφάνειά του, η χάραξη της περιοχής του ίχνους ακολουθεί τη διαδρομή του σωματιδίου που το προκάλεσε και παύει όταν φθάσει στο σημείο όπου αυτό τερμάτισε την τροχιά του, όπως φαίνεται και στο σχήμα 4.3.3.1. Βασική συνθήκη για την εμφάνιση του ίχνους αποτελεί η ικανοποίηση της σχέσης:

$$U_t \cos \phi > U_b \quad (4.3.3.1)$$

όπου με ϕ συμβολίζεται η γωνία πρόσπτωσης του σωματιδίου ως προς την κάθετο προς την επιφάνεια του ανιχνευτή. Από τη σχέση αυτή προκύπτει η *γωνία καταγραφής* ϕ_{cr} (registration angle) του σωματιδίου:

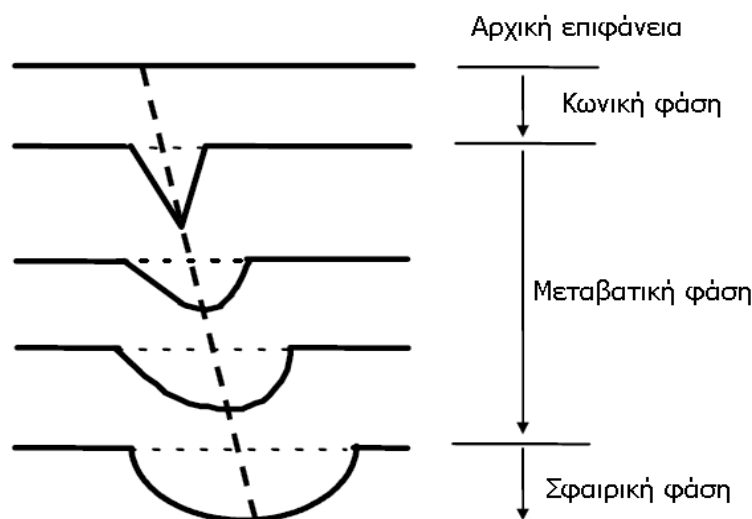
$$\phi_{cr} = \arccos\left(\frac{U_b}{U_t}\right) \quad (4.3.3.2)$$

Σωματίδια που προσπίπτουν υπό γωνία μεγαλύτερη από τη γωνία καταγραφής, δημιουργούν λανθάνοντα ίχνη, τα οποία δεν είναι δυνατό να μεγεθυνθούν. Ο ρυθμός U_b εξαρτάται από το υλικό του ανιχνευτή, από το είδος και τη συγκέντρωση του καυστικού διαλύματος καθώς και από τη θερμοκρασία υπό την οποία πραγματοποιείται η χημική επεξεργασία. Ο ρυθμός U_t εξαρτάται από τους ίδιους παράγοντες και επιπρόσθετα από τη μάζα και το φορτίο του σωματιδίου καθώς και από τις ενέργειες LET και REL. Σημαντικό επίσης ρόλο στα θεωρητικά μοντέλα που περιγράφουν το σχηματισμό και τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά των ιχνών κατέχει και ο λόγος των παραπάνω μεγεθών:

$$V = \frac{U_t}{U_b} \quad (4.3.3.3)$$

Ο λόγος αυτός δεν παραμένει σταθερός με το χρόνο και συνήθως ονομάζεται *απόκριση του ανιχνευτή* (detector's response).

Το σχήμα των ιχνών μεταβάλλεται σημαντικά κατά τη διάρκεια της χημικής επεξεργασίας. Θεωρώντας ότι η διάρκειά της είναι αρκετή ώστε το καυστικό διάλυμα να φθάσει ως το τέρμα της τροχιάς του σωματιδίου, το σχήμα κάθε ίχνους διέρχεται από τρεις φάσεις. Οι φάσεις αυτές όπως φαίνεται και στο σχήμα 4.3.3.2 ονομάζονται *κωνική* (conical), *μεταβατική* (transition) και *σφαιρική* (spherical) φάση.



Σχήμα 4.3.3.2. Σχηματική αναπαράσταση των φάσεων που διέρχεται το σχήμα του ίχνους κατά τη διαδικασία της χημικής επεξεργασίας του ανιχνευτή. Μετά τη σφαιρική φάση οπότε και το καυστικό διάλυμα έχει φθάσει στο σημείο τερματισμού της τροχιάς του σωματιδίου οι λόγοι U_b και U_t είναι ίσοι.

Στις δύο πρώτες το σχήμα του ίχνους μετατρέπεται σταδιακά σε κωνικό με ολοένα αμβλυνόμενη κορυφή. Κατά τη διάρκειά τους ο ρυθμός U_t εξακολουθεί να είναι μεγαλύτερος από τον ρυθμό U_b . Η μεταβατική φάση ολοκληρώνεται όταν το καυστικό διάλυμα φθάσει

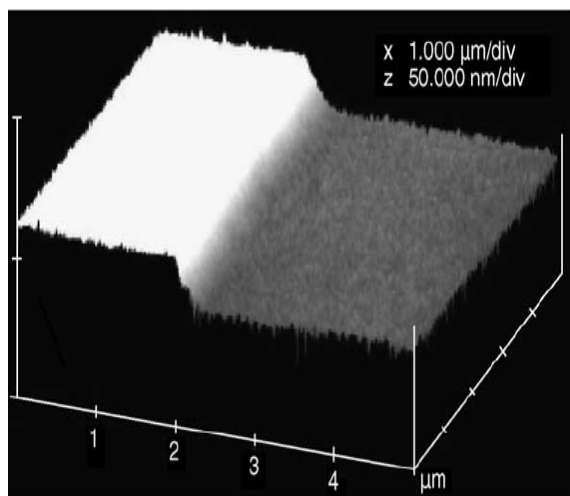
στο σημείο τερματισμού της τροχιάς του σωματιδίου, οπότε και το σχήμα του ίχνους του μετατρέπεται σε σφαιρικό. Εάν η χημική επεξεργασία του ανιχνευτή συνεχιστεί, η περιοχή του ίχνους χαράσσεται με τον ίδιο πλέον ρυθμό U_b , όπως και η υπόλοιπη επιφάνεια του ανιχνευτή, ενώ το σχήμα του ίχνους παραμένει σφαιρικό και αυξάνει σε μέγεθος.

4.3.4. Προσδιορισμός των ρυθμών U_b και U_t (bulk, track etch rate).

Τα μεγέθη του ρυθμού χάραξης του ανιχνευτή U_b και του ρυθμού χάραξης της περιοχής του ίχνους U_t αποτελούν τις δύο πιο συχνά προσδιοριζόμενες ποσότητες στις εργασίες όπου χρησιμοποιούνται οι ανιχνευτές πυρηνικών ιχνών. Και οι δύο αποτελούν σημαντικούς παράγοντες για το κατά πόσο θα εμφανισθούν ή όχι τα ίχνη αλλά και για τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά που αυτά θα έχουν. Ο πειραματικός προσδιορισμός τους επιτυγχάνεται με άμεσες και έμμεσες μετρήσεις και έχει ως σήμερα πραγματοποιηθεί πολλές φορές για τους διάφορους ανιχνευτές πυρηνικών ιχνών, κάτω από διαφορετικές συνθήκες χημικής επεξεργασίας και για ένα πλήθος φορτισμένων σωματιδίων.

Η πλέον απλή άμεση μέτρηση που μπορεί να πραγματοποιηθεί για τον προσδιορισμό του ρυθμού χάραξης του ανιχνευτή U_b , είναι η μέτρηση του πάχους του ανιχνευτή πριν και μετά τη χημική του επεξεργασία με τη χρήση μικρομέτρου. Η διαφορά του πάχους του εκάστοτε ανιχνευτή σε συνήθεις συνθήκες χημικής επεξεργασίας διάρκειας 3 έως 10 ωρών, είναι της τάξης των μερικών μικρομέτρων για τις πρώτες ώρες και ανέρχεται σε μερικές δεκάδες μικρόμετρα προς το τέλος της διαδικασίας. Η διακριτική ικανότητα των απλών μικρομέτρων δεν επαρκεί για ακριβείς μετρήσεις και έτσι η συγκεκριμένη τεχνική έχει πλέον εγκαταλειφθεί ειδικά για εκτιμήσεις που αφορούν τα πρώτα στάδια της χημικής επεξεργασίας. Σε πολλές ωστόσο περιπτώσεις, ειδικά στο παρελθόν, ο ρυθμός αυτός προσδιοριζόταν πειραματικά με τη χρήση μικρομέτρου μετά από μεγάλη διάρκεια χημικής επεξεργασίας (20-30 ωρών) οπότε και το πάχος είχε μειωθεί τόσο όσο επέτρεπε μια ικανοποιητική εκτίμηση. Σε τέτοιες μετρήσεις θεωρείται ότι ο ρυθμός χάραξης του ανιχνευτή U_b είναι χρονικά αμετάβλητος και έτσι οι τιμές που προσδιορίζονται από διάρκεια χημικής επεξεργασίας των 20-30 ωρών μπορεί να περιγράψει το ρυθμό και των πρώτων ωρών.

Με σκοπό την αύξηση της ακρίβειας ατομικά και ηλεκτρονικά μικροσκόπια (Atomic Force Microscope και Scanning Electron Microscope) μπορούν να χρησιμοποιηθούν αντί του μικρομέτρου. [Vucovic and Atanasijevic, 1995]. Για να διαπιστωθεί η διαφορά πάχους με αυτά, προτού οι ανιχνευτές υποστούν την επεξεργασία του καυστικού διαλύματος ένα μέρος τους καλύπτεται με πλαστική ρητίνη. Η πλαστική ρητίνη δρα προστατευτικά και δεν επιτρέπει την χάραξη από το διάλυμα της επιφάνειας του ανιχνευτή που καλύπτει.



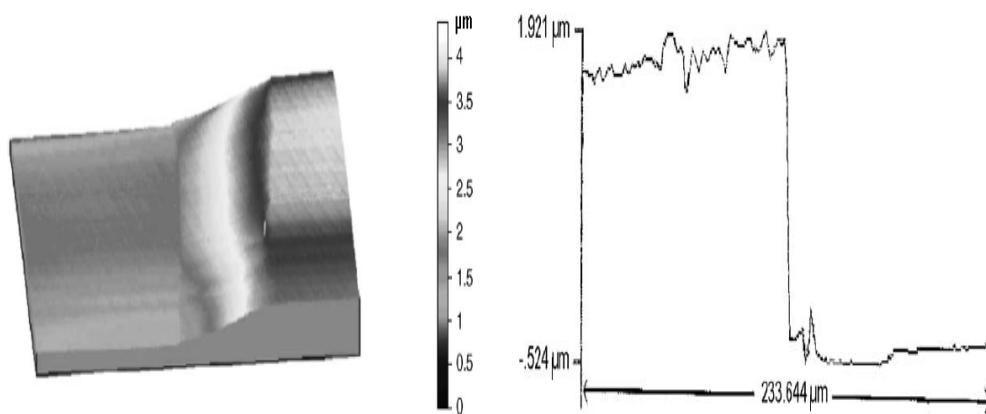
Σχήμα 4.3.4.1. Απεικόνιση της επιφάνειας ανιχνευτή CR39 με χρήση AFM και τη μέθοδο μερικής επικάλυψης (masking method). [Yasuda et al., 2001]

Έτσι δημιουργείται διαφορά ύψους (cliff) στην επιφάνεια του ανιχνευτή, όπως φαίνεται και στο σχήμα 4.3.2.1., η οποία οφείλεται στην μερική χάραξη του από το διάλυμα (masking method). Με μικροσκόπιο ατομικών δυνάμεων ή το ηλεκτρονικό μικροσκόπιο σάρωσης πραγματοποιήθηκαν μετρήσεις της διαφοράς πάχους με μεγάλη ακρίβεια ([Yasuda et al., 2001], [Ho et al., 2002]). Ωστόσο με τη χρήση τόσο μεγάλης μεγέθυνσης, μπορούν να μετρηθούν μόνο μικρές διαφορές πάχους, γεγονός που περιορίζει συνήθως τη χρήση της μεθόδου

για πολύ σύντομα χρονικά διαστήματα χημικής επεξεργασίας (της τάξης των λίγων λεπτών).

Η παραπάνω μέθοδος εφαρμόστηκε και για μεγαλύτερα διαστήματα χημικής επεξεργασίας με την τεχνική αναπαράσταση της εγκάρσιας διατομής της επιφάνειας του ανιχνευτή. Συγκεκριμένα, οι επιφάνειες των ανιχνευτών μετά την χημική τους επεξεργασία με τη μέθοδο της μερικής επικάλυψης (masking method) [Yasuda et al., 2001], αναπαράγονται μέσω κατάλληλης τεχνικής σε ρητίνη (replica method). Το αντίγραφο ρητίνης εν συνεχεία μετράται με τη χρήση ειδικών οργάνων που σαρώνουν την επιφάνειά του με ακίδα (contact stylus). Η κίνηση της ακίδας πάνω στην επιφάνεια της ρητίνης μετατρέπεται σε ηλεκτρικό σήμα και καταγράφεται με υπολογιστή. Από τις τιμές των ηλεκτρικών σημάτων προκύπτει η εγκάρσια διατομή του ανιχνευτή και από αυτήν εκτιμάται η διαφορά πάχους (cliff) και ο ρυθμός χάραξης U_b [Nikezic and Janicijevic, (2002)]. Απεικονίσεις επιφανειών ανιχνευτών με την εφαρμογή της τεχνικής αυτής παρουσιάζονται στο σχήμα 4.3.4.2.

Η συγκεκριμένη τεχνική έχει επίσης χρησιμοποιηθεί για τη μέτρηση του ρυθμού διάβρωσης της περιοχής του ίχνους U_t . Η αναπαράσταση των ίχνων έχει επιτευχθεί πειραματικά επάνω σε επιφάνειες ρητίνης [Yu, 2007] και στη συνέχεια έγινε η μέτρηση του πάχους των ομοιωμάτων τους. Με αυτόν τον τρόπο μπορεί να μετρηθεί το βάθος του ίχνους και έτσι να εκτιμηθεί ο ρυθμός διάβρωσης (χάραξης) U_t .

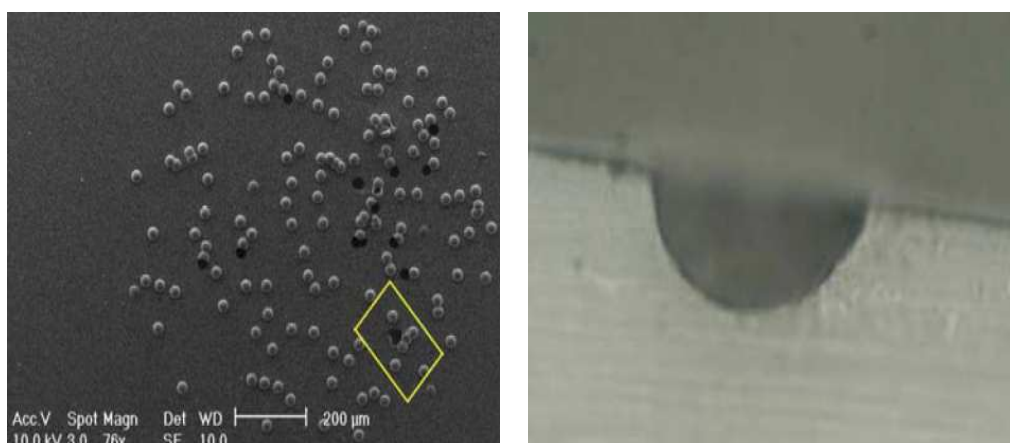


α) Τρισδιάστατη απεικόνιση της επιφάνειας ανιχνευτή LR-115 [Ho et al., 2003]

β) Διάγραμμα της εγκάρσιας διατομής της επιφάνειας ανιχνευτή LR-115 [Yip et al., 2003]

Σχήμα 4.3.4.2. Απεικονίσεις της επιφάνειας ανιχνευτή πυρηνικών ιχνών τύπου LR-115 με τη χρήση της μεθόδου μερικής επικάλυψης και του προφίλομέτρου Form Talysurf PGI.

Η συνηθέστερη άμεση μέτρηση του βάθους των ιχνών είναι η απεικόνιση με οπτικό μικροσκόπιο της διατομής των ανιχνευτών [Dorschel et al., 1995].]. Με την τεχνική αυτή οι ανιχνευτές μετά από την εφαρμογή της διαδικασίας εμφάνισης των ιχνών, κόβονται με μηχανικό τρόπο και φωτογραφίζονται οι πλευρικές επιφάνειές τους με τη χρήση οπτικού μικροσκοπίου ώστε να αποτυπωθούν εγκάρσιες τομές των ιχνών (cross section method), από τις οποίες προσδιορίζεται το βάθος τους. Η μέθοδος αυτή προκαλεί την καταστροφή του ανιχνευτή, ο οποίος πρέπει να κοπεί σε όσο το δυνατόν περισσότερα τμήματα για την επίτευξη εκτίμησης με ικανοποιητική στατιστική. Οι δύο παραπάνω μέθοδοι μέτρησης του βάθους των ιχνών πραγματοποιήθηκαν για σωματίδια άλφα από τους Ng et al. [2007] τα οποία καταγράφηκαν από ανιχνευτές CR-39. Απεικονίσεις των αποτελεσμάτων εφαρμογής των μεθόδων παρουσιάζονται στο σχήμα 4.3.4.3, από τη σύγκριση των οποίων διαπιστώθηκε συμφωνία μόνο στις περιπτώσεις που τα ίχνη καταγράφηκαν μετά τη σφαιρική φάση της εμφάνισής τους. Η μέθοδος της αντιγραφής σε επιφάνειες ρητίνης (replica method) βρέθηκε ότι υποεκτιμά το πραγματικό βάθος των ιχνών όταν βρίσκονται στην κωνική και μεταβατική φάση εμφάνισης. Ως αιτία αναφέρθηκε η σημαντική πιθανότητα τα αντίγραφα των ιχνών με στενό κωνικό σχήμα να καταστρέφονται εύκολα κατά τη διαδικασία της αναπαράστασης ή μέτρησης ή και να μην αντιγράφονται με ακρίβεια.



α) Ομοιώματα των ιχνών όπως αυτά αποτυπώνονται στις επιφάνειες ρητίνης (tracks replica method)

β) Εικόνα της εγκάρσιας διατομής της επιφάνειας ανιχνευτή

Σχήμα 4.3.4.3. Σωματίδια άλφα όπως αυτά καταγράφηκαν από ανίχνευτη CR-39 και αποτυπώθηκαν με τη χρήση δύο διαφορετικών μεθόδων απεικόνισης [Ng et al., 2007]

Τέλος, επιχειρείται τα τελευταία χρόνια και η χρήση ομοεστιακών μικροσκοπίων (confocal microscope) για την απεικόνιση των ιχνών και τον προσδιορισμό του βάθους ([Jakes et al., 1997], [Vaginay et al., 2001], [Fromm et al., 2003]). Στην περίπτωση αυτή, οι ανιχνευτές πριν τοποθετηθούν στο μικροσκόπιο εμποτίζονται για χρονικό διάστημα 20 λεπτών σε φθοριούχο διάλυμα στους 50°C, ώστε να πραγματοποιηθεί η απεικόνισή τους με ευκρίνεια. Στο σχήμα 4.3.4.4 παρουσιάζονται ίχνη σωματιδίων λιθίου όπως καταγράφηκαν με ομοεστιακό μικροσκόπιο σε ανιχνευτή CR-39 σε διαφορετικές χρονικές στιγμές της χημικής επεξεργασίας.

Οι μετρήσεις μεγεθών που σχετίζονται άμεσα με την εκτίμηση των ρυθμών χάραξης U_b και U_t απαιτούν συνήθως δαπανηρό τεχνικό εξοπλισμό και δύσκολη μεθοδολογία και για τον λόγο αυτό επινοήθηκαν μέθοδοι έμμεσης εκτίμησής τους. Για τον προσδιορισμό του ρυθμού χάραξης του ανιχνευτή U_b , η πλέον διαδεδομένη έμμεση μέθοδος βασίζεται στη μέτρηση της μέσης τιμής των διαμέτρων ιχνών από προϊόντα σχάσης του καλιφορνίου (^{252}Cf). Τα προϊόντα αυτά είναι βαριά και φορτισμένα σωματίδια, τα οποία σχηματίζουν ίχνη με πολύ μικρό βάθος. Ως αποτέλεσμα, ο ρυθμός χάραξης της περιοχής του ίχνους U_t μπορεί να θεωρηθεί κατά προσέγγιση σταθερός σε όλη τη διάρκεια της χημικής επεξεργασίας. Θεωρώντας ότι η πρόσπτωση των προϊόντων σχάσης, είναι κάθετη προς την επιφάνεια του ανιχνευτή, η διάμετρος των ιχνών D εκφράζεται από τον λόγο V των ρυθμών U_t και U_b ως:

$$D = 2h\sqrt{\frac{V-1}{V+1}} \quad (4.3.4.1)$$

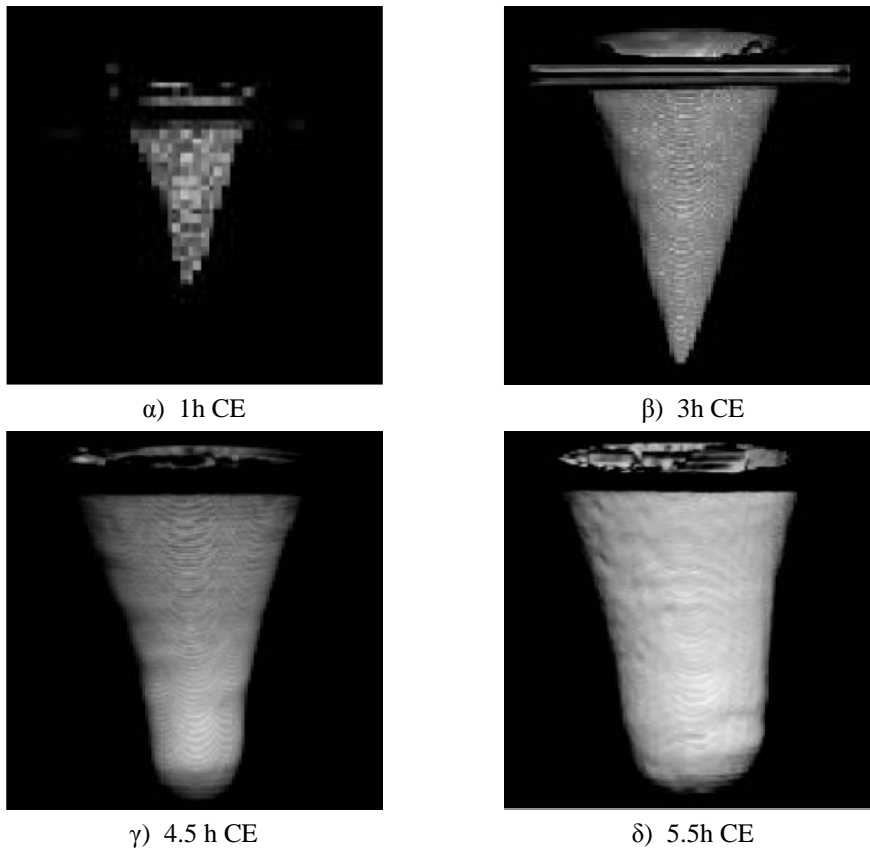
όπου με h συμβολίζεται το πάχος της επιφάνειας του ανιχνευτή που αφαιρείται μέσω της χημικής επεξεργασίας. Λόγω του πολύ μικρού βάρους των ιχνών προσεγγιστικά ισχύουν οι σχέσεις:

$$U_t \gg U_b \Rightarrow V = \frac{U_t}{U_b} \gg 1 \quad (4.3.4.2)$$

και έτσι ο όρος του κλάσματος μπορεί να θεωρηθεί ίσος με τη μονάδα, οπότε η διάμετρος εκτιμάται ως:

$$D \cong 2h = 2U_b t \quad (4.3.4.3)$$

όπου με t συμβολίζεται η διάρκεια της χημικής επεξεργασίας. Η διάμετρος των ιχνών μπορεί να προσδιορισθεί εύκολα με τη χρήση οπτικού μικροσκοπίου με βαθμονομημένη κλίμακα αποστάσεων.



Σχήμα 4.3.4.4. Εικόνες ιχνών από σωματίδια Li όπως καταγράφηκαν σε ανιχνευτή CR-39 με ομοεστιακό μικροσκόπιο (confocal). Πρέπει να σημειωθεί ότι τα σχήματα έχουν καταγραφεί με διαφορετική μεγέθυνση. Έτσι τα μεγέθη των ιχνών δεν είναι συγκρίσιμα στις εικόνες αυτές. Ωστόσο είναι δυνατή η διάκριση των τριών φάσεων που διέρχονται τα ίχνη (conical, transition, spherical) κατά τη διάρκεια της χημικής επεξεργασίας [Fromm et al., 2003].

Μία άλλη μέθοδος που χρησιμοποιείται ευρέως και για την εφαρμογή της οποίας δεν απαιτείται προμήθεια πηγής ^{252}Cf βασίζεται στον έμμεσο προσδιορισμό του ρυθμού χάραξης U_b από τη μέτρηση της διαφοράς μάζας του ανιχνευτή πριν και μετά την χημική επεξεργασία. Θεωρώντας την πυκνότητα του ανιχνευτή γνωστή και σταθερή, το πάχος της επιφάνειας και στη συνέχεια ο ρυθμός U_b προσδιορίζονται μέσω της σχέσης:

$$U_b = \frac{\Delta m}{2A\rho t} \quad (4.3.4.4)$$

όπου με A συμβολίζεται το εμβαδόν της επιφάνειας του ανιχνευτή, με ρ η πυκνότητά του και με Δm η άμεσα μετρημένη διαφορά μάζας του ανιχνευτή. Η συγκεκριμένη μέθοδος είναι ανεξάρτητη από το είδος των φορτισμένων σωματίδιων και από τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά των ιχνών τους. Ωστόσο η ακρίβειά της εξαρτάται από την ακρίβεια του τρόπου μέτρησης τόσο της μάζας πριν και μετά την επεξεργασία όσο και από τη μέτρηση των φυσικών διαστάσεων του ανιχνευτή με σκοπό τον προσδιορισμό του εμβαδού της επιφάνειάς του. Επίσης λόγω της απορρόφησης νερού από το υλικό του ανιχνευτή απαιτείται η πλήρης αποξήρανση του ανιχνευτή πριν πραγματοποιηθεί η μέτρηση της μάζας του.

Ο έμμεσος προσδιορισμός του ρυθμού χάραξης του ίχνους U_t αποτελεί αρκετά πολύπλοκη διαδικασία. Πραγματοποιείται συνήθως μέσω του προσδιορισμού του λόγου $V = U_t / U_b$ και με την εκτίμηση του ρυθμού U_b με μία από τις μεθόδους που προαναφέρθηκαν. Στα πρώτα στάδια της έρευνας για τους ανιχνευτές πυρηνικών ιχνών, ο ρυθμός αυτός θεωρήθηκε σταθερός σε όλο το μήκος του ίχνους. Αυτή η υπόθεση ωστόσο, ισχύει μόνο σε περιπτώσεις ιχνών με πολύ μικρό βάθος. Στη γενικότερη περίπτωση, έχει αποδειχθεί ότι ο ρυθμός χάραξης του ίχνους U_t εκφράζεται συναρτήσει του *υπολοίπου βεληνεκού* (residual range), δηλαδή της απόστασης που απομένει να διανύσει το σωματίδιο έως ότου τερματίσει την πορεία του εντός του ανιχνευτή. Σε όλες τις περιπτώσεις ο προσδιορισμός του λόγου V πραγματοποιείται μέσω της πειραματικής μέτρησης των γεωμετρικών χαρακτηριστικών των ιχνών όπως παρατηρούνται από οπτικά μικροσκόπια. Στόχος είναι ο προσδιορισμός ενός λόγου V , ο οποίος όταν χρησιμοποιηθεί σε θεωρητικά μοντέλα προσδιορισμού των γεωμετρικών χαρακτηριστικών του ίχνους να υπάρχει συμφωνία των θεωρητικών εκτιμήσεων με τις αντίστοιχες πειραματικές μετρήσεις.

Σε μια πρώτη προσπάθεια προσδιορισμού του λόγου V οι Durrani and Bull [1987] θεώρησαν σταθερό το ρυθμό U_t . Ο λόγος V εκφράστηκε ως συνάρτηση της διαμέτρου D των ιχνών που σχηματίστηκαν από σωματίδια που προσέπιπταν κάθετα στην επιφάνεια του ανιχνευτή:

$$V = \frac{U_t}{U_b} = \frac{4U_b^2 t^2 + D^2}{4U_b^2 t^2 - D^2} \quad (4.3.4.5)$$

Με τον πειραματικό προσδιορισμό του ρυθμού χάραξης του ανιχνευτή U_b και τη διάμετρο των ιχνών γινόταν εκτίμηση του U_t για συγκεκριμένο χρονικό διάστημα t χημικής επεξεργασίας. Η εφαρμογή της παραπάνω έκφρασης είναι σήμερα περιορισμένη, καθώς έχουν προταθεί πλήθος άλλων συναρτήσεων, στις οποίες λαμβάνεται υπόψη τόσο το είδος του σωματιδίου όσο και το υλικό του κάθε ανιχνευτή.

Στην περίπτωση ανίχνευσης σωματιδίων άλφα από ανιχνευτές CR-39 έχουν προταθεί κατά καιρούς αρκετές συναρτήσεις, οι οποίες συσχετίζουν τους ρυθμούς χάραξης. Επιχειρώντας μια αναφορά σε χρονολογική σειρά, πρώτοι οι Somogyi and Hunyadi [1979] συσχέτισαν το ρυθμό U_t με τις διαμέτρους των ιχνών σωματιδίων άλφα και προϊόντων σχάσης ως εξής:

$$U_t = U_b \left(\frac{1 + \left(\frac{D_\alpha}{D_f} \right)^2}{1 - \left(\frac{D_\alpha}{D_f} \right)^2} \right) \quad (4.3.4.6)$$

όπου D_α και D_f οι διάμετροι των ιχνών από σωματίδια άλφα κάθετης πρόσπτωσης και προϊόντα σχάσης αντίστοιχα. Κατά την εφαρμογή της συνάρτησης θεωρήθηκε σταθερός ο ρυθμό χάραξης της περιοχής του ίχνους U_t . Η πρώτη έκφραση του μεγέθους συναρτήσει του υπολοίπου βεληνεκούς R_S (residual range) προτάθηκε από τους Henshaw et al., [1979] ως:

$$U_t = \frac{k}{R_S^n} \quad (4.3.4.7)$$

όπου k είναι γεωμετρικός όρος ο οποίος εκφράζει το λόγο των γωνιών που σχηματίζουν οι δύο πλευρικές επιφάνειες του ίχνους σε σχέση με τη διεύθυνση της τροχιάς του σωματιδίου που προκάλεσε το ίχνος. Ο εκθέτης n παίρνει τιμές $n = 0.2$ και $n = 0.29$ για χημική επεξεργασία με 6.25N NaOH στους 20° C και 75° C αντίστοιχα. Οι αντίστοιχες τιμές του ρυθμού χάραξης του ανιχνευτή U_b μετρήθηκαν με τη μέθοδο των προϊόντων σχάσης του ^{252}Cf και βρέθηκαν να είναι ίσες με $(0.0182 \pm 0.0015 \text{ } \mu\text{m/h})$ και $(2.46 \pm 0.09 \text{ } \mu\text{m/h})$. Αυτή η συνάρτηση ωστόσο έχει το σοβαρό μειονέκτημα ότι για πολύ μικρές τιμές της απόστασης του υπολοίπου βεληνεκούς R_S υπολογίζονται πολύ μεγαλύτερες τιμές για το ρυθμό χάραξης του ίχνους U_t , από όσο έχουν μετρηθεί στην πραγματικότητα.

Ακολούθως οι Green et al. [1982] χρησιμοποίησαν την έκφραση:

$$V = 1 + (a_1 \exp(-a_2 R_S) + a_3 \exp(-a_4 R_S))(1 - \exp(-a_5 R_S)) \quad (4.3.4.8)$$

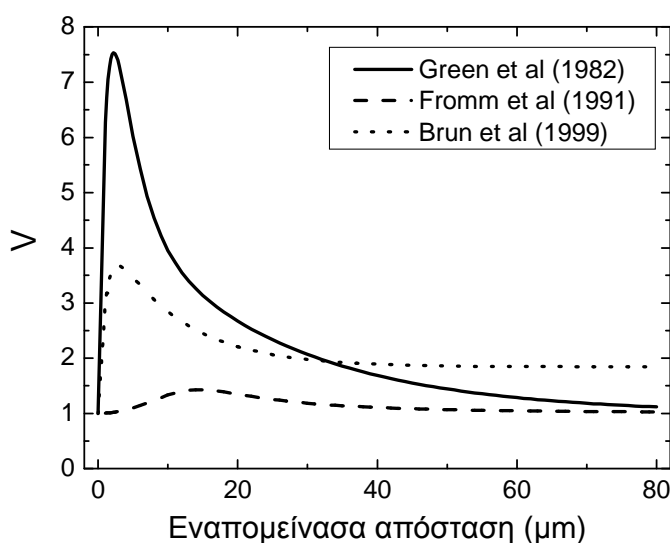
όπου οι τιμές των σταθερών a_i προσδιορίστηκαν 11.45, 0.339, 4, 0.044, 0.58 αντίστοιχα. Στη συνέχεια προτάθηκε από τους Fromm et al. [1991] μια διαφοροποιημένη έκφραση, η οποία ισχύει και για έκθεση σε σωματίδια άλφα και σε πρωτόνια:

$$U_i = U_b + \frac{a_1}{a_2^2 + \left[a_3 R_S - \frac{1}{a_4 R_S} \right]^2} \quad (4.3.4.9)$$

όπου οι τιμές των σταθερών a_i προσδιορίστηκαν ίσες με (0.53, 0.80, 0.04, 0.12) αντιστοίχως. Τέλος οι Brun et al. [1999] χρησιμοποίησαν έκφραση αποκλειστικά για έκθεση σε σωματίδια άλφα της μορφής:

$$V = 1 + \exp(-a_1 R_S + a_4) - \exp(-a_2 R_S + a_3) + \exp(a_3) - \exp(a_4) \quad (4.3.4.10)$$

όπου οι σταθερές a_i έχουν προσδιορισθεί ίσες με (0.1, 1, 1.27, 1) αντίστοιχα.



Σχήμα 4.3.4.5. Γραφική αναπαράσταση τριών συναρτήσεων για το λόγο V που αφορούν ανίχνευση σωματιδίων άλφα από ανιχνευτή CR-39 ([Green et al., 1982], [Fromm et al., 1991], [Brun et al., 1999])

Στο σχήμα 4.3.4.5. απεικονίζεται η γραφική αναπαράσταση των τριών παραπάνω συναρτήσεων. Στην περίπτωση της συνάρτησης (4.3.4.9), χρησιμοποιήθηκε τιμή του ρυθμού χάραξης της επιφάνειας του ανιχνευτή U_b ίση με $U_b=1.92 \mu\text{m/h}$, [Fromm et al., 1991]. Όπως φαίνεται και στις τρεις περιπτώσεις η συνάρτηση V παρουσιάζει τη μέγιστη τιμή της κοντά στο τέλος της τροχιάς των σωματιδίων, όπου η εναπομείνασα απόσταση είναι μικρή. Η μορφή της συνάρτησης είναι παρόμοια με την μορφή της καμπύλης ιονισμού Bragg, η οποία

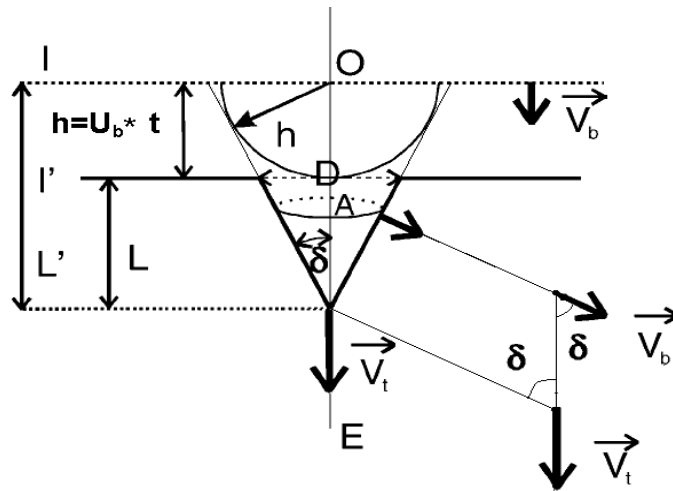
αποδίδει τον ιονισμό του υλικού από το διερχόμενο σωματίδιο που μεγιστοποιείται κοντά στο τέλος της τροχιάς του. Πέρα από αυτή την ομοιότητα, οι τρεις καμπύλες είναι πολύ διαφορετικές μεταξύ τους, ειδικά στην περιοχή όπου η τροχιά του σωματιδίου τερματίζεται.

4.4. Γεωμετρικά χαρακτηριστικά των ιχνών – Θεωρητικά πρότυπα.

Ένα από τα αντικείμενα που έχει προσελκύσει ιδιαίτερα το ενδιαφέρον για μελέτη σε θέματα ανιχνευτών πυρηνικών ιχνών, είναι η μαθηματική περιγραφή της ανάπτυξης των ιχνών καθώς και των γεωμετρικών χαρακτηριστικών τους. Έως σήμερα δεν υπάρχει μόνον ένα μαθηματικό πρότυπο που να περιγράφει πλήρως τη διαδικασία της ανάπτυξης των ιχνών ώστε να υπολογίζονται με ακρίβεια τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά τους. Η ανάπτυξη ενός προτύπου με τα χαρακτηριστικά αυτά θα συνεισέφερε σημαντικά στην ανάπτυξη μεθόδων ενεργειακής φασματοσκοπίας σωματιδίων με τη χρήση ανιχνευτών πυρηνικών ιχνών. Ένας από τους στόχους της παρούσας διατριβής είναι η ανάπτυξη μεθόδου φασματοσκοπίας σωματιδίων άλφα με τη χρήση των ανιχνευτών CR-39. Στα παρακάτω εδάφια ακολουθούν περιγραφή του προβλήματος καθώς και αναφορά στα μέχρι σήμερα, πλέον διαδεδομένα θεωρητικά πρότυπα.

4.4.1. Κάθετη πρόσπτωση σωματιδίου με σταθερό ρυθμό χάραξης του ίχνους U_t .

Όπως έχει ήδη αναφερθεί, κατά τη χημική επεξεργασία του ανιχνευτή το καυστικό διάλυμα χαράσσει τον ανιχνευτή με δύο διαφορετικούς ρυθμούς. Ο ρυθμός χάραξης της επιφάνειας U_b αφορά την απομάκρυνση του υλικού του ανιχνευτή ως αποτέλεσμα της χημικής αλληλεπίδρασης με το διάλυμα. Θεωρείται σταθερός σε όλη την επιφάνεια του ανιχνευτή που δεν περιέχει ίχνη. Στην περιοχή του ίχνους και κατά διεύθυνση ίδια με εκείνη του αρχικού σωματιδίου, ο ρυθμός χάραξης του ίχνους U_t είναι μεγαλύτερος και αυτό αποτελεί και τη βασική αρχή της εμφάνισης των ιχνών. Η απλούστερη περίπτωση που θα μπορούσε να εκφρασθεί μαθηματικά αφορά την κάθετη πρόσπτωση του σωματιδίου και τη θεώρηση του ρυθμού χάραξης του ίχνους U_t ως σταθερού καθ' όλη τη διάρκεια της διαδικασίας. Η περίπτωση αυτή απεικονίζεται στο σχήμα 4.4.1.1.



Σχήμα 4.4.1.1. Απεικόνιση των μεγεθών που αφορούν τη γεωμετρική περιγραφή ίχνους από σωματίδιο που προσέπεσε κάθετα στην επιφάνεια του ανιχνευτή.

Στο σχήμα αυτό συμβολίζονται με I και I' η επιφάνεια του ανιχνευτή πριν και μετά τη χημική του επεξεργασία. Το διάνυσμα του ρυθμού χάραξης του ανιχνευτή συμβολίζεται με \vec{V}_b και είναι εξ ορισμού κάθετο προς την επιφάνεια του ανιχνευτή σε κάθε σημείο της. Στην περίπτωση της κάθετης πρόσπτωσης ενός σωματιδίου ως προς την επιφάνεια του ανιχνευτή το διάνυσμα του ρυθμού χάραξης \vec{V}_t σχηματίζει στην περιοχή ενός ίχνους γωνία δ με το διάνυσμα του ρυθμού \vec{V}_b . Επίσης, με O συμβολίζεται το σημείο εισόδου του σωματιδίου και με E το τέρμα της τροχιάς του μέσα στον ανιχνευτή. Η απόσταση $OE = R$ είναι η συνολική απόσταση που διάνυσε το σωματίδιο μέσα στο υλικό του ανιχνευτή. Στο συγκεκριμένο σχήμα παρουσιάζεται η περίπτωση, κατά την οποία το καυστικό διάλυμα δεν έχει ακόμα φθάσει το σημείο όπου τερματίζεται η τροχιά του σωματιδίου και έτσι θεωρείται ότι το ίχνος διέρχεται τη μεταβατική φάση. Το καυστικό διάλυμα βρίσκεται σε απόσταση L' από την αρχική επιφάνεια του ανιχνευτή ενώ το βάθος του ίχνους συμβολίζεται με L . Το πάχος της επιφάνειας που έχει αφαιρεθεί από το διάλυμα συμβολίζεται με h και ισούται με:

$$h = U_b t \quad (4.4.1.1)$$

όπου t η διάρκεια της χημικής επεξεργασίας. Η ανάπτυξη του ίχνους θεωρείται ανάλογη με τη διαδικασία διάδοσης ενός κύματος και έτσι συχνά χρησιμοποιείται η αρχή του Huygens για την μαθηματική περιγραφή της. Σε αναλογία με τη διάδοση κύματος, σχηματίζεται σε κάθε σημείο της επιφάνειας του ανιχνευτή ένα ημισφαίριο με ακτίνα h και το διάλυμα χαράσσει ισοτροπικά την επιφάνεια. Εξάιρεση αποτελεί η περιοχή του ίχνους, όπου το διάλυμα χαράσσει με ρυθμό U_t προς την ίδια διεύθυνση με αυτή του προσπίπτοντος σωματιδίου έως ότου φθάσει στο σημείο τερματισμού της τροχιάς. Εάν η επεξεργασία του ανιχνευτή

συνεχισθεί πέρα από το σημείο αυτό οι ρυθμοί χάραξης εξισώνονται και το ίχνος, το οποίο αποκτά σφαιρικό σχήμα ονομάζεται υπέρ-χαραγμένο (over-etched).

Συνήθως μετράται πειραματικά το άνοιγμα που παρουσιάζει το κάθε ίχνος. Στην περίπτωση της κάθετης πρόσπτωσης σωματιδίου, το άνοιγμα αυτό είναι κύκλος διαμέτρου D . Η διάμετρος αυτή εκφράζεται συναρτήσει των γεωμετρικών χαρακτηριστικών του ίχνους:

$$\tan \delta = \frac{D/2}{L} \quad (4.4.1.2)$$

Εφόσον το βάθος L του ίχνους ισούται με:

$$L = (U_t - U_b)t \quad (4.4.1.3)$$

Προκύπτει μετά από συνδυασμό με την εξίσωση (4.4.1.2) ότι:

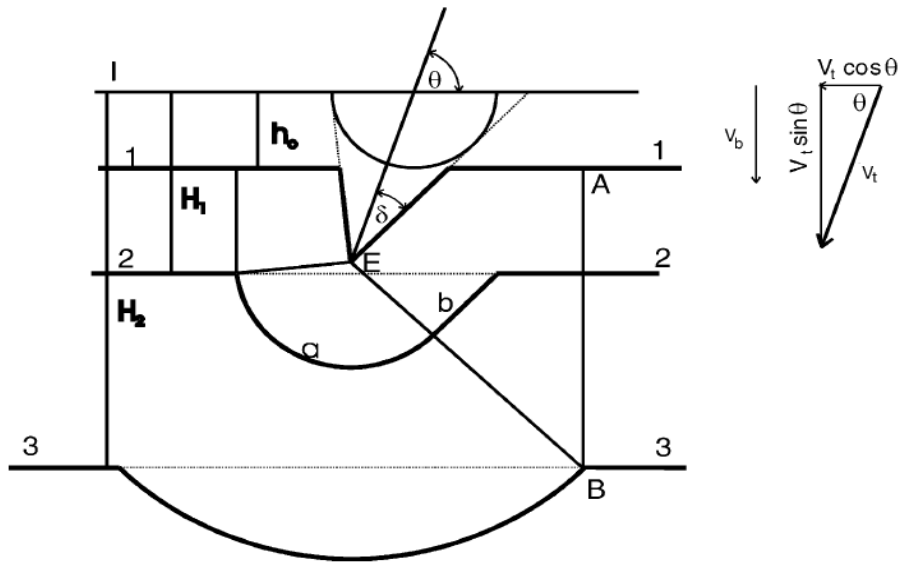
$$\frac{D/2}{L} = \frac{h}{\sqrt{L^2 - h^2}} \Rightarrow D = 2h \frac{L}{\sqrt{L^2 - h^2}} \quad (4.4.1.4)$$

Λαμβάνοντας υπόψη ότι $h=U_b*t$ και $L'=U_t*t$ η διάμετρος υπολογίζεται ως:

$$D = 2h \sqrt{\frac{V-1}{V+1}} \quad (4.4.1.5)$$

4.4.2. Πρότυπο Somogyi - Szalay.

Σε ρεαλιστικές συνθήκες τα σωματίδια προσπίπτουν στην επιφάνεια του ανιχνευτή από τυχαίες διευθύνσεις και όχι μόνον κατακόρυφα. Τυπικό παράδειγμα αποτελούν η ακτινοβολία των ανιχνευτών από τα σωματίδια άλφα του ραδονίου και των θυγατρικών του ισοτόπων καθώς και από σωματίδια κοσμικής ακτινοβολίας. Στην περίπτωση τυχαίας πρόσπτωσης το άνοιγμα του ίχνους παρουσιάζεται ελλειπτικό και έτσι απαιτούνται για την περιγραφή του περισσότερες από μία παράμετροι. Το πρόβλημα αυτό επιλύθηκε θεωρητικά από τους Somogyi και Szalay [1973]. Στο πρότυπο που ανέπτυξαν και φέρει το όνομά τους είχαν θεωρήσει σταθερό το ρυθμό χάραξης του ίχνους U_t . Το ελλειπτικό σχήμα του ανοίγματος του ίχνους προσδιορίζεται από τα μεγέθη του μεγάλου άξονα D και του μικρού άξονα d της έλλειψης. Καθώς η χημική διαδικασία της χάραξης συνεχίζεται και το ίχνος μεταβαίνει από την κωνική στη σφαιρική φάση, τα παραπάνω μεγέθη τείνουν να εξισωθούν.



Σχήμα 4.4.2.1. Απεικόνιση των μεγεθών που υπεισέρχονται στην περιγραφή της δημιουργίας ενός ίχνους από σωματίδιο που προσέπεσε υπό γωνία θ ως προς την επιφάνεια του ανιχνευτή σύμφωνα με το θεωρητικό πρότυπο των Somogyi και Szalay.

Σύμφωνα με το πρότυπο **Somogyi - Szalay** ο μεγάλος άξονας D θεωρείται ότι σχηματίζεται μετά από τρεις φάσεις ενώ ο μικρός άξονας μετά από δύο φάσεις. Τα μεγέθη αυτά συμβολίζονται ανάλογα με τη φάση με $D_{1,2,3}$ και $d_{1,2}$ και εκφράζονται συναρτήσει του πάχους h της επιφάνειας του ανιχνευτή που αφαιρείται λόγω της χημικής επεξεργασίας. Οι συνθήκες μετάβασης από τη μία φάση στην άλλη εκφράζονται και αυτές συναρτήσει του πάχους h . Οι φάσεις ανάπτυξης του ίχνους για το πρότυπο αυτό απεικονίζονται στο σχήμα 4.4.2.1. όπου θ είναι η γωνία πρόσπτωσης του σωματιδίου ως προς την επιφάνεια του ανιχνευτή. Επίσης, με h_0 συμβολίζεται το πάχος της επιφάνειας που έχει αφαιρεθεί μέχρι τη στιγμή κατά την οποία το καυστικό διάλυμα φθάνει στο τέρμα της τροχιάς του σωματιδίου.

Στην πρώτη φάση, κατά την οποία το άνοιγμα του ίχνους θεωρείται ελλειπτικό, η παράμετρος D_1 ταυτίζεται με το μεγάλο άξονα της έλλειψης. Στην τρίτη φάση το άνοιγμα του ίχνους θεωρείται κυκλικό και η παράμετρος D_3 αντιπροσωπεύει την ακτίνα του κύκλου ενώ στην ενδιάμεση φάση οπότε το ίχνος παρουσιάζεται σαν ένωση μιας έλλειψης και ενός κύκλου, η D_2 συμβολίζει το μεγάλο άξονα της έλλειψης. Σύμφωνα με το ίδιο πρότυπο, στην πρώτη από τις δύο φάσεις που διέρχεται η παράμετρος d , το άνοιγμα του ίχνους θεωρείται ελλειπτικό και η παράμετρος d_1 αντιπροσωπεύει το μικρό άξονα της έλλειψης. Στη δεύτερη φάση το ίχνος θεωρείται πλέον κυκλικό και η παράμετρος d_2 ισούται τότε με την παράμετρο D_3 και ταυτίζεται με την ακτίνα του κύκλου. Τα παραπάνω συνοψίζονται με την βοήθεια των παρακάτω εκφράσεων:

$$d_1 = 2h \sqrt{\frac{V \sin \theta - 1}{V \sin \theta + 1}} \quad \text{για } 0 \leq h \leq h_1 \quad (4.4.2.1)$$

$$d_2 = D_3 \quad \text{για } h \geq h_1 \quad (4.4.2.2)$$

όπου

$$h_1 = \frac{R}{V} + R \sin \theta \quad (4.4.2.3)$$

Ο μεγάλος άξονας υπολογίζεται ως εξής:

$$D_1 = 2h \frac{\sqrt{V^2 - 1}}{V \sin \theta + 1} \quad \text{για } 0 \leq h \leq H_1 \quad (4.4.2.4)$$

$$D_2 = \frac{1}{2}(D_1 + D_3) + \left(R - \frac{hV}{V \sin \theta + 1} \right) \cos \theta \quad \text{για } H_1 \leq h \leq H_2 \quad (4.4.2.5)$$

$$D_3 = 2 \sqrt{R \left(\sin \theta - \frac{1}{V} \right) \left[2h - R \left(\sin \theta + \frac{1}{V} \right) \right]} \quad \text{για } h \geq H_2 \quad (4.4.2.6)$$

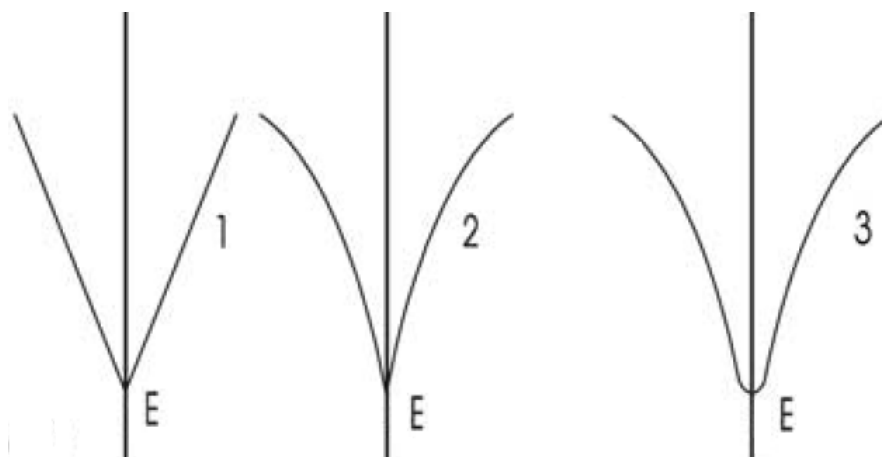
όπου:

$$H_1 = \frac{R}{V} + R \frac{(V \sin \theta - 1)}{V - \sin \theta + \cos \theta \sqrt{V^2 - 1}} \quad (4.4.2.7)$$

και:

$$H_2 = \frac{R}{V} + R \frac{(V \sin \theta - 1)}{V - \sin \theta - \cos \theta \sqrt{V^2 - 1}} \quad (4.4.2.8)$$

Όπως ήδη προαναφέρθηκε, κατά την εφαρμογή του προτύπου **Somogyi - Szalay** θεωρείται ως δεδομένο ότι η απόκριση V του ανιχνευτή παραμένει σταθερή. Σύμφωνα με την υπόθεση αυτή ο ρυθμός χάραξης του ίχνους U_i παραμένει σταθερός. Ως αποτέλεσμα της παραδοχής αυτής, το ίχνος θα πρέπει να έχει σχήμα κώνου με οξεία κορυφή, όπως παρουσιάζεται στην περίπτωση 1 του σχήματος 4.4.2.2., μέχρι τη στιγμή που το καυστικό διάλυμα φθάσει στο τέρμα E της τροχιάς του σωματιδίου.



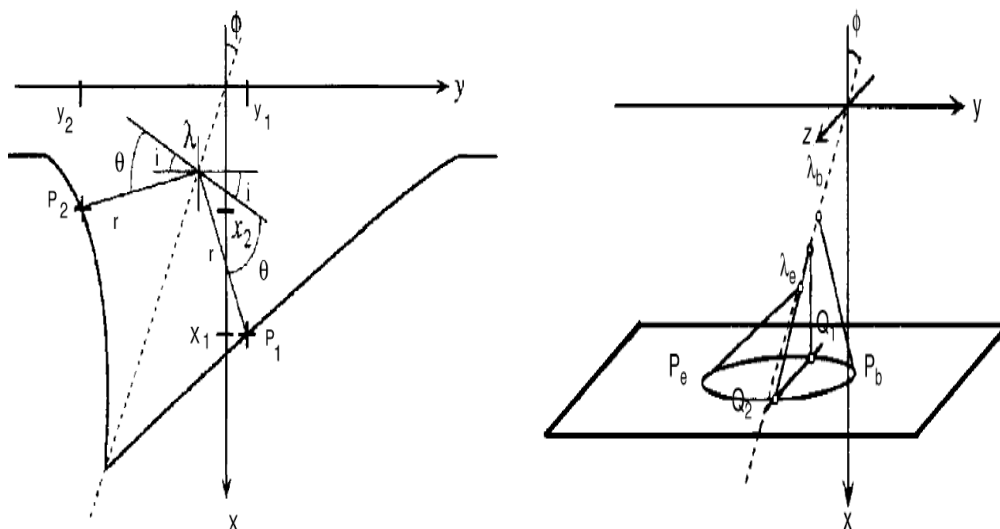
Σχήμα 4.4.2.2. Απεικόνιση του σχήματος του ίχνους στην ειδική περίπτωση της κάθετης πρόσπτωσης. Στην περίπτωση 1, το σχήμα του ίχνους είναι κωνικό, ως αποτέλεσμα χάραξης σταθερού ρυθμού U_r . Στην περίπτωση 2, ο ρυθμός χάραξης αυξάνει όσο το διάλυμα πλησιάζει το τέρμα της τροχιάς του σωματιδίου και λαμβάνει τη μέγιστη τιμή, ακριβώς στο σημείο τερματισμού E. Στην περίπτωση 3, το σχήμα του ίχνους οφείλεται σε μεταβλητό ρυθμό χάραξης, που λαμβάνει τη μέγιστη τιμή πριν το διάλυμα φθάσει στο σημείο τερματισμού E.

Η υπόθεση αυτή αποδείχθηκε ότι δεν ευσταθεί. Έτσι το πρότυπο **Somogyi - Szalay** τροποποιήθηκε με την εισαγωγή μεταβλητού ρυθμού χάραξης του ίχνους. Συγκεκριμένα, θεωρήθηκε ότι η απόκριση V του ανιχνευτή αυξάνει καθώς το σωματίδιο πλησιάζει στο τέρμα της τροχιάς του και λαμβάνει τη μέγιστη τιμή ακριβώς στο σημείο E. Τότε, το ίχνος δεν είναι τέλεια κωνικό, το δε σχήμα του προσεγγίζεται από κώνο με ευρύτερο άνοιγμα και οξεία κορυφή, όπως παρουσιάζεται στην περίπτωση 2 του σχήματος 4.4.2.2. Η υπόθεση αυτή είχε ως συνέπεια τη διατήρηση των φάσεων, όπως αυτές περιγράφηκαν αρχικά. Οι εξισώσεις των παραμέτρων παρέμειναν ως είχαν και διορθώθηκαν οι συνθήκες μετάβασης μεταξύ των φάσεων ώστε να λαμβάνεται υπόψη η μεταβολή της απόκρισης V . Όμως, με το συγκεκριμένο πρότυπο δεν εξηγείται γιατί το σχήμα των ιχνών έχει κωνικό σχήμα με ευρύ άνοιγμα και με αμβλυμένη κορυφή όπως φαίνεται στην περίπτωση 3 του σχήματος 4.4.2.2.

Η αδυναμία αυτή του προτύπου **Somogyi - Szalay** οφείλεται στην παραδοχή ότι η απόκριση V του ανιχνευτή λαμβάνει τη μέγιστη τιμή της στο σημείο E. Στην πραγματικότητα, η απόκριση V του ανιχνευτή αντιπροσωπεύει τη διαδικασία μεταφοράς ενέργειας από το σωματίδιο στο υλικό του ανιχνευτή. Κατά τη διαδικασία αυτή το μέγιστο ποσό ενέργειας μεταφέρεται στα τελευταία στάδια της τροχιάς του σωματιδίου και όχι ακριβώς κατά τον τερματισμό του. Η υπόθεση αυτή αποδείχθηκε αργότερα πειραματικά με τη φωτογράφιση εγκάρσιων διατομών του ίχνους (σχήμα 4.3.4.4.) και θεωρείται πλέον ως η μόνη αποδεκτή.

4.4.3. Μοντέλο Fromm - Barillon

Το πρότυπο των **Fromm - Barillon** περιγράφει τη διαδικασία σχηματισμού των ίχνων σε δύο διαστάσεις κάνοντας χρήση δύο ρυθμών χάραξης ([Fromm et al., 1996], [Barillon et al., 1997]). Σύμφωνα με το πρότυπο αυτό η χημική επεξεργασία διακρίνεται σε δύο ανεξάρτητες μεταξύ τους διαδικασίες. Τη χάραξη της περιοχής του ίχνους με ρυθμό χάραξης U_t ανάλογο της μεταφοράς ενέργειας από το σωματίδιο στο υλικό του ανιχνευτή και τη χάραξη της επιφάνειας του ανιχνευτή U_b με σταθερό ρυθμό. Το σωματίδιο προσπίπτει στην επιφάνεια του ανιχνευτή υπό τυχαία γωνία που συμβολίζεται με ϕ και μετράται από την κατακόρυφο στην επιφάνεια, όπως φαίνεται στο σχήμα 4.4.3.1α.



α) Τα σημεία P_1 και P_2 ανήκουν σε τομή του κώνου του ίχνους, το επίπεδο της οποίας διέρχεται από την κορυφή.

β) Τα ζεύγη των σημείων Q_1 και Q_2 ανήκουν στην περίμετρο του ανοίγματος του ίχνους.

Σχήμα 4.4.3.1. Απεικόνιση των παραμέτρων που χρησιμοποιούνται από το πρότυπο των Fromm - Barillon. [Fromm et.al., 1996]

Κάθε σημείο λ_i της τροχιάς του σωματιδίου είναι το κέντρο σφαίρας ακτίνας r , η δε περιβάλλουσα τις σφαίρες επιφάνεια οριοθετεί το τοίχωμα του ίχνους (track wall). Στην περίπτωση πρόσπτωσης σωματιδίου υπό γωνία ϕ με την κατακόρυφο ως προς την επιφάνεια του ανιχνευτή, οι συντεταγμένες ζευγών σημείων (P_1, P_2), που απαρτίζουν το προφίλ του ίχνους σε μια κωνική τομή που διέρχεται από την κορυφή είναι:

$$P_{1i} \left\{ \begin{array}{l} x_1 = \lambda_i \cos \phi + U_b \tau \sin(\theta + \phi) \\ y_1 = \lambda_i \sin \phi + U_b \tau \cos(\theta + \phi) \end{array} \right\} \quad (4.4.3.1)$$

$$P_{2i} \left\{ \begin{array}{l} x_2 = \lambda_i \cos \phi + U_b \tau \sin(\theta - \phi) \\ y_2 = \lambda_i \sin \phi + U_b \tau \cos(\theta - \phi) \end{array} \right\} \quad (4.4.3.2)$$

όπου

$$\tau = t - t_i, \quad t_i = \int_0^{\lambda_i} \frac{d\lambda}{U_i} \quad (4.4.3.3)$$

Οι συντεταγμένες ζευγών σημείων Q_{1i} και Q_{2i} που αποτελούν την περίμετρο του ανοίγματος του ίχνους (σχήμα 4.4.3.1β) εκφράζονται συναρτήσει του ρυθμού χάραξης της επιφάνειας του ανιχνευτή και της γωνίας πρόσπτωσης του σωματιδίου ως εξής:

$$Q_{1i} \left\{ \begin{array}{l} x_{1i} = U_b t \\ y_{1i} = \frac{1}{\sin \phi} (U_b t \cos \phi - \lambda_i - U_b \tau \sin \theta) \\ z_{1i} = \sqrt{U_b^2 \tau^2 - (U_b \tau - \lambda_i \cos \phi)^2 - (y_{1i} - \lambda_i \sin \phi)^2} \end{array} \right\} \quad (4.4.3.4)$$

$$Q_{2i} \left\{ \begin{array}{l} x_{2i} = U_b t \\ y_{2i} = \frac{1}{\sin \phi} (U_b t \cos \phi - \lambda_i - U_b \tau \sin \theta) \\ z_{2i} = -\sqrt{U_b^2 \tau^2 - (U_b \tau - \lambda_i \cos \phi)^2 - (y_{1i} - \lambda_i \sin \phi)^2} \end{array} \right\} \quad (4.4.3.5)$$

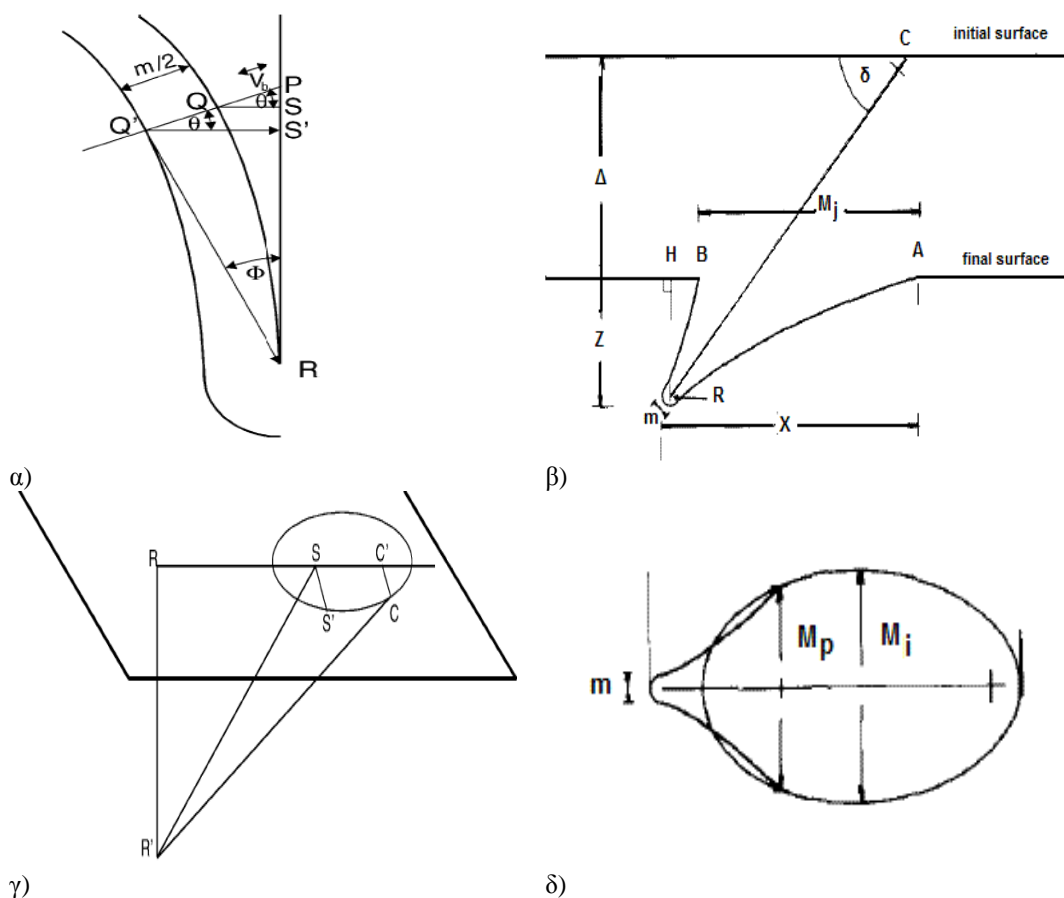
Οι θέσεις των κέντρων λ_i των σφαιρών που σχηματίζουν την περίμετρο του ίχνους βρίσκονται μεταξύ των οριακών σημείων λ_b και λ_e (σχήμα 4.4.3.1β) και προσδιορίζονται από τη λύση των οριακών εξισώσεων:

$$P_b(x) = U_b t \Rightarrow \lambda_b \cos \phi + U_b \tau \sin(\theta + \phi) = U_b t \quad (4.4.3.6)$$

$$P_e(x) = U_b t \Rightarrow \lambda_e \cos \phi + U_b \tau \sin(\theta - \phi) = U_b t \quad (4.4.3.7)$$

4.4.4. Το πρότυπο Fews - Henshaw.

Στο πρότυπο των Fews και Henshaw [1982] το πλήθος των παραμέτρων που απαιτούνται να περιγράψουν το ίχνος αυξάνεται. Προς τούτο χρησιμοποιούνται πέντε μεγέθη, τα οποία είναι ο μεγάλος και ο μικρός άξονας του ελλειπτικού ίχνους, το βάθος Z , το συνολικό μήκος του ίχνους X και τέλος στην περίπτωση των υπέρ-χαραγμένων (over-etched) ιχνών η διάμετρος m του τέλους του ίχνους και τα οποία απεικονίζονται στο σχήμα 4.4.4.1.



Σχήμα 4.4.4.1. Απεικόνιση των παραμέτρων που χρησιμοποιούνται από το μοντέλο των Fews and Henshaw [1982] α,β) Κατακόρυφη τομή ίχνους που χαραχτηκε σε βάθος μεγαλύτερο από το βεληνεκές. Το σωματίδιο έχει υπόλοιπο βεληνεκούς $PR=r$, στο σημείο P γ,δ) Στοιχείο της επιφάνειας του ανιχνευτή μετά τη χάραξη, στο οποίο σημειώνονται οι διάφορες παράμετροι που περιγράφουν το ανοικτό στόμιο του χαραγμένου ίχνους.

Η απόσταση $Q'R=a'$ εκφράζεται συναρτήσει της γωνίας Φ (η οποία όπως φαίνεται στο σχήμα 4.4.4.1α είναι διαφορετική από τη γωνία πρόσπτωσης του σωματιδίου) και των ρυθμών χάραξης του ανιχνευτή U_b και U_t ως εξής:

$$\alpha'^2 = \left(QP + \frac{m}{2} \right) \left[1 - \left(\frac{U_b}{U_t} \right)^2 \right] + \left(r - \frac{m}{2} \frac{PS}{QR} - PS \right)^2 \quad (4.4.4.1)$$

όπου

$$QP = \int_0^r \frac{U_b}{U_t(r)} dr \quad \text{και} \quad PS = \frac{U_b}{U_t(r)} QP \quad (4.4.4.2)$$

$$\Phi = \sin^{-1} \left[\frac{QP + (m/2)}{\alpha'} \sqrt{1 - \left(\frac{U_b}{U_t} \right)^2} \right] \quad (4.4.4.3)$$

Με $r = PR$ συμβολίζεται το υπόλοιπο βεληνεκές στο σημείο P και R είναι το σημείο τερματισμού του σωματιδίου. Ο ρυθμός χάραξης της περιοχής του ίχνους θεωρείται μεταβλητός και εκφράζεται ως συνάρτηση της απόστασης r

Τα μεγέθη που περιγράφουν το άνοιγμα του ίχνους (έλλειψη στη γενικότερη περίπτωση) παρουσιάζονται στο σχήμα 4.4.4.1γ και 4.4.4.1δ. και εκφράζονται συναρτήσει της γωνίας πρόσπτωσης του σωματιδίου δ με την επιφάνεια του ανιχνευτή από τις εξισώσεις:

$$R'C = \sqrt{a'^2 - (L \sin \delta - U_b t)^2} \quad (4.4.4.4)$$

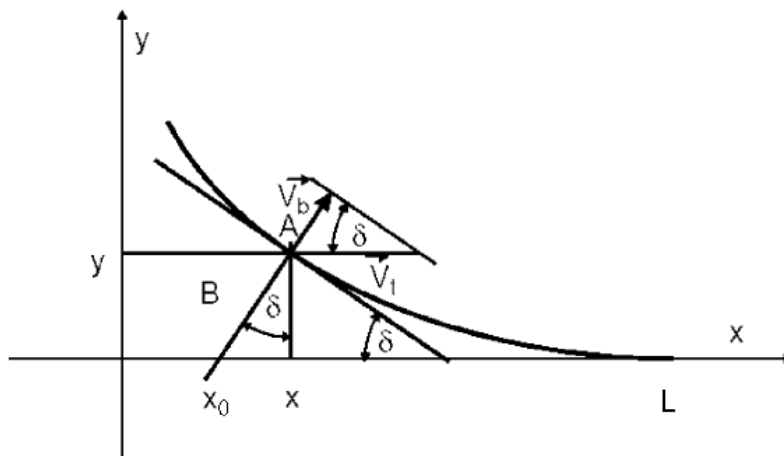
$$SR'C = \cos^{-1} \left[\frac{(R'C)^2 + (R'S)^2 - (SC)^2}{2(R'S)(R'C)} \right] \quad (4.4.4.5)$$

$$RS' = \sqrt{\left(L - \frac{U_b t}{\sin \delta} \right)^2 + \frac{M_p^2}{4}} \quad (4.4.4.6)$$

4.4.5. Το πρότυπο των Nikezic-Yu.

Στο πρότυπο των Nikezic και Yu [2003], η εκτίμηση του μεγάλου και του μικρού άξονα του ίχνους στηρίζεται στην διαμόρφωση εξίσωσης που περιγράφει τα σημεία στο τοίχωμα (tracks wall) του ίχνους. Αρχικά, για λόγους απλότητας η εξίσωση αυτή περιέγραφε την κάθετη πρόσπτωση ενός σωματιδίου στην περίπτωση κατά την οποία το ίχνος δεν έχει υπέρ-χαραχθεί (over-etched). Όπως απεικονίζεται στο σχήμα 4.4.5.1 ένα τυχαίο σημείο A

(x,y) του τοιχώματος του ίχνους προκύπτει ως αποτέλεσμα της χημικής χάραξης η οποία ξεκινά από το σημείο x_0 της τροχιάς του σωματιδίου.



Σχήμα 4.4.5.1. Απεικόνιση των μεγεθών που αφορούν σωματίδιο που προσέπεσε κάθετα στην επιφάνεια του ανιχνευτή. Με δ συμβολίζεται η γωνία που σχηματίζουν οι διευθύνσεις του ρυθμού χάραξης της επιφάνειας U_b και χάραξης του ίχνους U_t .

Από το σημείο $(0,0)$, το οποίο θεωρείται το σημείο εισόδου του σωματιδίου στον ανιχνευτή, το καυστικό διάλυμα χαράσσει τον ανιχνευτή με ρυθμό U_t προς τη διεύθυνση του άξονα x , η οποία συμπίπτει με την τροχιά του σωματιδίου και φθάνει στο σημείο x_0 μετά από χρόνο t_0 . Από το σημείο x_0 το διάλυμα χαράσσει τον ανιχνευτή προς το σημείο A με σταθερό ρυθμό U_b . Όπως φαίνεται στο σχήμα 4.4.1.1, οι διευθύνσεις των δύο ρυθμών χάραξης σχηματίζουν γωνία $\delta(x_0)$ η οποία ισούται με:

$$\delta(x_0) = \sin^{-1}\left(\frac{1}{V(x_0)}\right) \quad (4.4.5.1)$$

όπου με V συμβολίζεται η απόκριση του ανιχνευτή (ο λόγος του ρυθμού U_t προς τον U_b). Το μέγεθος αυτό στο συγκεκριμένο πρότυπο δε θεωρείται σταθερό και η τιμή του διαφέρει από σημείο σε σημείο κατά τη διαδικασία της χάραξης της περιοχής του ίχνους με συνέπεια να θεωρείται ως συνάρτηση του εκάστοτε θεωρούμενου σημείου x_0 . Από την κλίση του τοιχώματος του ίχνους, του οποίου διερευνάται η εξίσωση που το περιγράφει, προκύπτει ότι:

$$y'(x) = \frac{\Delta y}{\Delta x} = -\tan(\delta(x_0)) = -\frac{1}{\sqrt{V^2(x_0)-1}} \quad (4.4.5.2)$$

Η παραπάνω έκφραση είναι η διαφορική μορφή της εξίσωσης των τοιχωμάτων του ίχνους, αν ληφθούν υπόψη ότι:

$$\Delta x = x - x_0 \Leftrightarrow x_0 = x - \Delta x \quad (4.4.5.3)$$

Από το τρίγωνο ABL προκύπτει ότι:

$$\Delta x = y(x) \tan(\delta(x_0)) = -y(x) y'(x) \quad (4.4.5.4)$$

οπότε η x_0 γράφεται:

$$x_0 = x + y(x) y'(x) \quad (4.4.5.5)$$

και η εξίσωση (4.4.5.2) διαμορφώνεται ως εξίσωση της θέσης των σημείων του τοιχώματος του ίχνους ύστερα από συνδυασμό με την εξίσωση (4.4.5.5) ως:

$$y' = -\frac{1}{\sqrt{V^2(x + yy') - 1}} \quad (4.4.5.6)$$

Η παραπάνω διαφορική εξίσωση, αν και περιγράφει ικανοποιητικά τη συνάρτηση του τοιχώματος του ίχνους δε λύνεται αναλυτικά. Προσεγγιστικά, θεωρώντας ότι η απόκριση του ανιχνευτή V μεταβάλλεται με αργό ρυθμό, το γινόμενο yy' μπορεί να θεωρηθεί αμελητέο και να παραλείπεται από τον παρονομαστή της έκφρασης, οπότε προσεγγιστικά η λύση της διαφορική εξίσωση είναι:

$$y(x) = \int_x^L \frac{dx}{\sqrt{V^2(x) - 1}} \quad (4.4.5.7)$$

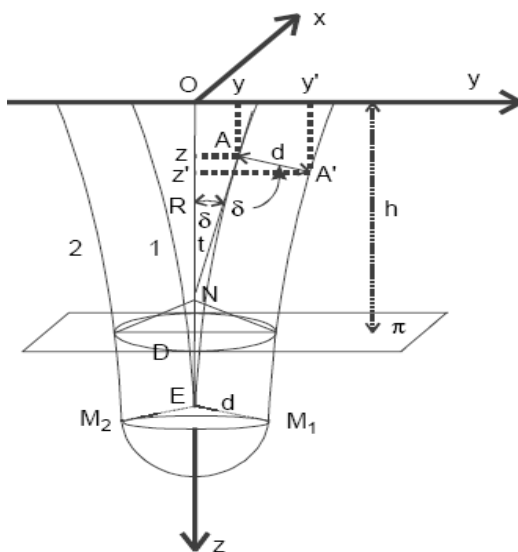
όπου L η απόσταση που διάνυσε το σωματίδιο εντός του ανιχνευτή. Η εξίσωση αυτή περιγράφει ικανοποιητικά τη συνάρτηση του τοιχώματος του ίχνους στην περίπτωση, κατά την οποία το αφαιρούμενο πάχος από την επιφάνεια του ανιχνευτή είναι σχετικά μικρό [Dorschel et al., 2003]. Οι συντεταγμένες (x,y) ενός τυχαίου σημείου προσδιορίζονται συναρτήσει του ρυθμού U_b και του συνολικού χρόνου της χημικής επεξεργασίας T ως:

$$A(x, y) \left\{ \begin{array}{l} y = U_b(T - t_0) \cos(\delta(x_0)) \\ x = x_0 + U_b(T - t_0) \sin(\delta(x_0)) \end{array} \right\} \quad (4.4.5.8)$$

Τα παραπάνω ισχύουν στην περίπτωση που το πρόβλημα επιλύεται σε δύο διαστάσεις. Σε τρεις διαστάσεις, οι συντεταγμένες $A(x,y,z)$ ενός τυχαίου σημείου του τοιχώματος του ίχνους (βλ. σχήμα 4.4.5.2.) δίνεται συναρτήσει της απόστασης $L=R$, που διάνυσε το σωματίδιο εντός του ανιχνευτή ως :

$$\sqrt{x^2 + y^2} = F(z, R) \quad (4.4.5.9)$$

όπου ο άξονας zz' θεωρείται παράλληλος στη διεύθυνση της κίνησης του σωματιδίου.



Σχήμα 4.4.5.2. Περίπτωση κάθετης πρόσπτωσης και ίχνος που έχει υπέρ-χαραχθεί (over-etched track).

Στην ειδική περίπτωση της κάθετης πρόσπτωσης το άνοιγμα που παρουσιάζει το ίχνος είναι κυκλικό. Στη γενικότερη περίπτωση ωστόσο το ίχνος εμφανίζει ελλειπτικό σχήμα.

Η ανωτέρω ανάλυση αφορά την περίπτωση, κατά την οποία το καυστικό διάλυμα δεν έχει ακόμα φθάσει στο σημείο τερματισμού του σωματιδίου εντός του ανιχνευτή. Όταν ο χρόνος χημικής επεξεργασίας είναι αρκετός ώστε χάραξη να ξεπεράσει το τέρμα της διαδρομής του σωματιδίου, το ίχνος θεωρείται υπέρ-χαραγμένο (over-etched track). Τη στιγμή που το καυστικό διάλυμα φθάσει το σημείο τερματισμού E, το ίχνος εμφανίζεται με το περίγραμμα 1 στο σχήμα 4.4.5.2. Μετά από το σημείο αυτό οι ρυθμοί χάραξης της περιοχής του ίχνους και της επιφάνειας του ανιχνευτή εξισώνονται. Η περαιτέρω διεύρυνση του ίχνους μπορεί να περιγραφεί για τους σκοπούς της ανάλυσης από δύο ταυτόχρονες διαδικασίας. Η πρώτη συντελεί στη μετατόπιση του τοιχώματος του ίχνους εντός του υλικού κατά απόσταση $d=U_{\beta}t$ (μεταλλαγή του περιγράμματος 1 στο περίγραμμα 2 του σχήματος 4.4.5.2.) και η δεύτερη επιφέρει την περαιτέρω άμβλυνση της κορυφής του ίχνους καθώς σχηματίζεται γύρω από το σημείο τερματισμού E σφαίρα ακτίνας ίσης με το μήκος d. Το σημείο A(z,y) μετατοπίζεται σε απόσταση d κάθετα προς την εφαπτομένη t. Οι συντεταγμένες του νέου αυτού σημείου A'(z',y') σχετίζονται με τις συντεταγμένες του αρχικού σημείου ως εξής:

$$A'(z',y') \left\{ \begin{array}{l} z' = z + d \sin \delta \\ y' = y + d \cos \delta \end{array} \right\} \quad (4.4.5.10)$$

όπου δ είναι η γωνία που σχηματίζεται από την εφαπτομένη t σημείο A του τοιχώματος και τον άξονα z.

Θεωρώντας την συνάρτηση F ως εκείνη που περιγράφει τα σημεία του τοιχώματος του ίχνους πριν την υπέρ-χάραξη, η θέση του σημείου A' προσδιορίζεται ως:

$$y' = F(z, R) + d \cos \delta = F(z' - d \sin \delta, R) + d \cos \delta \quad (4.4.5.11)$$

Στις τρεις διαστάσεις η παραπάνω σχέση μετασχηματίζεται ως:

$$\sqrt{x'^2 + y'^2} = F(z' - d \sin \delta, R) + d \cos \delta \quad (4.4.5.12)$$

Η εξίσωση που περιγράφει τις θέσεις των σημείων του ανοίγματος του ίχνους προκύπτει από την εξίσωση (4.4.5.12) με την αντικατάσταση $z' = h$. Η διάμετρος του κυκλικού ανοίγματος ισούται με:

$$D = 2F(h - d \sin \delta, R) + d \cos \delta \quad (4.4.5.13)$$

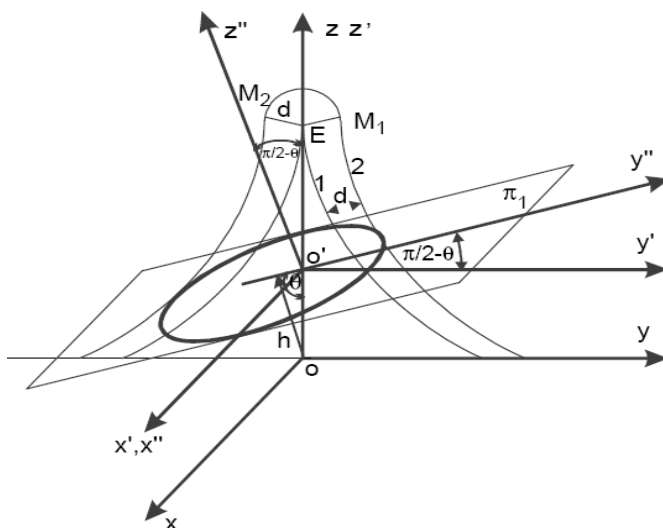
Η περιγραφή των παραπάνω μεγεθών στην περίπτωση της πρόσπτωσης σωματιδίου υπό τυχαία γωνία θ στον ανιχνευτή είναι πιο πολύπλοκη. Στο πρότυπο των Nikezic και Yu χρησιμοποιούνται δύο μετασχηματισμοί του συστήματος συντεταγμένων ώστε να προκύψει η γενική εξίσωση που περιγράφει τις θέσεις των σημείων που αποτελούν το τοίχωμα και το άνοιγμα του ίχνους. Ο πρώτος μετασχηματισμός αφορά τη μετατόπιση του συστήματος συντεταγμένων $O(0,0,0)$ κατά μια απόσταση z_0 παράλληλα ως προς τη διεύθυνση της κίνησης του σωματιδίου $O'(0,0,z_0)$. Όπως φαίνεται στο σχήμα 4.4.5.3., το επίπεδο π_1 της επιφάνειας του ανιχνευτή μετά το πέρας της χημικής επεξεργασίας σχηματίζει με τη διεύθυνση του σωματιδίου (άξονας zz') γωνία θ , ίση με τη γωνία πρόσπτωσης του σωματιδίου.

Αν θεωρήσουμε (x,y,z) τις συντεταγμένες ενός σημείου του τοιχώματος του ίχνους, μετά το μετασχηματισμό, οι νέες συντεταγμένες (x',y',z') εκφράζονται ως:

$$\left\{ \begin{array}{l} x' = x \\ y' = y \\ z' = z + z_0 \end{array} \right\} \quad (4.4.5.14)$$

όπου:

$$z_0 = \frac{h}{\sin \theta} \quad (4.4.5.15)$$



Σχήμα 4.4.5.3. Περίπτωση τυχαίας πρόσπτωσης σωματιδίου και ίχνους που έχει υπέρ-χαραχθεί (over-etched track).

Λαμβάνοντας υπόψη την αλλαγή των συντεταγμένων του νέου συστήματος, η εξίσωση (4.4.5.12) που περιγράφει τα σημεία του τοιχώματος του ίχνους μετασχηματίζεται ως:

$$\sqrt{x'^2 + y'^2} = F(z' + z_0 - d \sin \delta, R) + d \cos \delta \quad (4.4.5.16)$$

Με το δεύτερο μετασχηματισμό επιτυγχάνεται η περιστροφή του νέου συστήματος συντεταγμένων O' γύρω από τον άξονα xx' κατά γωνία $(\pi/2 - \theta)$. Οι νέες συντεταγμένες (x'', y'', z'') εκφράζονται συναρτήσει των προηγούμενων ως:

$$\begin{cases} x' = x'' \\ y' = y'' \sin \theta - z'' \cos \theta \\ z' = y'' \cos \theta + z'' \sin \theta \end{cases} \quad (4.4.5.17)$$

Μετά την περιστροφή του συστήματος, η νέα εξίσωση που περιγράφει τα σημεία του τοιχώματος του ίχνους γράφεται ως:

$$\sqrt{x''^2 + (y'' \sin \theta - z'' \cos \theta)^2} = F(z'' \sin \theta + y'' \cos \theta + z_0 - d \sin \delta, R) + d \cos \delta \quad (4.4.5.18)$$

Η εξίσωση που καθορίζει τις θέσεις των σημείων του ανοίγματος του ίχνους προκύπτει από την παραπάνω έκφραση με την αντικατάσταση $z'' = 0$. Το επίπεδο π_1

ταυτίζεται με το επίπεδο που σχηματίζουν οι άξονες x'' και y'' , ο μεγάλος άξονας του ελλειπτικού ανοίγματος εκτείνεται στη διεύθυνση του άξονα y'' . Η εξίσωση του ελλειπτικού ανοίγματος του ίχνους προκύπτει ως:

$$\sqrt{x''^2 + y''^2 \sin^2 \theta} = F(y'' \cos \theta + z_0 - d \sin \delta, R) + d \cos \delta \quad (4.4.5.19)$$

Από την παραπάνω εξίσωση υπολογίζεται το μήκος του μεγάλου άξονας της έλλειψης ως η απόσταση μεταξύ των σημείων y''_1 και y''_2 , όπου η έλλειψη τέμνει τον άξονα y'' , δηλαδή όπου $x''=0$.

$$y''_{1,2} \sin \theta = F(y''_{1,2} \cos \theta + z_0 - d \sin \delta, R) + d \cos \delta \quad (4.4.5.20)$$

Ο μικρός άξονας της έλλειψης είναι δυνατό να προσδιορισθεί κατά αντιστοιχία, θέτοντας $y''=0$. Λόγω της περιστροφής του συστήματος γύρω από τον άξονα x'' , το κέντρο της έλλειψης έχει μετακινηθεί κατά τη διεύθυνση του άξονα y'' και έτσι δε συμπίπτει με το σημείο O'' . Προκειμένου να προσδιορισθεί ο μικρός άξονας, αρχικά υπολογίζονται τα μέγιστα της συνάρτησης της εξίσωσης (4.4.5.18):

$$\left(\frac{dx''}{dy''} \right)_{y_{MAX}} = 0 \quad (4.4.5.21)$$

Η τιμή y_{MAX} αντιστοιχεί στη τιμή της y'' , όταν η x'' παρουσιάζει μέγιστο. Για την τιμή αυτή υπολογίζονται από την εξίσωση (4.4.5.18) τα αντίστοιχα σημεία x_{MAX} και ο μικρός άξονας του ελλειπτικού ανοίγματος, ο οποίος ισούται με $2 x_{MAX}$. Η εξάρτηση από τη γωνία γωνίας δ που εμπεριέχεται σε όλες τις παραπάνω εκφράσεις καθιστά τον υπολογισμό του μικρού άξονα με τον προαναφερόμενο τρόπο μια πολύπλοκη διαδικασία. Πρακτικά, χρησιμοποιείται μια αριθμητική μέθοδος, η οποία προσεγγίζει τις τιμές των x_{MAX} με αντικατάσταση στην (4.4.5.19), τιμών της y'' μεταξύ δύο τιμών y''_1 και y''_2 .

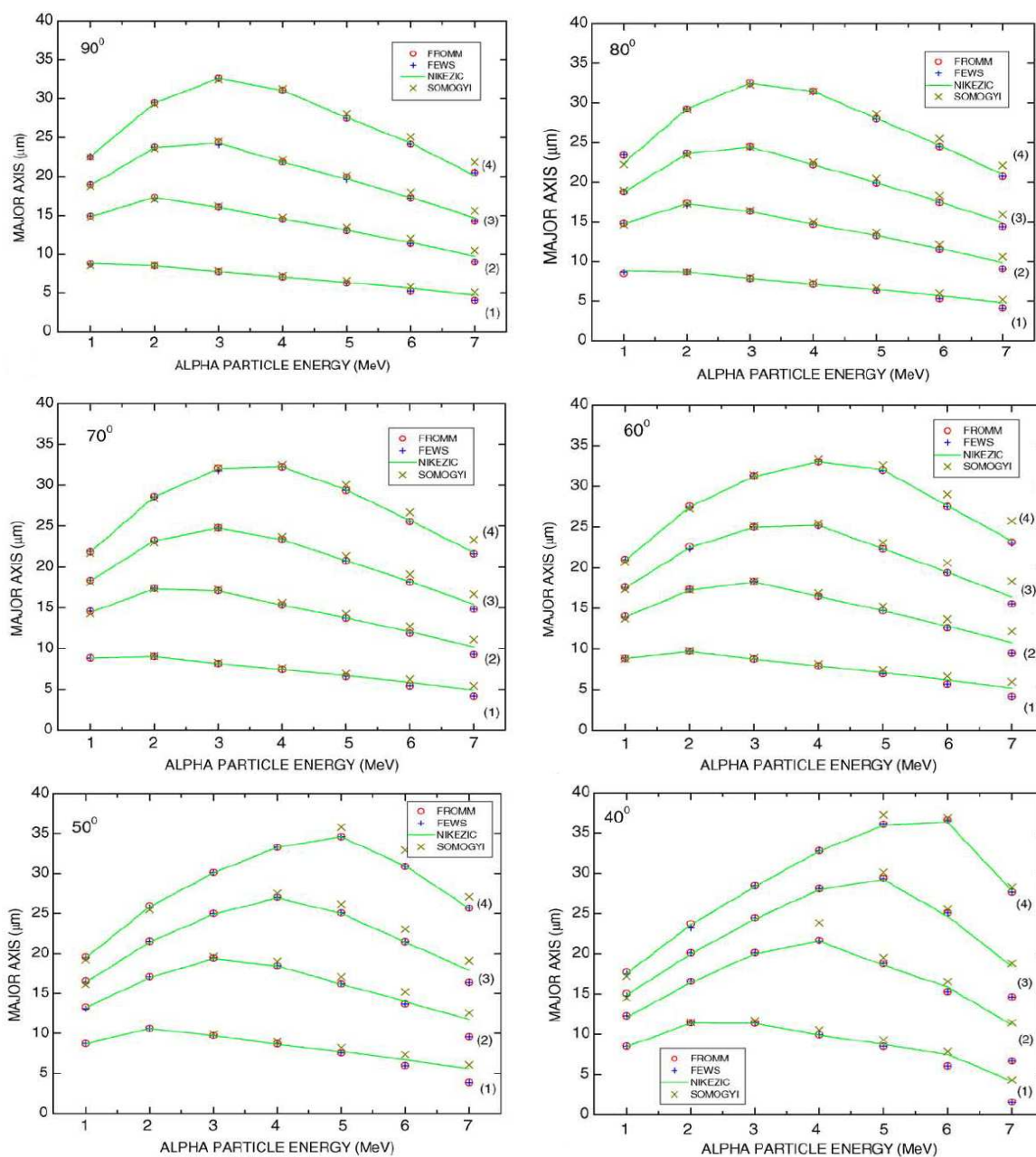
Το θεωρητικό πρότυπο των Nikezic-Yu έχει ενσωματωθεί από τους συγγραφείς του σε πρόγραμμα ηλεκτρονικού υπολογιστή για τον υπολογισμό παραμέτρων ίχνών σωματιδίων άλφα σε ανιχνευτές CR-39 και LR-115, το οποίο διατίθεται χωρίς επιβάρυνση στο διαδικτυακό τόπο: http://www.cityu.edu.hk/ap/nru/nrures_t.htm.

4.4.6. Σύγκριση των προτύπων ανάπτυξης των ιχνών.

Τα παραπάνω θεωρητικά πρότυπα έχουν χρησιμοποιηθεί σε έρευνες για την ανάπτυξη των ιχνών στους ανιχνευτές πυρηνικών ιχνών. Σε συγκριτική μελέτη που πραγματοποιήθηκε από τους Nikezic και Yu [2004] βρέθηκε να βρίσκονται σε ικανοποιητική συμφωνία μεταξύ τους. Ως μέτρο της σύγκρισης χρησιμοποιήθηκε ο μεγάλος άξονας του ανοίγματος του ίχνους. Η συγκεκριμένη ποσότητα επιλέχθηκε τόσο λόγω της εξάρτησής της από την ενέργεια του σωματιδίου όσο και εξαιτίας της σχετικά εύκολης πειραματικής της μέτρησης. Η θεωρητική αυτή σύγκριση αφορούσε αποκλειστικά σωματίδια άλφα ενέργειας από 1 MeV έως 7 MeV, όπως καταγράφονται από τους ανιχνευτές CR-39. Για όλα τα πρότυπα χρησιμοποιήθηκαν οι ίδιες τιμές των ρυθμών χάραξης U_b και U_t . Ο πρώτος ρυθμός θεωρήθηκε ότι έχει σταθερή τιμή ίση με $U_b = 1,37 \mu\text{m/h}$, ενώ ο δεύτερος θεωρήθηκε ως συνάρτηση του υπόλοιπου βεληνεκού (residual range R_s) του σωματιδίου. Συγκεκριμένα, χρησιμοποιήθηκε η έκφραση (4.3.4.8) με τις τιμές των σταθερών που δίνονται από τους Green et al. [1982].

Τα αποτελέσματα της σύγκρισης παρουσιάζονται γραφικά στο σχήμα 4.4.6.1. Έχουν επιλεγεί γωνίες πρόσπτωσης από 90° - 40° με βήμα 10° μετρημένες ως προς την επιφάνεια του ανιχνευτή. Τα αποτελέσματα αντιστοιχούν σε διάρκεια χημικής επεξεργασίας ίση με 3.75 h, 7.5 h, 11 h και 15 h. Σε γενικές γραμμές, παρά τις διαφορετικές προσεγγίσεις που χρησιμοποιούνται, τα πρότυπα των Fews-Henshaw και Fromm et al. διαφέρουν ελάχιστα (<1%) στις εκτιμήσεις τους για το μεγάλο άξονα για όλες τις γωνίες πρόσπτωσης και για τις διαφορετικές σε διάρκεια διαδικασίες χημικής επεξεργασίας του ανιχνευτή. Οι αντίστοιχες τιμές των Somogyi-Szalay είναι σε όλες τις περιπτώσεις μεγαλύτερες ενώ με το πρότυπο των Nikezic-Yu υπολογίζονται τιμές που βρίσκονται συνήθως μεταξύ των τιμών που υπολογίζονται από τα άλλα πρότυπα.

Ένα επιπλέον σημείο που πρέπει να αναφερθεί είναι η σχέση του μήκους του μεγάλου άξονα με την ενέργεια πρόσπτωσης του σωματιδίου. Όλα τα πρότυπα βρίσκονται σε συμφωνία ως προς την έλλειψη γραμμικής συσχέτισης μεταξύ των δυο μεγεθών. Σύμφωνα με τις προβλέψεις τους, τα ίχνη σωματιδίων διαφορετικής ενέργειας ή διαφορετικής γωνίας πρόσπτωσης είναι δυνατό να παρουσιάζουν ίδιο άνοιγμα. Έτσι, το μήκος του μεγάλου άξονα του ελλειπτικού ανοίγματος των ιχνών, δεν μπορεί να είναι και το μοναδικό μέγεθος που θα χρησιμοποιηθεί στη προσπάθεια ενεργειακής διάκρισης των σωματιδίων.



Σχήμα 4.4.6.1. Σύγκριση αποτελεσμάτων των τεσσάρων θεωρητικών προτύπων ανάπτυξης του ίχνους [Nikezic and Yu, 2004]. Τα αποτελέσματα αντιστοιχούν σε διάρκεια χημικής επεξεργασίας ίση με 3.75 h (1), 7.5 h (2), 11 h (3) και 15 h (4).

4.5. Ανιχνευτής σωματιδίων άλφα ημιαγωγός τύπου CAM-PIPS.

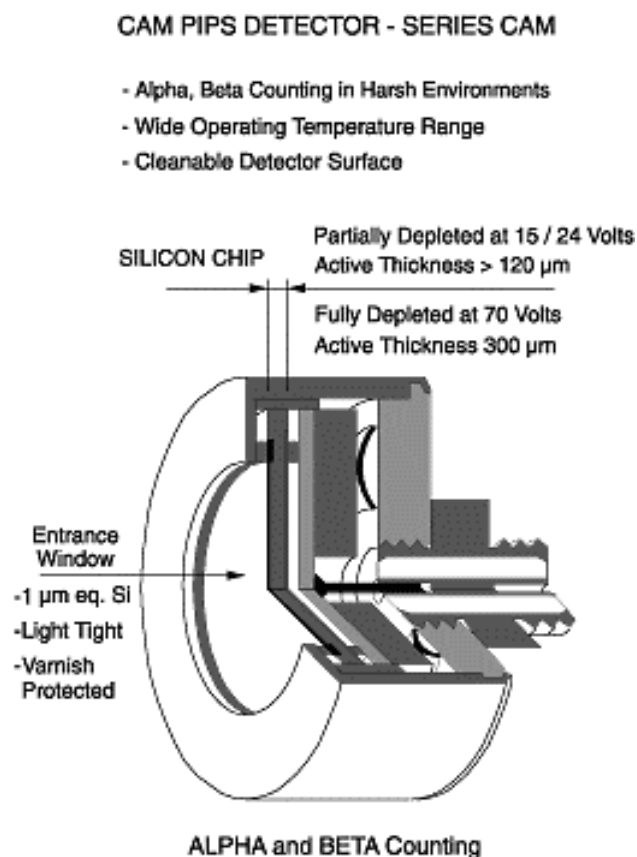
Οι ανιχνευτές πυρηνικών ίχνων αποτέλεσαν το κύριο ανιχνευτικό σύστημα που χρησιμοποιήθηκε στην παρούσα διατριβή. Όμως σε περιβαλλοντολογικές μελέτες μετρήσεων ραδονίου χρησιμοποιούνται και άλλα ανιχνευτικά συστήματα, μεταξύ των οποίων

διακρίνονται οι ημιαγωγοί ανιχνευτές τύπου CAM-PIPS (Continuous Air Monitoring-Passivated Implanted Planar Silicon). Ο συγκεκριμένος τύπος ανιχνευτή αξιοποιείται λόγω της στιβαρής κατασκευής του για άμεσες μετρήσεις ραδονίου στο περιβάλλον. Μπορεί να λειτουργήσει ακόμα και σε θερμοκρασία 50°C ή και σε περιβάλλον με υψηλό ποσοστό υγρασίας και σκόνης. Είναι ανιχνευτής που απαιτεί διαρκή τροφοδοσία ρεύματος καθώς και υποστήριξη από άλλες ηλεκτρονικές συσκευές (προενισχυτή και ενισχυτή σήματος, κάρτα μετατροπής του αναλογικού σήματος σε ψηφιακό, υπολογιστή για την καταγραφή των δεδομένων κ.λ.π.) Στην παρούσα διατριβή, ο συγκεκριμένος τύπος ανιχνευτή αξιοποιήθηκε για την πειραματική επαλήθευση της μεθόδου που αναπτύχθηκε με χρήση ανιχνευτών CR-39.

Η λειτουργία του ως ημιαγωγού ανιχνευτή βασίζεται στην ύπαρξη περιοχής απογυμνωμένης από φορείς φορτίου (depletion region), η οποία επιτυγχάνεται με ανάστροφη πόλωση. Οι διαστάσεις της περιοχής εξαρτώνται από την τιμή του δυναμικού που εφαρμόζεται (15-70 V). Όταν ένα φορτισμένο σωματίδιο εισέλθει στην περιοχή αυτή, μέρος της ενέργειάς του μεταφέρεται στα ηλεκτρόνια του ημιαγωγού και ένας αριθμός ηλεκτρονίων αποκτά ενέργεια ικανή να μεταβούν στην ζώνη αγωγιμότητας. Ως αποτέλεσμα παράγεται ένας αντίστοιχος αριθμός οπών (έλλειψη ηλεκτρονίων) στη ζώνη σθένους. Τα ελεύθερα ηλεκτρόνια και οι οπές συλλέγονται από το ηλεκτρικό πεδίο στα δυο ηλεκτρόδια εφαρμογής της ανάστροφης πόλωσης (τα ηλεκτρόνια στο θετικό και οι οπές στο αρνητικό) προσφέροντας έτσι για αξιοποίηση ένα αναλογικό παλμό. Το πλάτος του παλμού εξαρτάται από το συλλεγόμενο φορτίο, το οποίο είναι ανάλογο από την ενέργεια του σωματιδίου που προσέπεσε στον ανιχνευτή. Η ενέργεια που απαιτείται για την παραγωγή ζευγών ηλεκτρονίων-οπών είναι μικρότερη από την ενέργεια που απαιτείται για τον ιονισμό του αερίου ενός ανιχνευτή αερίου. Για τον λόγο αυτό οι ανιχνευτές ημιαγωγού χαρακτηρίζονται από καλύτερη διακριτική ικανότητα. Επίσης, η σημαντικά μεγαλύτερη πυκνότητα του υλικού τους, σε σχέση με ένα αέριο, προσφέρει τη δυνατότητα κατασκευής ανιχνευτών μικρότερων διαστάσεων.

Σε γενικές γραμμές οι ανιχνευτές ημιαγωγού αξιοποιούνται για ανίχνευση και φασματοσκοπία ακτινοβολίας άλφα και βήτα. Ωστόσο, είναι, στην πλειοψηφία τους ευαίσθητοι και στην ακτινοβολία γάμμα. Η ιδιότητα αυτή, στην περίπτωση που δεν απαιτείται φασματοσκοπία γάμμα, δυσχεραίνει τις μετρήσεις κυρίως λόγω αυξήσεως του θορύβου. Οι ανιχνευτές τύπου CAM-PIPS φέρουν εμπρόσθια επίστρωση αλουμινίου πάχους 0.5 μm που εμποδίζει να εισέλθει το φως του περιβάλλοντος. Στις προδιαγραφές τους αναγράφεται ότι μπορούν να λειτουργήσουν χωρίς πρόβλημα θορύβου υπό συνθήκες φωτισμού 5000 lumens. Επιπλέον, οι ανιχνευτές καλύπτονται από επίστρωση βερνικιού πάχους 1 μm που τους καθιστά ικανούς να λειτουργούν υπό συνθήκες υψηλής υγρασίας και σκόνης και ανθεκτικούς σε μηχανικές καταπονήσεις και χημικές διαβρώσεις. Τέλος το

παράθυρο εισόδου της ακτινοβολίας έχει σχεδόν διπλάσιο πάχος από ότι οι ημιαγωγοί ανιχνευτές άλφα και βήτα με αποτέλεσμα σχετικά μικρότερη ενεργειακή διακριτική ικανότητα. Στο σχήμα 4.5.1 παρουσιάζεται μια απεικόνιση ενός CAMP-PIPS ανιχνευτή κατασκευασμένου από την εταιρία CANBERRA (<http://www.canberra.com>) του ομίλου AREVA.



Σχήμα 4.5.1. Απεικόνιση της δομής ενός ανιχνευτή CAMP-PIPS κατασκευασμένου από την Canberra

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5

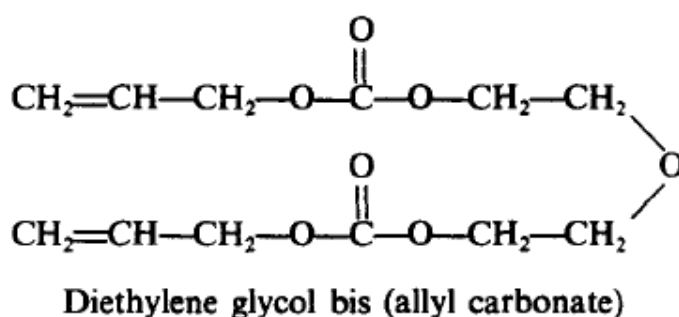
Υλικά & Πειραματική μεθοδολογία

Στο παρόν κεφάλαιο πραγματοποιείται εκτενής περιγραφή των υλικών, των πειραματικών διατάξεων και της μεθοδολογίας που χρησιμοποιήθηκαν στα πλαίσια της διατριβής. Όλα τα παραπάνω αποτελούν τον απαραίτητο εξοπλισμό για την πειραματική αξιοποίηση των ανιχνευτών πυρηνικών ιχνών SSNTD (Solid State Nuclear Track Detectors). Οι πειραματικές διατάξεις αναπτύχθηκαν στο εργαστήριο Αρχαιομετρίας και Ραδιοχρονολόγησης, στο εργαστήριο Πυρηνικής Φυσικής και στο εργαστήριο Νεότερης Φυσικής του Τμήματος Φυσικής του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων. Αν και στα πλαίσια της συγκεκριμένης διατριβής, χρησιμοποιήθηκαν αποκλειστικά οι ανιχνευτές CR-39, οι πειραματικές διατάξεις, η μεθοδολογία και οι αλγόριθμοι που αναπτύχθηκαν μπορούν επίσης να χρησιμοποιηθούν στην πειραματική αξιοποίηση των υπόλοιπων τύπων πλαστικών ανιχνευτών πυρηνικών ιχνών.

5.1. Ο ανιχνευτής πυρηνικών ιχνών CR-39.

5.1.1. Σύσταση, Παρασκευή και φυσικές ιδιότητες.

Το αρκτικόλεξο CR-39 (συντόμευση του Columbia Resin) είναι η εμπορική ονομασία του πολυμερούς πλαστικού ανθρακικής αλλυλ-διγλυκόλης (*allyl diglycol carbonate*) [Stejny, 1987]. Παρασκευάζεται με τον πολυμερισμό του μονομερούς αλλυλ διττανθρακικής διαιθυλενογλυκόλης (diethylenglycol bis allylcarbonate (ADC)) σε υγρή μορφή με την παρουσία καταλύτη υπερδιττανθρακικού δι-ισοπροπυλίου (diisopropyl peroxydicarbonate (IPP)) και θέρμανση. Ο τύπος του μονομερούς είναι:



Η χημική του δομή του επιτρέπει να είναι σκληρό και ανθεκτικό υλικό, τόσο σε μηχανικές καταπονήσεις και τριβές όσο και σε καυστικά διαλύματα. Οι οπτικές του ιδιότητες είναι κατάλληλες για την εμπορική χρήση του σε φακούς γυαλιών, καθώς είναι διαπερατό στο ορατό φάσμα του φωτός και σχεδόν αδιαπέραστο στις περιοχές του υπέρ-ιώδους και των υπέρυθρων, ενώ ο συντελεστής διαθλάσεως του είναι λίγο μικρότερος από της υάλου. Οι οπτικές του ιδιότητες παραμένουν ακόμα και μετά από πολύωρη χημική επεξεργασία με διαλύματα όπως ισχυρά οξέα και βάσεις. Διατηρεί το σχήμα του και δεν παραμορφώνεται θερμαινόμενο μέχρι τη θερμοκρασία των 100° C, ενώ η θερμοκρασία τήξης είναι 130° C. Στον πίνακα 5.1.1.1 παρουσιάζονται μερικές βασικές από τις φυσικές του ιδιότητες.

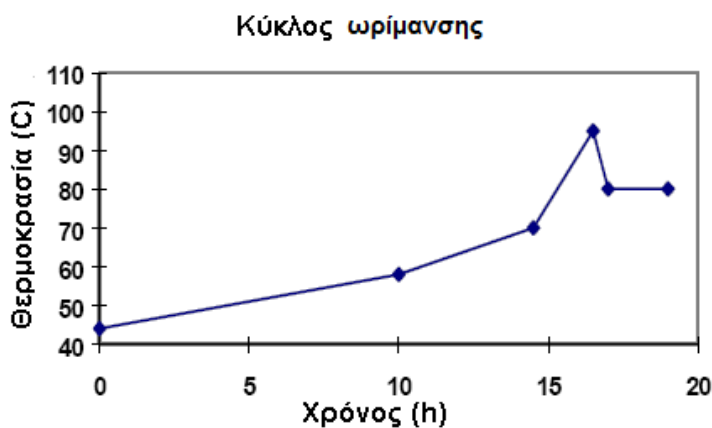
Πυκνότητα σε κανονικές συνθήκες	1,32 gr/cm ³
Συντελεστής διάθλασης στους 20° C	1.452
Θερμοχωρητικότητα	0.55 cal/gr °C
Σημείο τήξης	4 °C
Σημείο βρασμού	166 °C

Πίνακας 5.1.1.1. Φυσικές ιδιότητες του CR-39

Οι ανιχνευτές CR-39 παρασκευάζονται και διατίθενται από αρκετούς κατασκευαστές μεταξύ των οποίων είναι οι εξής:

- a. Page Mouldings (Persnore) Ltd, Persnore, Worcs., UK
- b. American Acrylics and Plastics, Stratsford, CT, USA
- c. Tastrak, c/o H H Wills Physics Laboratory, Bristol, UK
- d. Fujii Optical co, LTD, Japan
- e. Lantrack, UK.

Εφόσον το υλικό των ανιχνευτών είναι το ίδιο θα αναμενόταν όλοι οι ανιχνευτές να παρουσιάζουν παρόμοιες ιδιότητες. Ωστόσο έχει αποδειχθεί πειραματικά ότι ο ρυθμός χάραξης της επιφάνειας των ανιχνευτών U_b από διαφορετικούς κατασκευαστές διαφέρει [Vazques-Lopez et al., 2001]. Συγκεκριμένα, υπό τις ίδιες συνθήκες χημικής επεξεργασίας (6.5 N καυστικού νατρίου NaOH και θερμοκρασία 60° C), ο ρυθμός χάραξης U_b ανιχνευτών από τους (βλ. ανωτέρω) προμηθευτές a., b., d. και e. προσδιορίστηκε ίσος με $1.03 \pm 0.01 \mu\text{m/h}$, $1.13 \pm 0.01 \mu\text{m/h}$, $1.14 \pm 0.01 \mu\text{m/h}$ και $0.89 \pm 0.01 \mu\text{m/h}$ αντίστοιχα. Επίσης διαφορές παρατηρήθηκαν και μεταξύ ανίχνευτων από την ίδια σειρά παρασκευής. Οι παρατηρούμενες διαφορές αποδίδονται στο ότι κατά τον πολυμερισμό τα μονομερή σχηματίζουν ένα τρισδιάστατο δίκτυο. Στη διάρκεια αυτής της διαδικασίας είναι πιθανό να σχηματισθούν κλειστές περιοχές από αλυσίδες, εντός των οποίων παγιδεύονται μόρια του μονομερούς, που δεν ενώνονται με άλλα μόρια. Η τυχαία αυτή απομόνωση μορίων του πολυμερούς οδηγεί στην δημιουργία ανομοιογενών περιοχών στη δομή του υλικού.



Σχήμα 5.1.1.1. Κύκλος ωρίμανσης κατά την διαδικασία πολυμερισμού του CR-39.

Για την εξάλειψη του φαινομένου, κατά τη διαδικασία του πολυμερισμού χρησιμοποιείται από τους κατασκευαστές η σταδιακή αυξομείωση της θερμοκρασίας του υλικού με σκοπό την εξίσωση του ρυθμού πολυμερισμού σε όλα τα στάδια παραγωγής του [Somogyi, 1981]. Η μέθοδος αυτή ονομάζεται *κύκλος ωρίμανσης* (cure circle) και παρουσιάζεται γραφικά για την επεξεργασία του ανιχνευτή CR-39 στο σχήμα 5.1.1.1. Με την κατασκευαστική αυτή μέθοδο το φαινόμενο περιορίζεται μεν αλλά δεν εξαλείφεται. Έτσι, η

ύπαρξη ανομοιογενειών εντός του υλικού είναι πιθανή με αποτέλεσμα τη διαφοροποίηση των ρυθμών χάραξης.

5.1.2. Πειραματική χρήση του CR-39.

Το πολυμερές CR-39 χρησιμοποιήθηκε ως ανιχνευτής για πρώτη φορά το 1978 [Cartwright et al., 1978]. Η λειτουργία του στηρίζεται στην ιδιότητα των φορτισμένων σωματιδίων να ιονίζουν τα μόρια του υλικού κατά την διέλευση τους. Σωματίδια με μάζα και φορτίο ίσο ή και μεγαλύτερο του πρωτονίου δημιουργούν λανθάνοντα ίχνη στην επιφάνεια του ανιχνευτή CR-39, διαστάσεων μερικών δεκάδων νάνο-μέτρων. Τα ίχνη σε αυτή τους τη μορφή μπορούν να καταγραφούν μόνο με τη χρήση ηλεκτρονικών μικροσκοπίων (Transmission Electron Microscopy). Όμως, μετά από χημική επεξεργασία του ανιχνευτή, τα ίχνη μεγεθύνονται φθάνοντας την τάξη των μικρό-μέτρων, οπότε είναι δυνατό να γίνουν ορατά με τη χρήση απλούστερων και λιγότερο δαπανηρών οπτικών μικροσκοπίων.

Κανένας τύπος ανιχνευτών πυρηνικών ιχνών δε μπορεί να καταγράψει ηλεκτρόνια, καθώς δεν προκαλούν επαρκή ιονισμό του υλικού για το σχηματισμό λανθάνοντος ίχνους. Μερικοί ανιχνευτές (LR-115 νιτρικής κυτταρίνης cellulose-nitrates) δεν καταγράφουν σωματίδια άλφα με ενέργεια μεγαλύτερη μιας συγκεκριμένης χαρακτηριστικής τιμής, ενώ άλλοι έχουν ιδιαίτερα μειωμένη ευαισθησία σε σωματίδια ατομικού αριθμού μικρότερου από $Z=6$ (Lexan, Makrofol). Ο ανιχνευτής CR-39 είναι ιδιαίτερα ευαίσθητος στην ακτινοβολία άλφα σε ένα μεγάλο ενεργειακό εύρος 0.5-20 MeV. Καταγράφει επίσης πρωτόνια καθώς και βαρύτερα σωματίδια από τα σωματίδια άλφα όπως προϊόντα σχάσης. Επίσης, ο ανιχνευτής CR-39 χρησιμοποιείται ευρέως και ως μετρητής δόσης από ακτινοβολία νετρονίων. Τα νετρόνια ως ηλεκτρικά ουδέτερα σωματίδια δεν ιονίζουν κατά τη διέλευσή τους το υλικό του ανιχνευτή, δε σταματούν εντός αυτού και τελικά τον διαπερνούν. Έτσι δε δημιουργούν λανθάνον ίχνος με άμεσο τρόπο. Ωστόσο, υπάρχει πιθανότητα κατά την διέλευση τους να σκεδασθούν (spin-spin αλληλεπίδραση) από τον πυρήνα των ατόμων του υδρογόνου (πρωτόνια), που υπάρχουν σε αφθονία στο υλικό και να μεταφέρουν σε αυτά μέρος της ενέργειάς τους. Με τη σκέδαση τα πρωτόνια αποκτούν κινητική ενέργεια και κινούμενα εντός του υλικού ιονίζουν ως φορτισμένα σωματίδια τα μόριά του. Με τον τρόπο αυτό παράγονται ίχνη λόγω της ανάκρουσης (recoil tracks) των πρωτονίων, τα οποία μεγεθύνόμενα μπορούν να καταγραφούν, παρέχοντας με έμμεσο τρόπο πληροφορίες για τα διερχόμενα νετρόνια. Με τον ίδιο μηχανισμό και οι πυρήνες οξυγόνου ή άνθρακα μπορούν να σχηματίσουν ίχνη μετά από ανάκρουση. Τα τελευταία χρόνια έχουν πραγματοποιηθεί πολλές εργασίες με χρήση ανιχνευτών πυρηνικών ιχνών και ειδικά των CR-39 σε πολλούς τομείς της έρευνας με

νετρόνια. ([Pic et al., 1995], [Nakane and Sakamoto, 2001], [Dhairyawar et al., 2003], [Fragoroulou et al., 2005], [Savvidis et al., 2007]).

Όπως ήδη αναφέρθηκε στο κεφάλαιο 4, ο ρυθμός χάραξης της επιφάνειας του ανιχνευτή επηρεάζει σημαντικά την ανάπτυξη των ιχνών και κατ' επέκταση το άνοιγμα και τις διαστάσεις τους. Για το λόγο αυτό στην παρούσα διατριβή χρησιμοποιήθηκαν αποκλειστικά ανιχνευτές από έναν μόνο κατασκευαστή την εταιρεία Page Mouldings (Persnore) Ltd, Persnore, Worcs., UK. Συγκεκριμένα χρησιμοποιήθηκαν δύο παραλαβές των τριών φύλλων διαστάσεων 50cm x 30cm και πάχος ίσο με 1000μm. Η χρονική διαφορά μεταξύ των δύο παραλαβών ήταν περίπου 2 χρόνια. Το κάθε φύλλο τεμαχιζόταν σε μικρότερα τμήματα και στην πραγματικότητα κάθε ανιχνευτής που χρησιμοποιήθηκε ήταν ένα μικρό τεμάχιο του υλικού διαστάσεων 1cm x 1cm. Προσεγγιστικά, περίπου 1500 ανιχνευτές μπορούσαν να παραχθούν από το κάθε φύλλο του υλικού διαμορφώνοντας έτσι το κόστος αγοράς για τον καθένα στα 0.13 €. Παρά το γεγονός ότι ο κάθε ανιχνευτής μπορεί να χρησιμοποιηθεί μόνο μία φορά για την καταγραφή ιχνών, το κόστος τους είναι αρκετά χαμηλό, παράγοντας σημαντικός για τη χρήση τους σε μετρήσεις ευρείας κλίμακας όπου απαιτείται η ταυτόχρονη χρήση μεγάλου αριθμού ανιχνευτικών συστημάτων. Μετά την χημική επεξεργασία, οι ανιχνευτές αποθηκεύονται και αρχειοθετούνται. Τα καταγεγραμμένα ίχνη παραμένουν αναλλοίωτα και έτσι ο κάθε ανιχνευτής μπορεί να καταμετρηθεί πολλές φορές, ακόμα και μετά από μεγάλο χρονικό διάστημα αποθήκευσης.

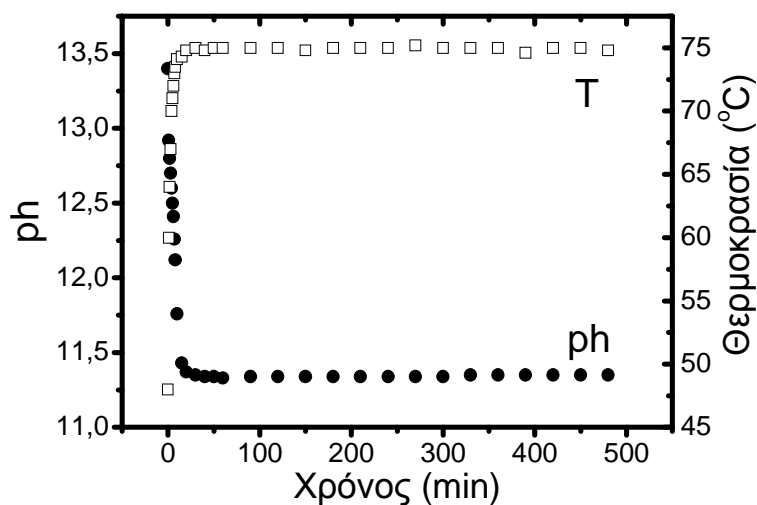
Ένα σημείο που χρήζει ιδιαίτερης προσοχής είναι η ύπαρξη *λανθανόντων ιχνών υποβάθρου* (background tracks). Πρόκειται για ίχνη, τα οποία έχουν καταγραφεί από τον ανιχνευτή πριν εκτεθεί στο προς μέτρηση περιβάλλον. Τα ίχνη αυτά μπορούν να καταγραφούν σε διάφορα στάδια της διαδικασίας παραγωγής, της μεταφοράς και της αποθήκευσής τους. Κατά τη χημική επεξεργασία τα ίχνη υποβάθρου μεγεθύνονται και καταμετρώνται μαζί με τα ίχνη της μέτρησης, γεγονός που έχει ως συνέπεια την υπερεκτίμηση του αποτελέσματος. Οι πηγές αυτών των ιχνών ποικίλουν. Συνήθως, τα ίχνη υποβάθρου οφείλονται σε φυσικές πηγές ραδιενέργειας (όπως το ίδιο το ραδόνιο και τα θυγατρικά του) καθώς και στην αλληλεπίδραση της κοσμικής ακτινοβολίας με τα σωματίδια του αέρα ή και του ίδιου του ανιχνευτή. Το μεγαλύτερο ποσοστό τους, οφείλεται στην ύπαρξη ραδονίου στον χώρο αποθήκευσης. Για το λόγο αυτό θα πρέπει να αποφεύγεται η παρατεταμένη αποθήκευση ειδικά σε χώρους με αυξημένη συγκέντρωση ραδονίου. Κάθε παραγγελία πρέπει να πραγματοποιείται λίγο καιρό πριν την πειραματική αξιοποίηση των ανιχνευτών. Ακόμα και όταν τηρηθούν όλα τα παραπάνω προληπτικά μέτρα, η εξάλειψη του υποβάθρου δεν είναι δυνατή. Πειραματικά μπορεί να προσδιορισθεί η μέση τιμή των ιχνών υποβάθρου από ανιχνευτές που δεν έχουν εκτεθεί στο περιβάλλον μέτρησης, η οποία εν συνεχεία πρέπει να αφαιρείται από όλες τις επόμενες μετρήσεις.

5.2. Χημική επεξεργασία των ανιχνευτών CR-39.

Μέσω της χημικής επεξεργασίας των ανιχνευτών πραγματοποιείται η απεικόνιση (track visualization) των λανθανόντων ιχνών που καταγράφηκαν από τον ανιχνευτή κατά τη διάρκεια της έκθεσής του σε ακτινοβολία άλφα. Η διαδικασία αυτή απαιτεί την εμβύθιση κάθε ανιχνευτή για ένα διάστημα μερικών ωρών (3 h ως 10 h, ανάλογα με τις συνθήκες χημικής επεξεργασίας) εντός καυστικού διαλύματος σε περιβάλλον καλά ελεγχόμενης θερμοκρασίας. Σε ορισμένες περιπτώσεις εφαρμόζεται ταυτόχρονα υψηλή εναλλασσόμενη τάση υψηλής συχνότητας (Ηλεκτροχημική χάραξη - Electro Chemical etching) [Tommasino, 1970] με τρόπο που ο ανιχνευτής λειτουργεί ως διάφραγμα μεταξύ δυο ηλεκτροδίων. Η διαδικασία δημιουργίας ιχνών με ηλεκτροχημική χάραξη όσο και τα χαρακτηριστικά των ιχνών που αναπτύσσονται διαφέρουν σημαντικά από τα αντίστοιχα της κοινής χημικής επεξεργασίας. Στην παρούσα διατριβή χρησιμοποιήθηκε αποκλειστικά χημική επεξεργασία των ανιχνευτών χωρίς την παρουσία ηλεκτρικού πεδίου.

5.2.1. Πειραματικός εξοπλισμός και μεθοδολογία.

Η προετοιμασία των καυστικών διαλυμάτων, απαραίτητων για την χημική επεξεργασία των ανιχνευτών, είναι απλή. Απαιτείται η χρήση απιονισμένου νερού ως διαλύτη και η κατάλληλη προς διάλυση χημική ένωση, συνήθως υδροξείδιο του νατρίου (NaOH) ή του καλίου (KOH), καθώς και μαγνητικοί αναδευτήρες. Το διάλυμα θερμαίνεται και παραμένει καθ' όλη τη διάρκεια της διαδικασίας σε περιβάλλον καλά ελεγχόμενης θερμοκρασίας, συνήθως σε εύρος τιμών από 40° C έως 90° C. Για το λόγο αυτό χρησιμοποιήθηκε στα πειράματα της παρούσας διατριβής υδατόλουτρο (τύπου Memmert WB-07), το οποίο ρυθμίσθηκε σε συγκεκριμένη θερμοκρασία λειτουργίας ίσης με 75°C. Όταν το νερό μετά από λίγα λεπτά θερμανθεί στην επιθυμητή θερμοκρασία, αυτή διατηρείται σταθερή καθ' όλη τη διάρκεια της χημικής χάραξης των ανιχνευτών με ακρίβεια $\pm 1^\circ$ C.



Σχήμα 5.2.1.1. Πειραματικές μετρήσεις της θερμοκρασίας και του pH του καυστικού διαλύματος κατά τη διάρκεια χημικής επεξεργασίας ανιχνευτή.

Οι ανιχνευτές και το καυστικό διάλυμα τοποθετούνταν σε υάλινους κυλινδρικούς σωλήνες (Scott Duran), διαμέτρου 2.2 cm τύπου Pyrex, οι οποίοι είναι επαρκώς ανθεκτικοί για μακροχρόνια επαφή με καυστικά διαλύματα. Έτσι χρησιμοποιούνταν επανειλημμένα χωρίς να επηρεάζονται λόγω διάβρωσης από την υψηλή συγκέντρωση του καυστικού διαλύματος. Οι σωλήνες αυτοί πριν τοποθετηθούν στο υδατόλουτρο σφραγίζονταν με πλαστικά πώματα ώστε να αποτρέπεται η είσοδος και η έξοδος υδρατμών, γεγονός που θα απορύθμιζε τη συγκέντρωση του διαλύματος και κατά συνέπεια τη χημική επεξεργασία. Οι ανιχνευτές δεν τοποθετούνταν αμέσως εντός των σωλήνων, παρά μόνον όταν το καυστικό διάλυμα ερχόταν σε θερμική ισορροπία με τη δεξαμενή σταθερής θερμοκρασίας του υδατόλουτρου. Ο χρόνος αυτός μετρήθηκε ότι ήταν περίπου 20 λεπτά, για τις προκαθορισμένες συνθήκες επεξεργασίας, όπως φαίνεται και στο σχήμα 5.2.1.1., στο οποίο παρουσιάζονται πειραματικά προσδιορισμένες τιμές της θερμοκρασίας και του pH του διαλύματος για όλη τη διάρκεια της χημικής επεξεργασίας. Η ανάδευση (ή μη) του διαλύματος κατά τη διάρκεια της χημικής επεξεργασίας έχει αποδειχθεί ότι δεν επηρεάζει το ρυθμό χάραξης U_b του ανιχνευτή CR-39, αρκεί η ποσότητα του καυστικού διαλύματος να είναι μεγάλη σε σχέση με τη μάζα του ανιχνευτή και να τον καλύπτει πλήρως [Ho et al., 2003]. Για την πλήρωση καθενός από τους σωλήνες χρησιμοποιήθηκε ποσότητα του καυστικού διαλύματος ≥ 25 ml.

Μετά το τέλος της επεξεργασίας, οι ανιχνευτές εκπλύνονταν με απιονισμένο νερό ενώ τα διαλύματα δεν χρησιμοποιούνταν πάλι. Καθώς μικρές ποσότητες του καυστικού διαλύματος μπορούν να παραμείνουν επί των ανιχνευτών (λόγω απορρόφησης ή κατακράτησης) αλλά και στις εσωτερικές περιοχές των ιχνών συνεχίζοντας τοπικά την χάραξή τους, μετά την πρώτη έκπλυση, οι ανιχνευτές τοποθετούνταν και παρέμεναν για

αρκετές ώρες σε απιονισμένο νερό ώστε να απομακρυνθούν και τα τελευταία ίχνη του καυστικού διαλύματος. Μετά την ξήρανσή τους, οι ανιχνευτές ήταν έτοιμοι να χρησιμοποιηθούν στο σύστημα συλλογής δεδομένων, ενώ οι σωλήνες καθαρίζονταν με κοινά υγρά καθαρισμού και εκπλύνονταν με απιονισμένο νερό. Η παραπάνω μεθοδολογία συνιστάται να ακολουθείται σχολαστικά στις περιπτώσεις κατά τις οποίες τα *χαρακτηριστικά* και όχι μόνον ο *αριθμός* των ιχνών είναι το αντικείμενο του ενδιαφέροντος. Κάθε πειραματική προσπάθεια πρέπει κατά το δυνατόν να καταβάλλεται, ώστε ο ρυθμός χάραξης U_b της επιφάνειας του ανιχνευτή να διατηρείται σταθερός σε κάθε διαδικασία χημικής χάραξης καθώς όπως αναπτύχθηκε στο κεφάλαιο 4, ο ρυθμός χάραξης σχετίζεται άμεσα με τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά των ιχνών που έχουν πειραματικό ενδιαφέρον.

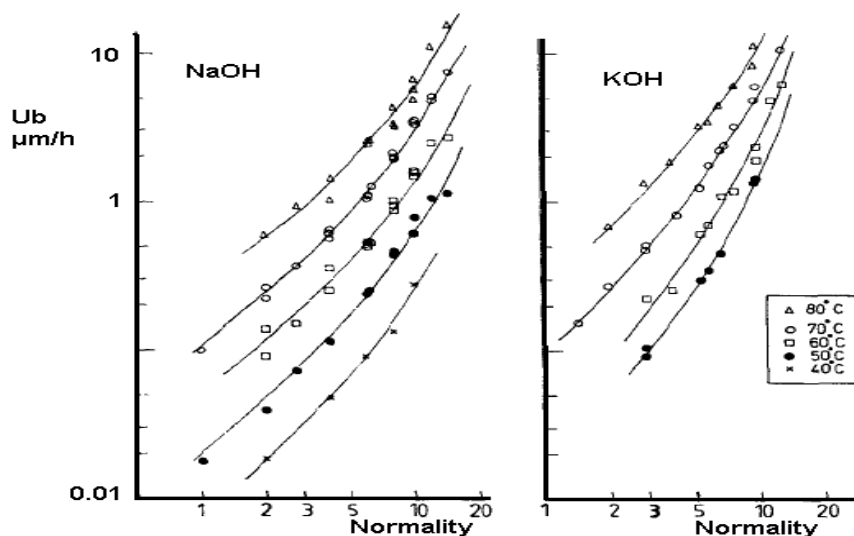
5.2.2. Επιλογή των συνθηκών της χημικής επεξεργασίας.

Κατά τα προηγούμενα χρόνια πλήθος εργασιών πραγματοποιήθηκε με στόχο τη μελέτη των ρυθμών χάραξης U_b και U_t καθώς και των χαρακτηριστικών των ιχνών μετά από διαφορετικές συνθήκες χημικής επεξεργασίας. ([Green et al., 1982], [Fromm et al., 1991], [Rana and Qureshi, 2002], [Matiullah and Zaman, 2005]). Οι συνθήκες της χημικής επεξεργασίας μπορούν να μεταβληθούν κυρίως με τους παρακάτω τρόπους:

- Μεταβάλλοντας το είδος του καυστικού διαλύματος (συνήθως NaOH, KOH) ή τη συγκέντρωσή του,
- Προσθέτοντας στο διάλυμα άλλες χημικές ουσίες (συνήθως αλκοόλες),
- Μεταβάλλοντας τη θερμοκρασία του διαλύματος.

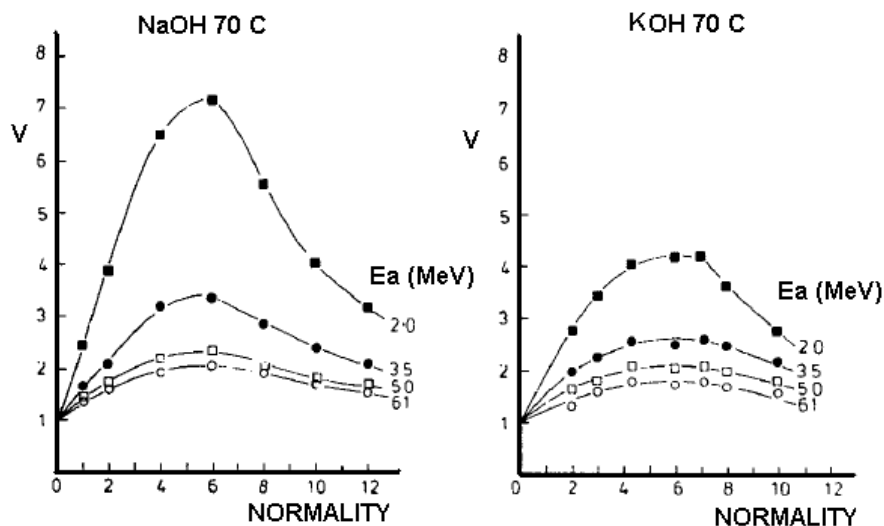
Όλες οι παραπάνω περιπτώσεις έχουν μελετηθεί για το σύνολο των διαθέσιμων ανιχνευτών πυρηνικών ιχνών. Ειδικά για τον ανιχνευτή CR-39 έχει αποδειχθεί ότι τόσο ο U_b όσο και ο ρυθμός U_t αυξάνονται με την αύξηση της συγκέντρωσης και της θερμοκρασίας του διαλύματος (σχήμα 5.2.2.1. [Green et al., 1982]).

Στο σχήμα 5.2.2.1. παρουσιάζεται η εξάρτηση του ρυθμού χάραξης U_b της επιφάνειας του ανιχνευτή από τις συνθήκες χημικής επεξεργασίας στην περίπτωση των συχνότερα χρησιμοποιούμενων καυστικών διαλυμάτων NaOH



Σχήμα 5.2.2.1. Η εξάρτηση του ρυθμού χάραξης U_b από τις συνθήκες χημικής επεξεργασίας στην περίπτωση των δύο συχνότερα χρησιμοποιούμενων καυστικών διαλυμάτων. Για την μέτρηση του ρυθμού χρησιμοποιήθηκε η τεχνική των προϊόντων σχάσης του καλιφόρνιου-252 [Green et al., 1982]

και KOH . Επίσης στο σχήμα 5.2.2.2 φαίνεται ότι η απόκριση του ανιχνευτή, μέγεθος που αντιπροσωπεύει την ευαισθησία εμφάνισης των ιχνών, ($V = U_t / U_b$) παρουσιάζει μέγιστη τιμή όταν χρησιμοποιείται καυστικό νάτριο NaOH συγκέντρωσης 6N στους 70° C [Green et al., 1982].



Σχήμα 5.2.2.2. Η εξάρτηση της απόκρισης του ανιχνευτή $V = U_t / U_b$ από τις συνθήκες χημικής επεξεργασίας στην περίπτωση της κάθετης πρόσπτωσης σωματιδίων άλφα διαφορετικών ενεργειών. [Green et al., 1982]

Το κύριο κριτήριο για την επιλογή των συνθηκών χημικής χάραξης των ανιχνευτών στην παρούσα διατριβή αποτέλεσε η αυξημένη ευαισθησία του ανιχνευτή και ακολούθως το μέγεθος των ίχνων. Έτσι, επιλέχθηκε το NaOH ως το καυστικό διάλυμα, σε συγκέντρωση 6N και θερμοκρασία $T=75^{\circ}\text{C}$. Μετά από 8 ώρες επεξεργασίας, ίχνη σωματιδίων άλφα, εκπεμπόμενων από το ραδόνιο και τα θυγατρικά του προϊόντα, ήταν ορατά και με τις τέσσερις μεγεθύνσεις (4x, 10x 25x, 40x) των φακών του μικροσκοπίου του συστήματος συλλογής δεδομένων.

5.2.3. Πειραματικός προσδιορισμός του ρυθμού χάραξης U_b .

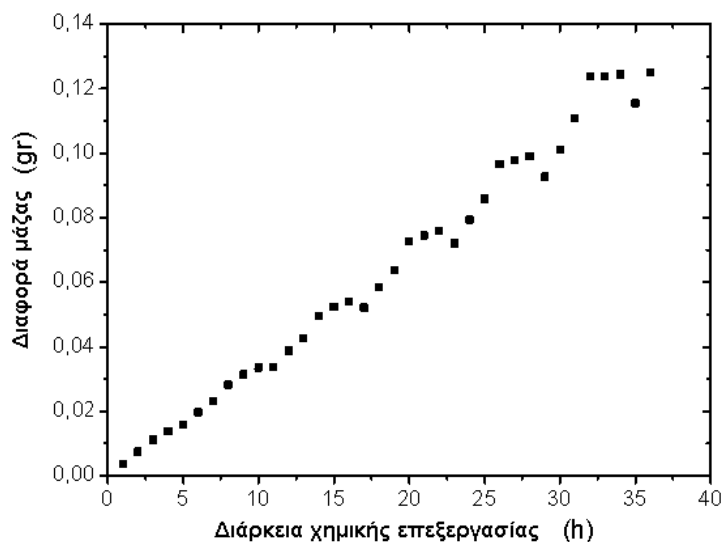
Ο πειραματικός προσδιορισμός του ρυθμού χάραξης U_b της επιφάνειας του ανιχνευτή για τις συγκεκριμένες συνθήκες χημικής επεξεργασίας που επιλέχθηκαν αποτέλεσε το επόμενο βήμα της πειραματικής διαδικασίας, κατά το οποίο χρησιμοποιήθηκαν οι εξής μέθοδοι έμμεσου προσδιορισμού: Η καθιερωμένη μέθοδος της διαφοράς μάζας και επίσης μέθοδος που αναπτύχθηκε στην παρούσα διατριβή [Papachristodoulou et al., 2007] για τον προσδιορισμό του πάχους του ανιχνευτή μέσω της τεχνικής φθορισμού ακτίνων-Χ ενεργειακής διασποράς EDXRF (Energy Dispersive X-Ray Fluorescence). Η προετοιμασία των ανιχνευτών που χρησιμοποιήθηκαν για το σκοπό αυτό ήταν ή ίδια και για τις δύο μεθόδους. Ένας αριθμός τεμαχίων CR-39 αρχικού πάχους ίσου με 1000 μm προερχόμενος από το ίδιο φύλλο του υλικού, κόπηκε σε σχήμα παραλληλόγραμμου διαστάσεων περίπου 1cm x 5cm. Οι διαστάσεις τους μετρήθηκαν με ψηφιακό μικρόμετρο με σκοπό την όσο το δυνατό ακριβέστερη εκτίμηση της επιφάνειάς τους. Πριν υποστούν χημική επεξεργασία οι ανιχνευτές, ξηράθηκαν για περίπου 14 h και στη συνέχεια μετρήθηκαν οι αρχικές τους μάζες με τη χρήση ψηφιακής ζυγαριάς, ακριβείας 10^{-4}gr . Η επεξεργασία τους πραγματοποιήθηκε στις επιλεγμένες συνθήκες (6N NaOH, 75°C) για χρονικά διαστήματα από 15 min έως και 35 h. Μετά το πέρας της διαδικασίας αυτής και αφού οι ανιχνευτές ξηράθηκαν και πάλι, μετρήθηκαν με τις δύο μεθόδους οι μάζες και τα πάχη τους.

Στην περίπτωση της μεθόδου της διαφοράς μάζας, η διαφορά μάζας πριν και μετά την χημική επεξεργασία του ανιχνευτή και ο ρυθμός χάραξης U_b της επιφάνειάς του συνδέονται με τη σχέση:

$$U_b = \frac{\Delta m}{2A\rho t} \quad (5.2.3.1)$$

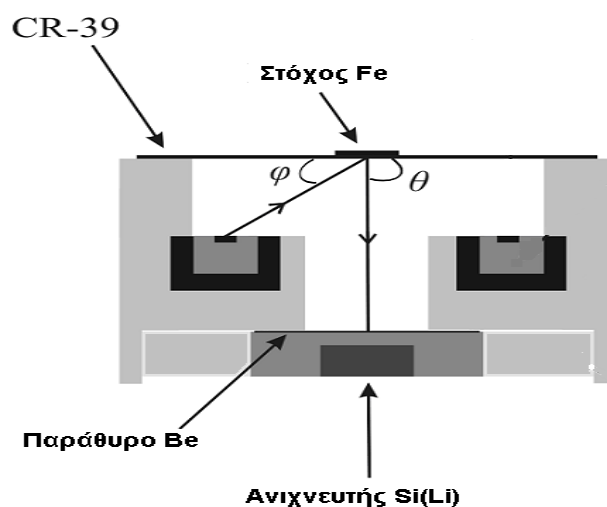
όπου A (cm^2) είναι το εμβαδόν της επιφάνειας του ανιχνευτή, ρ (gr cm^{-3}) η πυκνότητα του ανιχνευτή, η οποία θεωρήθηκε και στις δύο μεθόδους σταθερή και ίση με $\rho=1.32 \text{ gr cm}^{-3}$, σύμφωνα με τις προδιαγραφές του κατασκευαστή. Η γραφική παράσταση μείωσης της

μάζας Δm (gr) των ανιχνευτών CR-39 με την αύξηση της διάρκειας t (h) της χημικής επεξεργασίας παρουσιάζεται στο σχήμα 5.2.3.1. Η διαφορά της μάζας αυξάνει όπως και αναμενόταν, καθώς αυξάνει ο χρόνος χάραξης των ανιχνευτών.



Σχήμα 5.2.3.1. Η μείωση της μάζας των ανιχνευτών CR-39 με την αύξηση της διάρκειας της χημικής επεξεργασίας.

Για τον προσδιορισμό του πάχους του ανιχνευτή χρησιμοποιήθηκε μέθοδος (μέθοδος EDXRF) που στηρίζεται στην απορρόφηση από το υλικό του ανιχνευτή ποσοστού της ακτινοβολίας φθορισμού ακτίνων-X που διέρχεται από αυτόν. Χρησιμοποιήθηκε ο εξοπλισμός της Μονάδας Φθορισμού Ακτίνων-X (X Ray Fluorescence) του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων. Απεικόνιση της πειραματικής διάταξης EDXRF παρουσιάζεται στο σχήμα 5.2.3.2.



Σχήμα 5.2.3.2. Πειραματική διάταξη της μεθόδου EDXRF για τον προσδιορισμό του πάχους ανιχνευτών CR-39.

Ακτινοβολία γάμμα εκπέμπεται από ραδιενεργό από πηγή ^{109}Cd , ενέργειας 22.2 keV η οποία προσπίπτει υπό γωνία $\varphi \approx 40^\circ$ σε στόχο σιδήρου Fe, ο οποίος καθίσταται πηγή της χαρακτηριστικής για το κάθε στοιχείο ακτινοβολίας φθορισμού ακτίνων-X. Ο στόχος έχει κυκλικό σχήμα με διάμετρο 14.5 mm και ήταν τοποθετημένος ομοαξονικά ως προς κυκλικό ανιχνευτή ημιαγωγού Si(Li), τύπου CANBERRA SL80175. Η εκπεμπόμενη από το στόχο ακτινοβολία προσπίπτει στο CR-39 υπό γωνία $\theta \approx 90^\circ$ ως προς την επιφάνειά του. Διερχόμενη αυτού απορροφάται κατά ένα ποσοστό και τελικά ανιχνεύεται από τον ανιχνευτή Si(Li). Τα δεδομένα συλλέγονται σε υπολογιστή με χρήση κάρτας καταγραφής δεδομένων και κατάλληλου λογισμικού (ORTEC MAESTRO-32). Μέσω της φασματοσκοπίας ακτίνων X διαχωρίζεται η προς μέτρηση ακτίνα και εκτιμάται το ποσοστό της ακτινοβολίας X, που τελικά διήλθε δίχως να απορροφηθεί από το υλικό του ανιχνευτή CR-39.

Απουσία του ανιχνευτή CR-39 και θεωρώντας ένα πολύ λεπτό στόχο, η ένταση I_t της ακτινοβολίας φθορισμού ενέργειας E_i , που εκπέμπεται από αυτόν εκφράζεται από τη σχέση:

$$I_t(E_i) = I_0 G K_i C_i \frac{1}{\mu_t(E_0) \cos ec\phi + \mu_t(E_i) \cos ec\theta} \quad (5.2.3.2)$$

όπου I_0 (γεγονότα /sec) είναι η ένταση της πηγής που προκαλεί την εκπομπή της ακτινοβολίας φθορισμού, G ένας γεωμετρικός παράγοντας, K_i (cm^{-1}) η ενεργός διατομή για την εκπομπή της ακτινοβολίας φθορισμού, C_i (gr/cm^3) η πυκνότητα του στόχου και $\mu_t(E_0)$ (cm^2g^{-1}) και $\mu_t(E_i)$ (cm^2g^{-1}) οι σταθερές απορρόφησης από το στόχο της ακτινοβολίας που προκαλεί το φθορισμό και της ακτινοβολίας φθορισμού αντίστοιχα.

Με την τοποθέτηση του ανιχνευτή CR-39 η ένταση I_t' της ακτινοβολίας φθορισμού που διερχόμενη ανιχνεύεται είναι:

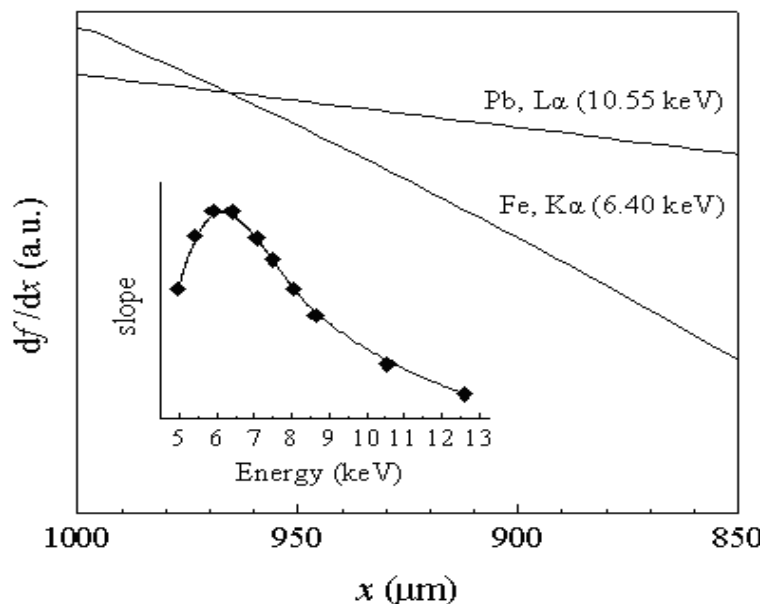
$$I_t'(E_i) = I_0 G K_i C_i \frac{\exp\{-[\mu_s(E_0) \cos ec\phi + \mu_s(E_i) \cos ec\theta] \rho x\}}{\mu_t(E_0) \cos ec\phi + \mu_t(E_i) \cos ec\theta} \quad (5.2.3.3)$$

όπου $\mu_s(E_0)$, $\mu_s(E_i)$ οι σταθερές απορρόφησης από το υλικό του ανιχνευτή CR-39 της ακτινοβολίας που προκαλεί το φθορισμό και της ακτινοβολίας φθορισμού αντίστοιχα, ρ η πυκνότητα και x το πάχος του ανιχνευτή CR-39. Ο λόγος των εντάσεων της ανιχνευόμενης ακτινοβολίας φθορισμού χωρίς και με την παρουσία του προς μέτρηση υλικού είναι:

$$\frac{I_t'}{I_t} = \exp\{-[\mu_s(E_0) \cos ec\phi + \mu_s(E_i) \cos ec\theta] \rho x\} \quad (5.2.3.4)$$

Οι ποσότητες $\mu_s(E_0)$ και $\mu_s(E_i)$ υπολογίζονται θεωρητικά για το υλικό του ανιχνευτή CR-39 [Berger and Hubbell, 1999] και βρέθηκαν ίσες με $\mu_s(E_0) = 0.445 \text{ cm}^2\text{g}^{-1}$ και $\mu_s(E_i) = 13.754 \text{ cm}^2\text{g}^{-1}$

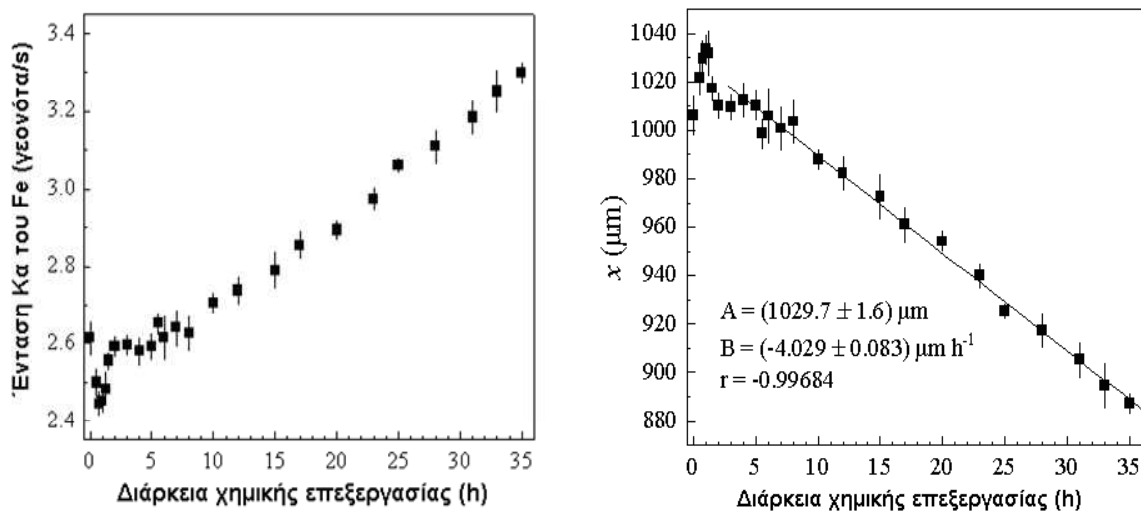
και έτσι το πάχος του ανιχνευτή μπορεί να προσδιορισθεί συναρτήσει των εντάσεων της ακτινοβολίας φθορισμού.



Σχήμα 5.2.3.3. Ο λόγος της απορροφώμενης έντασης συναρτήσει του πάχους του ανιχνευτή CR-39 στην περίπτωση ενέργειας 6.40 keV και 10.55 keV. Στο εσωτερικά απεικονιζόμενο διάγραμμα η κλίση της συνάρτησης παρουσιάζει μέγιστο, άρα και μεγαλύτερη απορρόφηση, για ενέργεια μεταξύ 6 keV -7 keV

Ένα σημαντικό σημείο της μεθόδου αποτελεί η επιλογή του υλικού-πηγής της ακτινοβολίας φθορισμού. Κριτήριο για την επιλογή του αποτέλεσε η ενέργεια της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας φθορισμού, της οποίας μέρος της θα πρέπει να απορροφάται από το υλικό του ανιχνευτή CR-39 και το υπόλοιπο να διέρχεται. Είναι σημαντικό τα μέρη αυτά να μπορούν να διαχωρίζονται πειραματικά. Σε εργασία που δοκιμάστηκε η μέθοδος αυτή [Yip et al., 2003], το υλικό του στόχου παρήγαγε ακτινοβολία φθορισμού 2.984 keV, η οποία μπορούσε να διέλθει του υλικού του ανιχνευτή LR-115 αλλά όχι και του ανιχνευτή CR-39. Προς τούτο θα έπρεπε να επιλεγεί υψηλότερη ενέργεια, άρα και διαφορετικός στόχος. Έτσι χρησιμοποιήθηκε αριθμός διαφορετικών στόχων με ενέργειες φθορισμού μεταξύ 5 keV και 13 keV. Ο λόγος της απορροφώμενης έντασης και του πάχους του ανιχνευτή για τις περιπτώσεις των ακτίνων-X των Pb La και Fe Ka με ενέργειες 10.55 και 6.40 keV αντίστοιχα παρουσιάζονται στο σχήμα 5.2.3.3. Όπως παρατηρείται στο σχήμα, η απορρόφηση της ακτινοβολίας ανά μονάδα πάχους από το υλικό του ανιχνευτή παρουσιάζει μέγιστο μεταξύ των τιμών ενέργειας 6 keV και 7 keV. Η όσο το δυνατό μεγαλύτερη τιμή της απορροφώμενης ακτινοβολίας ανα μονάδα πάχους, επιτρέπει την ακριβέστερη δυνατή εκτίμηση της διαφοροποίησης του πάχους του ανιχνευτή. Έτσι ως υλικό στόχος επιλέχθηκε ο σίδηρος και συγκεκριμένα η Kα ακτίνα-X αυτού.

Καθώς αυξάνει η διάρκεια της χημικής επεξεργασίας, το πάχος της επιφάνειας του ανιχνευτή που αφαιρείται ως αποτέλεσμα της χημικής χάραξης θα πρέπει να αυξάνει επίσης. Η μείωση του πάχους οδηγεί στην αύξηση του ποσού της διερχόμενης ακτινοβολίας, καθώς διανύει μικρότερη απόσταση εντός του υλικού. Στο σχήμα 5.2.3.4a. απεικονίζεται η μεταβολή της έντασης της διερχόμενης ακτινοβολίας συναρτήσει της διάρκειας της χημικής επεξεργασίας και στο σχήμα 5.2.3.4b το εκτιμώμενο από την εξίσωση (5.2.3.4) πάχος του ανιχνευτή.



a) Απεικόνιση της μεταβολής της έντασης της διερχόμενης ακτινοβολίας συναρτήσει της διάρκειας χημικής επεξεργασίας.

b) Απεικόνιση του πάχους του ανιχνευτή συναρτήσει της διάρκειας της χημικής επεξεργασίας

Σχήμα 5.2.3.4. Πειραματική ένδειξη του φαινομένου διόγκωσης (*swelling effect*) του ανιχνευτή CR-39.

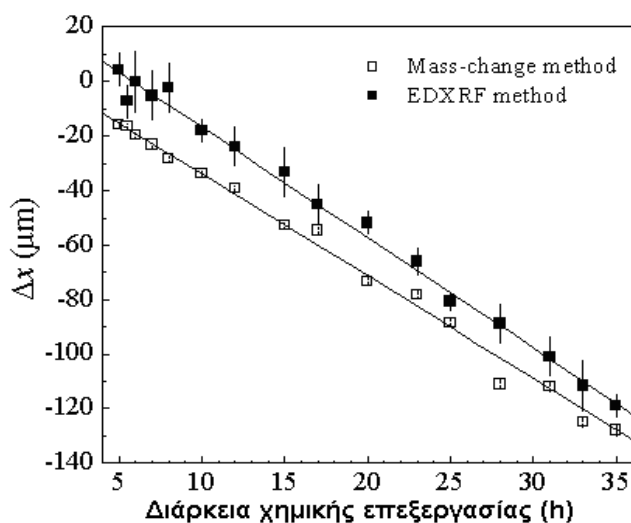
Και στις δύο περιπτώσεις τα πειραματικά δεδομένα παρουσιάζουν μια μη αναμενόμενη συμπεριφορά στις πρώτες τέσσερις περίπου ώρες της διαδικασίας καθώς το πάχος του ανιχνευτή φαίνεται να αυξάνει και όχι να μειώνεται. Η μεταβολή του πάχους απεικονίζει στην πραγματικότητα δύο ανταγωνιστικές μεταξύ τους διαδικασίες. Η μία αφορά την απομάκρυνση υλικού από την επιφάνεια του ανιχνευτή λόγω της χημικής αλληλεπίδρασης με το καυστικό διάλυμα και η άλλη αφορά τη διόγκωση του υλικού (*swelling effect*) εξαιτίας της απορρόφησης μορίων ύδατος του διαλύματος. Η ερμηνεία αυτή βρίσκεται σε συμφωνία και με άλλες παρατηρήσεις της συγκεκριμένης συμπεριφοράς. ([Henke et al., 1986], [Fromm et al., 1991], [Ahlen et al., 1993], [Dörschel et al., 1997], [Malik et al., 2002] , [Kodaira et al., 2007]). Μόρια νερού του διαλύματος διαχέονται εντός του υλικού και του πολυμερούς πλέγματος. Εντός αυτού μπορούν να βρεθούν σε δύο καταστάσεις. Στη μη δέσμια κατάσταση τα μόρια είναι σχετικά ελεύθερα να κινούνται διαμέσου του πλέγματος χωρίς να προκαλούν τη διόγκωσή του. Υπάρχει όμως και η περίπτωση να σχηματισθούν δεσμοί υδρογόνου μεταξύ

αυτών των μορίων και του πολυμερούς. Στην περίπτωση αυτή τα μόρια του νερού δεσμεύονται από το υλικό, δεν απομακρύνονται μέσω της ξήρανσης και προκαλούν μεταβολή των διαστάσεων του πλέγματος του πολυμερούς. ([Diamant et al., 1981], [Boinarda et al., 2005]).

Ο προσδιορισμός της τιμής του ρυθμού χάραξης U_b της επιφάνειας του ανιχνευτή πραγματοποιήθηκε και με τη μέθοδο διαφοράς μάζας μέσω της εξίσωσης (5.2.3.1) λαμβάνοντας υπόψη ότι:

$$U_b = \frac{\Delta x}{\Delta t} \Rightarrow \Delta x = \frac{\Delta m}{A\rho} \quad (5.2.3.5)$$

Η τιμή του ρυθμού U_b με αυτόν τον τρόπο υπολογίστηκε $U_b = (1.90 \pm 0.03) \mu\text{m h}^{-1}$. Σύμφωνα με την εκτίμηση του πάχους του ανιχνευτή μέσω της μεθόδου EDXRF, η κλίση της συνάρτησης του πάχους $x = f(t)$, η οποία ισούται με το ρυθμό U_b , εκτιμήθηκε ίση με $U_b = (2.01 \pm 0.04) \mu\text{m h}^{-1}$. Οι δυο τιμές βρίσκονται σε καλή συμφωνία μεταξύ τους, γεγονός που απεικονίζεται στο σχήμα 5.2.3.5, όπου παρουσιάζονται για σύγκριση οι τιμές της διαφοράς του πάχους του ανιχνευτή συναρτήσει του χρόνου χημικής επεξεργασίας, έτσι όπως προσδιορίστηκαν και με τις δύο παραπάνω μεθόδους.



Σχήμα 5.2.3.5. Σύγκριση των τιμών της διαφοράς του πάχους του ανιχνευτή CR-39 έτσι όπως αυτές προσδιορίστηκαν με τις μεθόδους διαφοράς μάζας και EDXRF. Από τις κλίσεις των παραστάσεων προσδιορίστηκε και ο ρυθμός χάραξης U_b .

5.3. Συλλογή των δεδομένων .

Τα δεδομένα που συλλέγονται από τους ανιχνευτές πυρηνικών ιχνών είναι ο αριθμός των ιχνών που αποτυπώνονται στην επιφάνειά τους και τα γεωμετρικά τους χαρακτηριστικά.

Στις περιπτώσεις μετρήσεων της συγκέντρωσης του ραδονίου αρκεί ο προσδιορισμός μόνον του αριθμού των ιχνών ως δεδομένο. Όμως σε περιπτώσεις κατά τις οποίες είναι αναγκαία η εκτίμηση της ενέργειας των σωματιδίων, τα γεωμετρικά και οπτικά χαρακτηριστικά των ιχνών είναι τα μεγέθη που πρέπει να προσδιορίζονται με ακρίβεια.

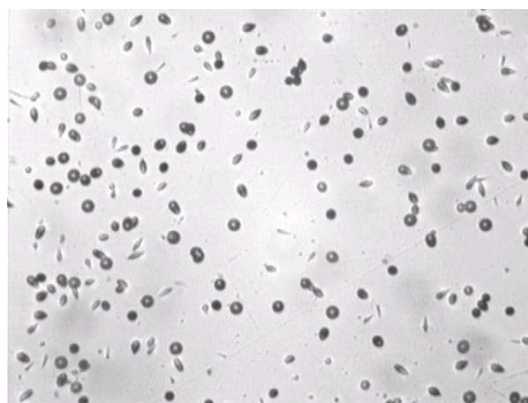
5.3.1. Πειραματικός εξοπλισμός.

Ο πειραματικός εξοπλισμός που χρησιμοποιήθηκε για τη συλλογή και τη καταγραφή των δεδομένων αποτελούνταν από ένα σύστημα μικροσκοπίου και ηλεκτρονικής καταγραφής των ιχνών. Μέσω του μικροσκοπίου η επιφάνεια των ανιχνευτών μεγεθύνεται έτσι ώστε να διακρίνονται τα ανοίγματα των ιχνών, τα οποία λόγω της εσωτερικής ανακλάσεως του φωτός φαίνονται σκοτεινότερα από την υπόλοιπη επιφάνεια. Στην παρούσα διατριβή έγινε χρήση οπτικού μικροσκοπίου (Edmund Scientific), το οποίο διαθέτει τέσσερις φακούς μεγεθύνσεων 4x, 10x, 25x και 40x.

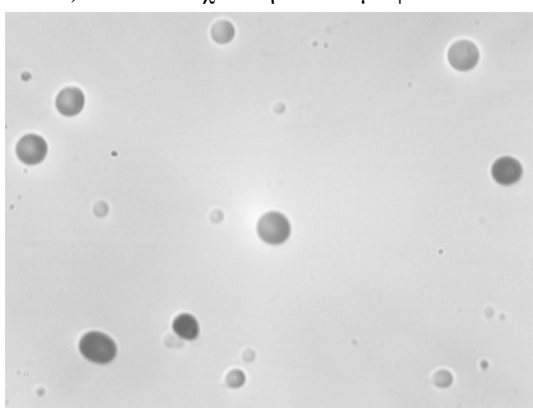
Ο χρήστης μέσω μιας κατάλληλα προσαρμοσμένης αναλογικής κάμερας με αισθητήρα τύπου CCD, μπορεί εκτός του προσοφθάλμιου φακού να χρησιμοποιεί και την οθόνη ενός συνδεδεμένου με την κάμερα υπολογιστή στην οποία γίνεται απεικόνιση των μεγεθυμένων επιφανειών. Το τηλεοπτικό σήμα (video) οδηγείται από την έξοδο της αναλογικής κάμερας στον ηλεκτρονικό υπολογιστή μέσω κάρτας καταγραφής οπτικών πλαισίων (frame grabber). Με τη χρήση της κάρτας αυτής, οι εικόνες προβάλλονται στην οθόνη του υπολογιστή και παράλληλα προσφέρεται η δυνατότητα να αποθηκεύονται αρχεία εικόνας διαφόρων τύπων (.jpg, .tiff, .bmp) και με ψηφιακή ανάλυση έως 1600x1200 εικονοστοιχεία (pixels). Το μικροσκόπιο διαθέτει προσαρμοσμένη τράπεζα που δίνει τη δυνατότητα μετακίνησης του απεικονιζόμενου πλακιδίου με ακρίβεια προς όλες τις διευθύνσεις. Έτσι η επιφάνεια του κάθε ανιχνευτή μπορεί να σαρωθεί με συστηματικό τρόπο και να καταγραφεί μεγάλος αριθμός εικόνων για περαιτέρω ανάλυση στον υπολογιστή. Στο σχήμα 5.3.1.1. παρουσιάζονται εικόνες ιχνών από την επιφάνεια ανιχνευτή CR-39 με τη χρήση των φακών που προαναφέρθηκαν.



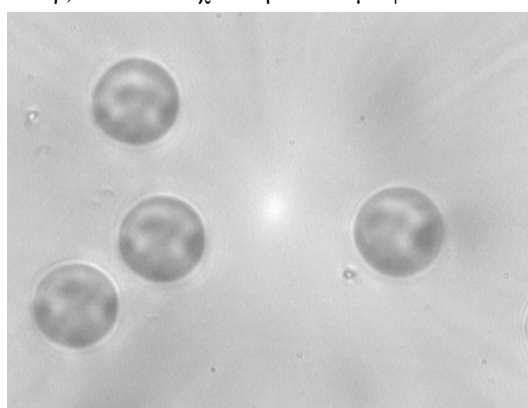
α) Εικόνα ανιχνευτή CR-39 με φακό 4x



β) Εικόνα ανιχνευτή CR-39 με φακό 10x



γ) Εικόνα ανιχνευτή CR-39 με φακό 25x



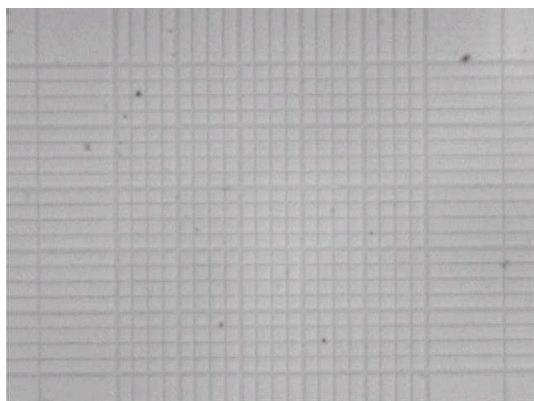
δ) Εικόνα ανιχνευτή CR-39 με φακό 40x

Σχήμα 5.3.1.1. Εικόνες με φακούς διαφορετικής μεγέθυνσης της επιφάνειας ανιχνευτή CR-39 μετά από έκθεσή του σε περιβάλλον πλούσιο σε ραδόνιο και ύστερα από χημική επεξεργασία 8h, σε διάλυμα καυστικού νατρίου (NaOH) συγκέντρωσης 6N, σε θερμοκρασία 75° C.

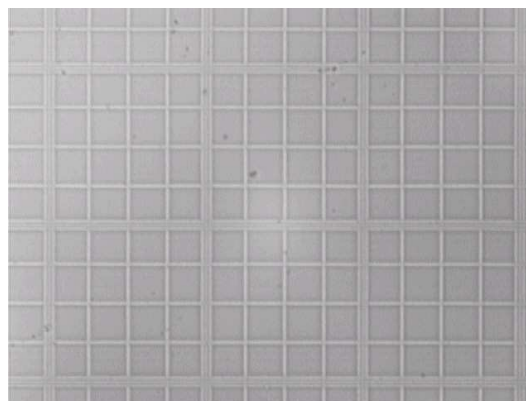
5.3.2. Βαθμονόμηση των οπτικών πεδίων.

Όταν χρησιμοποιείται ένας ορισμένος αντικειμενικός φακός, κάθε εικόνα της επιφάνειας του ανιχνευτή αποτελεί το οπτικό πεδίο της διάταξης συλλογής δεδομένων, το οποίο αντιστοιχεί σε συγκεκριμένο εμβαδό της επιφάνειάς του. Η επιφανειακή συγκέντρωση των ιχνών είναι ένα από τα σημαντικότερα πειραματικά μεγέθη, το οποίο οδηγεί στην εκτίμηση της συγκεντρώσεως του ραδονίου και των θυγατρικών του στο προς μέτρηση περιβάλλον. Είναι, λοιπόν, αναγκαίο τα οπτικά πεδία να βαθμονομούνται με ακρίβεια ώστε, ασχέτως ψηφιακής ανάλυσης, να απεικονίζουν ένα καλά μετρημένο εμβαδό της επιφάνειας του ανιχνευτή. Για το λόγο αυτό χρησιμοποιήθηκε πλακίδιο βαθμονόμησης οπτικών πεδίων μικροσκοπίων τύπου Neubauer Improved (HBG, Germany). Στο πλακίδιο έχει χαραχθεί πλέγμα τετραγωνιδίων, γνωστού εμβαδού, τα οποία χρησιμοποιούνται για την μέτρηση των οπτικών πεδίων με μονάδες επιφάνειας. Στο σχήμα 5.3.2.1 παρουσιάζονται εικόνες του

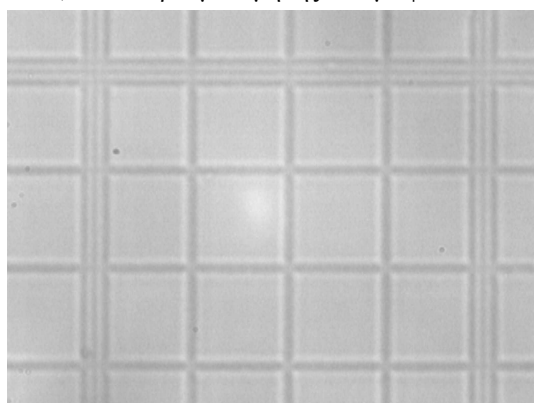
πλέγματος βαθμονόμησης μέσω των διαθέσιμων μεγεθύνσεων. Κάθε τετραγωνίδιο του πλέγματος έχει εμβαδό $0,0025\text{mm}^2$. Ο χρήστης μετρά με τη βοήθεια προγράμματος επεξεργασίας εικόνας τις διαστάσεις ενός τετραγωνιδίου σε εικονοστοιχεία, τις οποίες αντιστοιχεί με τις πραγματικές.



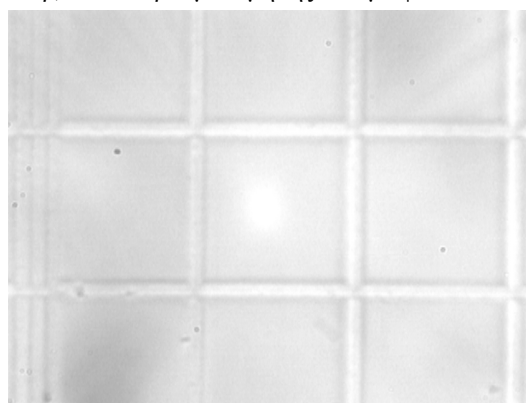
α) Εικόνα βαθμονόμησης ο.π. με φακό 4x



β) Εικόνα βαθμονόμησης ο.π. με φακό 10x



γ) Εικόνα βαθμονόμησης ο.π. με φακό 25x



δ) Εικόνα βαθμονόμησης ο.π. με φακό 40x

Σχήμα 5.3.2.1. Οπτικά πεδία με φακούς διαφορετικής μεγέθυνσης από πλακίδιο βαθμονόμησης (Neubauer Improved, HBG, Germany). Κάθε μικρό τετράγωνο αντιστοιχεί σε επιφάνεια $0,0025\text{mm}^2$.

5.3.3. Μεθοδολογία συλλογής δεδομένων.

Για την όσο το δυνατό ακριβέστερη εκτίμηση της επιφανειακής συγκέντρωσης των ιχνών και με δεδομένο ότι δεν υπάρχει λόγος τα ίχνη να είναι ομοιόμορφα καταναμημένα στην επιφάνεια του ανιχνευτή, η στατιστική επιβάλλει να συλλεγεί και να καταμετρηθεί μεγάλος αριθμός οπτικών πεδίων. Η διαδικασία συλλογής πραγματοποιείται με σταδιακή μετακίνηση της τράπεζας του μικροσκοπίου με την οποία επιτυγχάνεται η συστηματική σάρωση της επιφάνειας του ανιχνευτή. Η σάρωση, σύμφωνα με τους Durrani και Bull [1987] πρέπει να αρχίζει από το ένα άκρο του ανιχνευτή και με βήμα ενός οπτικού πεδίου να

ακολουθεί μια διεύθυνση έως το άλλο άκρο. Όταν σαρωθεί η πρώτη σειρά οπτικών πεδίων, η διαδικασία επαναλαμβάνεται για τη δεύτερη σειρά που επίσης απέχει κατά ένα οπτικό πεδίο από την πρώτη γραμμή σε κάθετη διεύθυνση κ.λ.π. Σε καμία περίπτωση, η ύπαρξη λίγων ή πολλών ιχνών σε κάποιο οπτικό πεδίο δε θα πρέπει να οδηγεί στην απόρριψή του, καθώς το αποτέλεσμα θα προκύψει από την στατιστική επεξεργασία του αριθμού των ιχνών.

Όπως ισχύει και για άλλου είδους μετρήσεις ραδιενέργειας έτσι και για τις καταμετρήσεις των ιχνών των οπτικών πεδίων ισχύει η στατιστική Poisson. Η αβεβαιότητα της μέτρησης εκφράζεται με την τυπική απόκλιση, η οποία ισούται με τη τετραγωνική ρίζα του αριθμού των ιχνών που συνολικά μετρήθηκαν.

5.3.4. Θάλαμος παραγωγής ραδονίου.

Σε πειράματα ελέγχου της λειτουργίας και βαθμονόμησης των μεθόδων που αναπτύσσονται για την ανίχνευση του ραδονίου και των θυγατρικών του ισοτόπων, είναι συχνά αναγκαία η έκθεση των ανίχνευτων σε χώρο με γνωστή συγκέντρωση ραδονίου. Για το λόγο αυτό απαιτείται η κατασκευή ενός χώρου εντός του οποίου με ελεγχόμενο και ασφαλή τρόπο θα παράγεται ραδόνιο. Για τις ανάγκες των πειραμάτων που πραγματοποιήθηκαν στα πλαίσια της παρούσας εργασίας έγινε χρήση ενός παραλληλεπίπεδου μεταλλικού θαλάμου χωρητικότητας 160 L. Ο θάλαμος αυτός βρίσκεται μόνιμα τοποθετημένος σε έναν ειδικά διαμορφωμένο εργαστηριακό πάγκο, ο οποίος διαθέτει συρόμενη θύρα από ύαλο που απομονώνει το θάλαμο από το περιβάλλον του εργαστηρίου καθώς και ισχυρό σύστημα εξαερισμού. Παράλληλα ο ίδιος ο θάλαμος διαθέτει μεταλλική θύρα η οποία κλείνει ερμητικά.

Για την παραγωγή του ραδονίου γίνεται χρήση ποσοτήτων ραδίου ^{226}Ra . Συγκεκριμένα, ποσότητες ραδίου με τη μορφή υγρού διαλύματος ποτίζονται σε κομμάτια από απορροφητικό λεπτό φίλτρο κατασκευασμένο από υαλοβάμβακα τα οποία αποθηκεύονται σε μεταλλικά κάνιστρα και αυτά με τη σειρά τους σε γυάλινα δοχεία που κλείνουν αεροστεγώς. Ανάλογα με την ποσότητα του διαλύματος ραδίου παρασκευάζονται πηγές ραδονίου αντίστοιχων συγκεντρώσεων. Πιο συγκεκριμένα, με την είσοδο στον θάλαμο μιας πηγής με ποσότητα ραδίου εκκινεί η παραγωγή του ραδονίου. Αυτό αν και παράγεται εντός του φίλτρου ως αέριο διαχέεται εύκολα διαμέσου των πόρων του και εισέρχεται στον αέρα του θαλάμου. Εκεί αυξάνει συνεχώς τη συγκέντρωσή του δημιουργώντας ένα περιβάλλον πλούσιο σε ραδόνιο έως ότου φθάσει μετά από 25 περίπου ημέρες (σχήμα 2.4.1.1.) σε κατάσταση διαρκούς ισορροπίας με το ράδιο. Γνωρίζοντας την αρχική ποσότητα του ραδίου και τη διάρκεια της έκθεσης του ανιχνευτικού συστήματος (συνήθως λίγες ημέρες) στο

θάλαμο μπορεί να υπολογισθεί το μέγεθος της έκθεσης E (activity exposure) με συνήθεις μονάδες μέτρησης (kBq h m^{-3}) στο ραδόνιο και να πραγματοποιηθεί βαθμονόμηση του ανιχνευτικού συστήματος.

5.4. Ανάπτυξη λογισμικού επεξεργασίας των δεδομένων .

Ο αριθμός και τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά των ιχνών είναι τα κύρια πειραματικά δεδομένα που συλλέγονται από τους ανιχνευτές πυρηνικών ιχνών. Η μέτρηση του αριθμού των ιχνών οδηγεί στην εκτίμηση της επιφανειακής συγκέντρωσής τους και εν συνεχεία, με την κατάλληλη βαθμονόμηση, στην εκτίμηση της χωρικής συγκέντρωσης του ραδονίου στον προς μέτρηση χώρο. Εξάλλου οι μετρήσεις των γεωμετρικών χαρακτηριστικών των ιχνών συνεισφέρουν στην εκτίμηση της ενέργειας και της γωνίας πρόσπτωσης των σωματιδίων άλφα. Τόσο η καταμέτρηση όσο και ο προσδιορισμός των χαρακτηριστικών των ιχνών είναι διαδικασίες επίπονες, ειδικά όταν απαιτείται μεγάλος αριθμός μετρήσεων για την καλή στατιστική ανάλυση των δεδομένων. Στην παρούσα διατριβή αναπτύχθηκε το λογισμικό TRIAC [Patiris et al., 2006] και TRIAC II [Patiris et al., 2007], με σκοπό την αυτοματοποίηση της επεξεργασίας των δεδομένων και την επίτευξη όσο το δυνατό μεγαλύτερης ακρίβειας τόσο στην καταμέτρηση όσο και στον προσδιορισμό των γεωμετρικών και οπτικών χαρακτηριστικών των ιχνών.

5.4.1. Εισαγωγή.

Τα τελευταία χρόνια με την συμβολή της τεχνολογικής ανάπτυξης στον τομέα των ηλεκτρονικών υπολογιστών, έχουν γίνει εργασίες ανάλυσης των δεδομένων από ανιχνευτές πυρηνικών ιχνών με αυτοματοποιημένα συστήματα. ([Price and Krischer, 1985], [Espinosa et al., 1986], [Chambaudet et al., 1991], [Viques et al., 1991], [Rusov and Sviridov, 1992], [Yisheng et Al., 1993], [Kokkas et al., 1996], [Mozzo et al., 1996], [Bookhair et al., 2000], [Ioannides et al., 2000], [Dolleiser and Hashemi-Nezhad, 2002], [Bedogni, 2003], [Da Silva and Yoshimura, 2005]). Στα συστήματα αυτά, τα οποία αναπτύχθηκαν για την εξυπηρέτηση ιδιαίτερων πειραματικών απαιτήσεων, χρησιμοποιούνται διαφορετικές μέθοδοι αναγνώρισης, καταμέτρησης και προσδιορισμού των γεωμετρικών χαρακτηριστικών (σε όσα προσφέρουν αυτή τη δυνατότητα) των ιχνών.

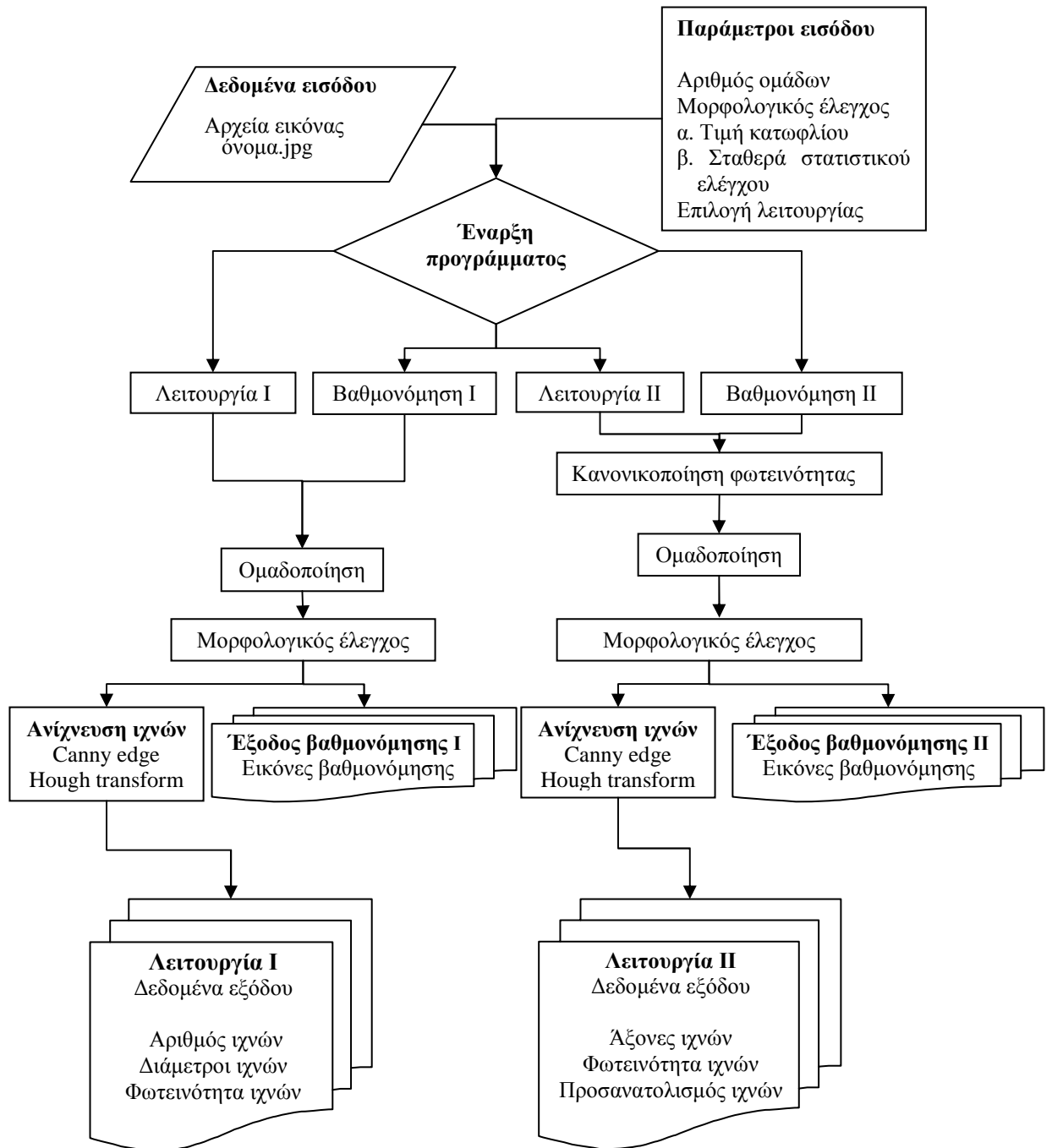
Τα περισσότερα συστήματα απαιτούν από το χρήστη τον καθορισμό ενός επιπέδου φωτεινότητας (brightness), ώστε να είναι δυνατή η διάκριση των ιχνών των σωματιδίων από το υπόβαθρο μιας εικόνας της επιφάνεια του ανιχνευτή. Στο σύνολό τους εκτιμάται ο αριθμός των ιχνών ανά οπτικό πεδίο και μόνο ένα [Kokkas et al., 1996] λαμβάνει υπόψη και την

αλληλοεπικάλυψη των ιχνών. Το φαινόμενο αυτό παρατηρείται κυρίως (αλλά όχι αποκλειστικά) στις περιπτώσεις κατά τις οποίες, η επιφανειακή συγκέντρωση των ιχνών είναι αρκετά μεγάλη (μεγαλύτερη από 10^4 ίχνη cm^{-2}). Όταν η αλληλοεπικάλυψη δεν λαμβάνεται υπόψη, κάθε συνδυασμός ιχνών που προέρχεται από την ένωση δύο ή και περισσότερων ιχνών, προσμετράται ως ένα ίχνος και έτσι υποεκτιμάται η επιφανειακή συγκέντρωση των ιχνών και κατ' επέκταση η συγκέντρωση του ραδονίου στο χώρο.

Το πρόγραμμα TRIAC II (στο οποίο πλέον εμπεριέχεται και το προγενέστερο TRIAC-Track Image Analysis Code) αναπτύχθηκε με χρήση της γλώσσας προγραμματισμού MATLAB®, με σκοπό να καλύψει τις ανάγκες καταμέτρησης ιχνών μεγάλων και μικρών επιφανειακών συγκεντρώσεων και επίσης για τον υπολογισμό των γεωμετρικών χαρακτηριστικών των ιχνών. Το πρόγραμμα δεν απαιτεί από τον χρήστη να ορίσει επίπεδο φωτεινότητας, ώστε να διακρίνονται τα ίχνη από την υπόλοιπη εικόνα. Η διάκριση επιτυγχάνεται αυτόματα, με την ομαδοποίηση των εικονοστοιχείων (pixel) της εικόνας σύμφωνα με τη φωτεινότητά τους και την επιλογή του επιπέδου φωτεινότητας των εικονοστοιχείων που απαρτίζουν τα ίχνη από τη στατιστική τους ανάλυση. Επίσης, λαμβάνονται υπόψη και αντιμετωπίζονται με συστηματικό τρόπο τόσο το φαινόμενο των επικαλυπτόμενων ιχνών, όσο και των ατελειών που παρουσιάζονται στην επιφάνεια των ανιχνευτών και συχνά προσμετρώνται σαν ίχνη. Σε ότι αφορά την εκτίμηση των γεωμετρικών χαρακτηριστικών των ιχνών οι δύο ανεξάρτητες λειτουργίες του προγράμματος (mode) προσφέρουν τη δυνατότητα στο χρήστη να προσεγγίσει τα ίχνη είτε ως κυκλικά είτε ως ελλειπτικά ανοίγματα. Στην πρώτη περίπτωση εκτιμάται η διάμετρος του ανοίγματος, ενώ στη δεύτερη ο μεγάλος και ο μικρός άξονα της έλλειψης καθώς και ο προσανατολισμός της. Ανεξάρτητα της προσέγγισης του σχήματος που επιλέγεται, πραγματοποιείται εκτίμηση της μέσης τιμής της φωτεινότητας των ιχνών, καθώς και το επίπεδο φωτεινότητας των ιχνών είναι μία επιπλέον παράμετρος, που εξαρτάται από το είδος και την ενέργεια του προσπίπτοντας σωματιδίου. Προκειμένου οι μετρήσεις φωτεινότητας να μην επηρεάζονται από τα ιδιαίτερα κάθε φορά χαρακτηριστικά των συστημάτων συλλογής (είδος μικροσκοπίου, μεγέθυνση φακού κλπ), αρχικά πραγματοποιείται η κανονικοποίηση της φωτεινότητας της εικόνας.

Το πρόγραμμα δέχεται ως στοιχεία εισόδου συμπιεσμένα αρχεία εικόνων τύπου .jpeg και μετά την ανάλυσή τους δημιουργεί ένα αριθμό αρχείων εξόδου τύπου .txt, όπου καταγράφονται οι λεπτομέρειες της καταμέτρησης καθώς και αρχεία λογιστικού φύλλου, τύπου .xls, όπου εμπεριέχονται σε στήλες τα αποτελέσματα. Αυτά δίνονται τόσο ανά εικόνα όσο και ομαδοποιημένα προς διευκόλυνση του χρήστη. Η ομαδοποίηση των προς ανάλυση εικόνων πραγματοποιείται με τη χρήση ονομάτων που αρχίζουν με συγκεκριμένο αριθμό ίδιων χαρακτήρων. Δεν υπάρχει περιορισμός στον αριθμό των εικόνων που αναλύονται σε κάθε εφαρμογή του προγράμματος. Επίσης, ο χρήστης μπορεί εύκολα να θέσει τις

παραμέτρους που επιθυμεί για την ανάλυση και μορφοποίηση των εικόνων, μέσω του γραφικού περιβάλλοντος αλληλεπίδρασης (Graphic User Interface), που διαθέτει το πρόγραμμα. Μέσω του γραφικού περιβάλλοντος επιλέγει και ποια από τις δύο λειτουργίες του προγράμματος επιθυμεί να χρησιμοποιήσει. Η πρώτη (Mode I) αφορά ανάλυση κυκλικών ιχνών. Καθώς στη γενικότερη περίπτωση τα ίχνη είναι ελλειπτικά, η λειτουργία αυτή πρέπει να επιλέγεται μόνο όταν η προσέγγιση του κυκλικού σχήματος είναι ικανοποιητική. Τούτο συμβαίνει συνήθως όταν οι εικόνες έχουν συλλεγεί με χρήση φακού μικρής μεγέθυνσης, οπότε παρέχεται η δυνατότητα το οπτικό πεδίο της εικόνας να είναι αρκετά ευρύ και ο αριθμός των ιχνών αρκετά μεγάλος για καλύτερη στατιστική. Στη περίπτωση αυτή το σχήμα των ιχνών είναι αρκετά μικρό και μπορεί να προσεγγισθεί με κύκλο. Στη δεύτερη λειτουργία (Mode II), το πρόγραμμα χρησιμοποιεί την γενικότερη περίπτωση της έλλειψης. Στο σχήμα 5.4.1.1. παρουσιάζεται το λογικό διάγραμμα της λειτουργίας του λογισμικού TRIAC II.

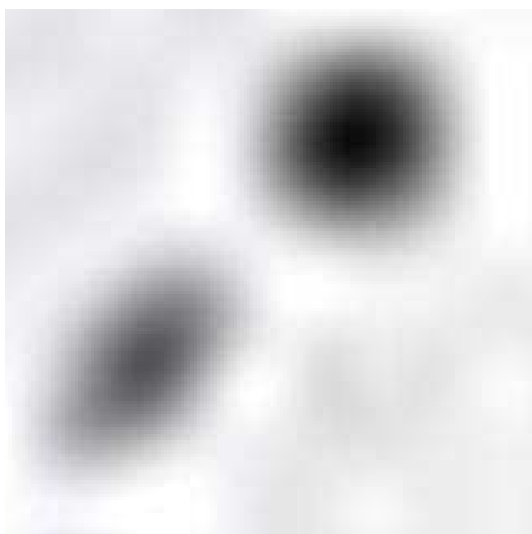


Σχήμα 5.4.1.1. Το λογικό διάγραμμα του προγράμματος TRIAC II.

5.4.2. Ομαδοποίηση (segmentation) των εικονοστοιχείων της εικόνας.

Όπως φαίνεται στο σχήμα 5.4.2.1.α., κάθε εικόνα από την επιφάνεια ενός ανιχνευτή πυρηνικών ιχνών αποτελείται από περιοχές χωρίς ίχνη (background) και από περιοχές ιχνών (track regions). Παρόμοιες εικόνες καταγράφονται ως ψηφιακά αρχεία εικόνας. Διακρίνονται δύο κύριες κατηγορίες αρχείων εικόνας: Σε όσα δεν πραγματοποιείται κατά την αποθήκευση συμπίεση της πληροφορίας (αρχεία τύπου .tiff) και σε εκείνα στα οποία προς όφελος μικρότερου μεγέθους αρχείου πραγματοποιείται απωλεστική συμπίεση με τη χρήση διάφορων αλγόριθμων. Τα πλέον διαδεδομένα αρχεία της δεύτερης κατηγορίας είναι τα αρχεία τύπου .jpeg (Joint Photographic Experts Group). Τα αρχεία αυτά επιλέχθηκαν και χρησιμοποιήθηκαν αποκλειστικά στην παρούσα διατριβή, καθώς παρά την απωλεστική συμπίεση που υφίστανται, η ποιότητα της εικόνας είναι ικανοποιητική, και το μέγεθός τους αρκετά μικρό ώστε να δημιουργείται μεγάλος αριθμός αρχείων με λογικό κόστος αποθήκευσης. Έτσι το πρόγραμμα TRIAC II αναπτύχθηκε ώστε να αναλύονται αποκλειστικά αρχεία εικόνων του τύπου .jpeg. Ωστόσο με τις κατάλληλες τροποποιήσεις δέχεται δεδομένα εισόδου, τα οποία έχουν καταγραφεί σε άλλου τύπου αρχεία εικόνας.

Κάθε αρχείο .jpeg εκλαμβάνεται από τη γλώσσα MATLAB (Matrix Laboratory) ως πίνακας τριών διαστάσεων. Οι δύο διαστάσεις αφορούν την ψηφιακή ανάλυση της εικόνας (π.χ. 1600x1200) και η τρίτη τα τρία κανάλια των βασικών χρωμάτων, κόκκινο-πράσινο-μπλε. Έτσι κάθε εικόνα αποτελείται από $3 \times 1600 \times 1200$ ή 5.76×10^6 εικονοστοιχεία. Το κάθε εικονοστοιχείο περιέχει πληροφορία 8 bit. Ως αποτέλεσμα υπάρχουν $2^8=256$ διαφορετικές τιμές, που μπορεί να λάβει το κάθε εικονοστοιχείο και οι οποίες αντιστοιχούν στην ένταση (intensity) του κάθε χρώματος. Έτσι το 0 αντιστοιχεί σε μηδενική ένταση, ενώ το 255 στη μέγιστη. Το πρώτο βήμα, που πραγματοποιείται από το πρόγραμμα TRIAC II μετά την ανάγνωση του αρχείου εισόδου, είναι η μετατροπή του τρισδιάστατου πίνακα σε πίνακα δύο διαστάσεων. Από τα τρία κανάλια χρώματος γίνεται χρήση μόνο του κόκκινου, καθώς από το σύστημα συλλογής δεδομένων οι εικόνες καταγράφονται σε τόνους του γκρι, είναι δηλαδή ασπρόμαυρες. Έτσι η ανάλυση επιταχύνεται, καθώς ο αριθμός των δεδομένων μειώνεται στο ένα τρίτο του αρχικού, χωρίς να δημιουργείται πρόβλημα στην επεξεργασία της παραμέτρου της φωτεινότητας, η οποία θα μπορούσε να γίνει επίσης με χρήση των τιμών των εικονοστοιχείων και των υπόλοιπων καναλιών. Έτσι, αρχικά οι εικόνες μετατρέπονται σε πίνακα δύο διαστάσεων, του οποίου τα στοιχεία αποτελούνται από αριθμούς μεταξύ 0-255, που αντιστοιχούν στη φωτεινότητα του κάθε εικονοστοιχείου. Ένα παράδειγμα της διαδικασίας αυτής απεικονίζεται στο σχήμα 5.4.2.1.β, όπου τα εικονοστοιχεία των ιχνών διακρίνονται από τα αντίστοιχα του υποβάθρου καθώς έχουν μικρότερες τιμές φωτεινότητας.



237	226	240	233	226	246	253	253	253	250
225	229	234	232	239	212	149	128	193	251
239	238	228	234	249	168	50	32	134	246
236	227	224	241	250	164	56	52	145	247
227	231	241	241	247	223	172	163	208	249
237	242	219	176	198	253	253	240	244	240
242	218	145	98	169	239	234	237	235	235
250	199	107	104	223	255	213	236	224	248
255	183	156	201	239	237	227	224	234	240
255	237	243	255	247	231	235	246	235	241

α). Τμήμα εικόνας όπου διακρίνονται δύο ίχνη όντας «σκοτεινότερα» από το background.

β). Η εικόνα σαν διδιάστατος πίνακας τιμών φωτεινότητας των εικονοστοιχείων.

3	3	3	3	3	3	3	3	3	3
3	3	3	3	3	3	2	2	2	3
3	3	3	3	3	2	1	1	2	3
3	3	3	3	3	2	1	1	2	3
3	3	3	3	3	3	2	2	3	3
3	3	3	2	2	3	3	3	3	3
3	3	2	1	2	3	3	3	3	3
3	2	1	1	3	3	3	3	3	3
3	2	2	2	3	3	3	3	3	3
3	3	3	3	3	3	3	3	3	3

0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	1	1	1	0
0	0	0	0	0	1	1	1	1	0
0	0	0	0	0	1	1	1	1	0
0	0	0	0	0	0	1	1	0	0
0	0	0	1	1	0	0	0	0	0
0	0	1	1	1	0	0	0	0	0
0	1	1	1	0	0	0	0	0	0
0	1	1	1	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0

γ). Η εικόνα σαν διδιάστατος πίνακας τιμών της συστάδας όπου ανήκουν τα εικονοστοιχεία.

δ). Η εικόνα σαν διδιάστατος πίνακας τιμών του δυαδικού συστήματος.

Σχήμα 5.4.2.1. Ένα τμήμα μιας εικόνας και η διαδοχικές φάσεις επεξεργασίας των δεδομένων της με τη χρήση του προγράμματος TRIAC II.

Η ομαδοποίηση (segmentation) των εικονοστοιχείων με βάση τις τιμές της φωτεινότητας είναι η βασικότερη διαδικασία του προγράμματος. Στοχεύει στη διάκριση των περιοχών των ιχνών από τις υπόλοιπες του υποβάθρου. Για την ομαδοποίηση δεδομένων έχουν προταθεί πολλές μέθοδοι [Pal, 1993], μεταξύ των οποίων η μέθοδος που βασίζεται στη δημιουργία ομάδων δεδομένων (Histogram-based clustering method) η οποία αποδείχθηκε ιδιαίτερα αποτελεσματική. Η μέθοδος αυτή δημιουργεί ομάδες (clusters) των δεδομένων λαμβάνοντας υπόψη μια χαρακτηριστική τιμή (π.χ. φωτεινότητα), με τρόπο ώστε οι τιμές των μελών της κάθε ομάδας να διαφέρουν όσο το δυνατό λιγότερο μεταξύ τους και παράλληλα

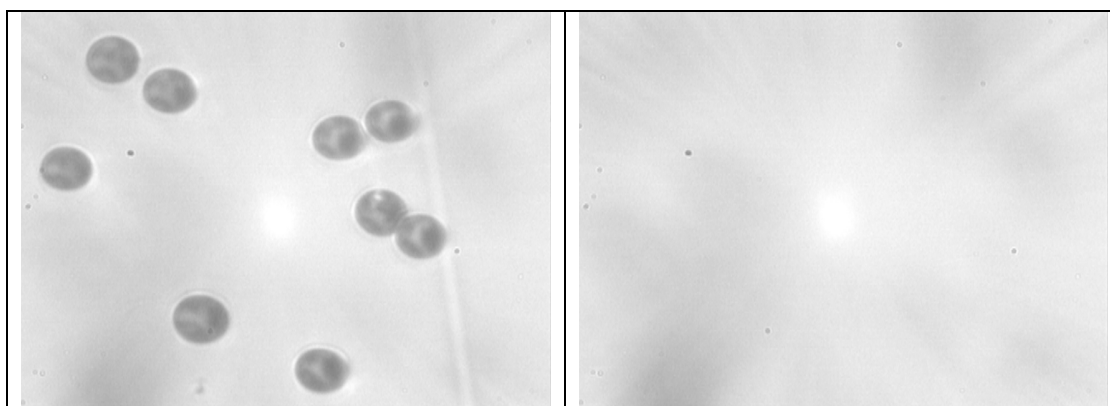
όσο το δυνατό περισσότερο από τις τιμές των μελών άλλων ομάδων. Κάθε ομάδα αποτελείται από τα δεδομένα-μέλη της και το κέντρο της. Το κέντρο είναι μια τιμή από την οποία όλα τα μέλη της ομάδας έχουν την ελάχιστη δυνατή διαφορά. Η παραπάνω διαδικασία κωδικοποιείται με τον αλγόριθμο *K-means* [Duda et al., 2001]. Ο αλγόριθμος αυτός επιτυγχάνει την ελαχιστοποίηση της απόστασης μεταξύ των δεδομένων-μελών από την τιμή του κέντρου της ομάδας. Για το σκοπό αυτό πραγματοποιείται αριθμός επαναλήψεων, κατά τις οποίες κάθε φορά δοκιμάζεται μια διαφορετική τιμή κέντρου έως ότου επιτευχθεί η επιθυμητή ελαχιστοποίηση. Με τον όρο απόσταση ορίζεται το τετράγωνο της διαφοράς μεταξύ μιας τιμής και της τιμής του κέντρου της ομάδας.

Ο αριθμός των ομάδων που ικανοποιεί καλύτερα τις ανάγκες μέτρησης ορίζεται από τον χρήστη. Προς τούτο το πρόγραμμα διαθέτει δύο ειδικές λειτουργίες βαθμονόμησης που επιτρέπουν στο χρήστη να προσδιορίσει με εποπτικό τρόπο τον κατάλληλο αριθμό των ομάδων. Για τα δεδομένα που αναλύθηκαν για τους σκοπούς της παρούσας διατριβής, ορίστηκαν 3 ή 4 ομάδες, οι οποίες κάλυψαν όλες τις ανάγκες των μετρήσεων. Όταν η διαδικασία της ομαδοποίησης των εικονοστοιχείων ολοκληρωθεί, ο αρχικός πίνακας μετασχηματίζεται σε πίνακα ίδιων διαστάσεων, στοιχεία του οποίου είναι οι τιμές που ταυτοποιούν τις ομάδες. Στο παράδειγμα του σχήματος 5.4.2.1.γ. χρησιμοποιήθηκαν τρεις ομάδες, στις οποίες αντιστοιχήθηκαν τα ψηφία 1,2,3. Θα πρέπει να αναφερθεί ότι τα ψηφία αυτά προέκυψαν σύμφωνα με τη σειρά προσδιορισμού του κάθε κέντρου και δε σχετίζονται άμεσα με τη φωτεινότητα των εικονοστοιχείων. Στη συνέχεια τα εικονοστοιχεία των ομάδων με τα μικρότερης φωτεινότητας εικονοστοιχεία διακρίνονται από τα φωτεινότερα εικονοστοιχεία, με τη μετατροπή της εικόνας σε δυαδική μορφή, κατά την οποία στα εικονοστοιχεία των ιχνών αποδίδεται η τιμή 1 ενώ στα εικονοστοιχεία του υποβάθρου η τιμή 0. (σχήμα 5.4.2.1.δ.). Η μετατροπή αυτή πραγματοποιείται με στόχο την περαιτέρω μείωση του όγκου των δεδομένων που θα αναλυθούν στην πορεία και κατά συνέπεια τη ταχύτερη ολοκλήρωση των υπόλοιπων αλγόριθμων.

Ειδικά στην περίπτωση του δεύτερου τρόπου λειτουργίας του προγράμματος (Mode II), ο οποίος αποσκοπεί στην όσο το δυνατό ακριβέστερη εκτίμηση των γεωμετρικών χαρακτηριστικών των ιχνών, η διαδικασία κανονικοποίησης της φωτεινότητας (Brightness Normalization) του οπτικού πεδίου προηγείται της διαδικασίας ομαδοποίησης. Όπως αναφέρθηκε ήδη, κατά τον δεύτερο τρόπο λειτουργίας του προγράμματος θεωρείται ότι τα ίχνη έχουν ελλειπτικό σχήμα. Εκτός από τα μήκη του μεγάλου και του μικρού άξονα, εκτιμάται από το πρόγραμμα και η μέση τιμή της φωτεινότητας των ιχνών. Η τιμή αυτή έχει αποδειχθεί ότι εξαρτάται από το είδος και τη γωνία πρόσπτωσης του σωματιδίου καθώς και από τα ιδιαίτερα οπτικά χαρακτηριστικά του κάθε συστήματος συλλογής δεδομένων. Για παράδειγμα, εικόνες που συλλέγονται με τη χρήση φακών μεγαλύτερης μεγέθυνσης

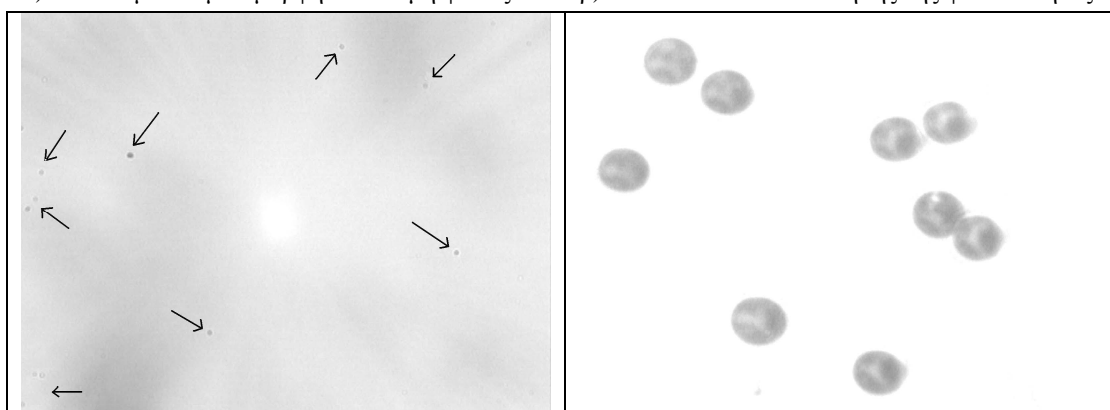
συνήθως έχουν σκοτεινότερα άκρα. Οι τιμές της φωτεινότητας των εικονοστοιχείων που απαρτίζουν τα ίχνη επηρεάζονται από την κατανομή του φωτός του εκάστοτε χρησιμοποιούμενου συστήματος συλλογής. Η διαδικασία κανονικοποίησης της φωτεινότητας έχει σκοπό την αντιμετώπιση αυτού του προβλήματος ώστε η παράμετρος της φωτεινότητας να προσδιορίζεται με συστηματικό τρόπο, ανεξάρτητο του συστήματος συλλογής δεδομένων, ώστε να μπορεί να αξιοποιηθεί πειραματικά.

Σε πρώτη φάση απαιτείται ρύθμιση του συστήματος καταγραφής των εικόνων με μεταβολή της φωτεινότητας και της αντίθεσης ώστε όλα τα εικονοστοιχεία του οπτικού πεδίου να έχουν τιμή φωτεινότητας μικρότερη από τη μέγιστη τιμή (255). Για τις μετρήσεις της παρούσας διατριβής το σύστημα καταγραφής ρυθμίστηκε ώστε η μέγιστη τιμή φωτεινότητας να κυμαίνεται μεταξύ των τιμών 240-245. Με τη συγκεκριμένη προκαταρκτική ρύθμιση επιτυγχάνεται όλα τα εικονοστοιχεία να έχουν καλά ορισμένες τιμές φωτεινότητας εντός της κλίμακας 0-255. Στη συνέχεια, μετά την καταγραφή των επιθυμητών εικόνων από την επιφάνεια του ανιχνευτή, ακολουθεί η καταγραφή της εικόνας του φωτεινού υποβάθρου. Η καταγραφή της εικόνας αυτής γινόταν υπό τις ίδιες ακριβώς συνθήκες λήψης των προς ανάλυση εικόνων (μεγέθυνση, απόσταση εστίασης κ.λ.π.), αλλά χωρίς την παρουσία του ίδιου του ανιχνευτή. Με αυτόν τον τρόπο καταγραφόταν η κατανομή του φωτός στο οπτικό πεδίο, με την οποία γινόταν η συλλογή των εικόνων. Η εικόνα αυτή διαφέρει σημαντικά, ανάλογα με το φακό που χρησιμοποιείται, ενώ και ο ίδιος φακός μπορεί να καταναίμει το φως διαφορετικά, αν μεταβληθεί η απόσταση από το αντικείμενο. Έτσι κάθε σύνολο εικόνων θα πρέπει να συνοδεύεται από την αντίστοιχη εικόνα κατανομής του φωτεινού υποβάθρου, για όσο το δυνατό πιο ακριβείς εκτιμήσεις της φωτεινότητας. Το πρόγραμμα εντοπίζει τη μέγιστη ένταση φωτός του οπτικού πεδίου, υπολογίζει τις διαφορές που μπορεί να υπάρχουν σε σημεία όπου το πεδίο υποφωτίζεται και τις προσαρμόζει ανάλογα. Η φωτεινότητα των εικονοστοιχείων των ιχνών, τα οποία βρίσκονται σε σκοτεινότερες περιοχές του οπτικού πεδίου αντισταθμίζεται έτσι ώστε όλα τα ίχνη να φαίνονται υπερκείμενα σε ομοιόμορφα φωτισμένο υπόβαθρο. Τέλος η διαδικασία αυτή εξαλείφει τις ατέλειες των φακών και του συστήματος καταγραφής, οι οποίες θα μπορούσαν να καταμετρηθούν σαν ίχνη. Στα σχήματα 5.4.2.2α. και δ παρουσιάζονται η αρχική εικόνα όπως καταγράφεται από το σύστημα καταγραφής εικόνων και η εικόνα που προκύπτει μετά το βήμα της κανονικοποίησης της φωτεινότητας.



α) Εικόνα με ανομοιόμορφη κατανομή φωτός

β) Η εικόνα κανονικοποίησης της φωτεινότητας



γ) Με βέλη σημειώνονται οπτικές ατέλειες του συστήματος συλλογής

δ) Εικόνα με ομοιόμορφη κατανομή φωτός

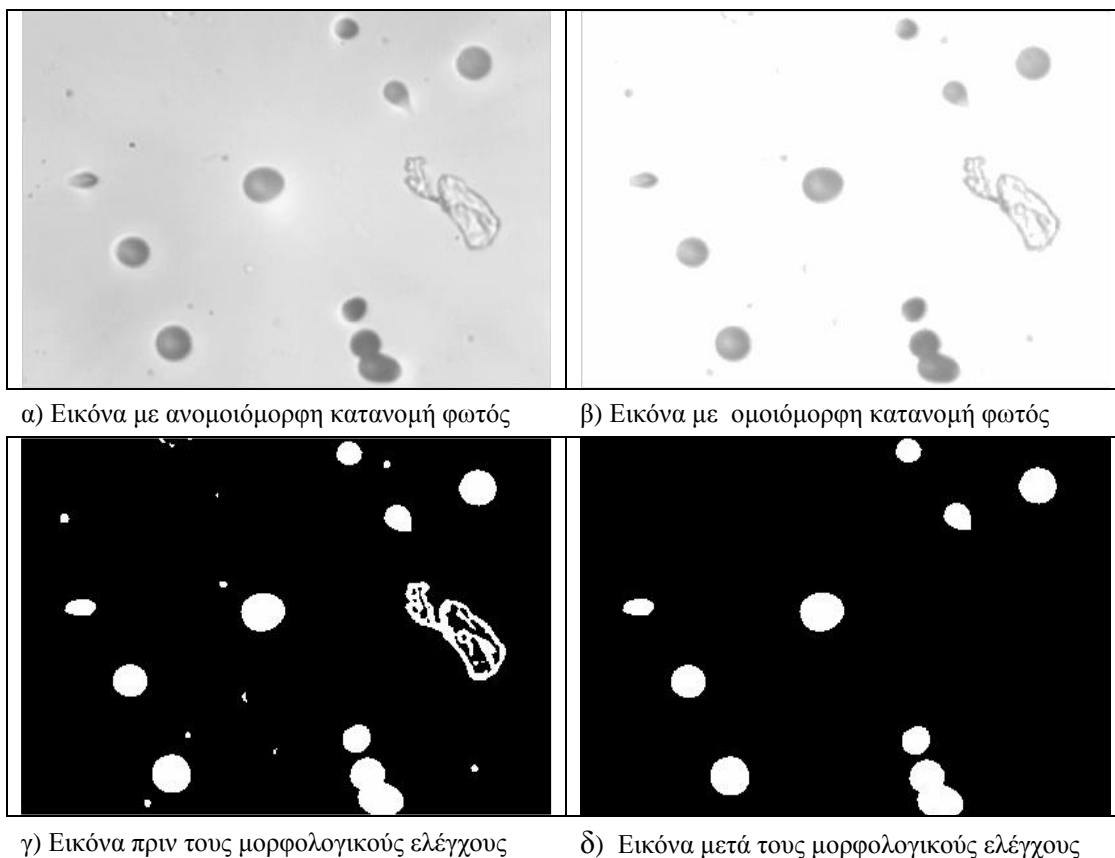
Σχήμα 5.4.2.2. Διαδικασία κανονικοποίησης της φωτεινότητας του οπτικού πεδίου.

5.4.3. Μορφολογικοί έλεγχοι της εικόνας (Morphology operations).

Μετά την ολοκλήρωση της ομαδοποίησης των εικονοστοιχείων και το διαχωρισμό των περιοχών που θεωρούνται ίχνη από το υπόβαθρο, ακολουθούν δύο διαδικασίες μορφολογίας της εικόνας που προκύπτει. Στόχο έχουν τον εντοπισμό των περιοχών, οι οποίες μπορεί να θεωρήθηκαν ως ίχνη από τη διαδικασία ομαδοποίησης αλλά στην πραγματικότητα δεν είναι. Συνήθως πρόκειται για ατέλειες ή φθορές της επιφάνειας του ανιχνευτή, οι οποίες εμφανίζονται αρκετά σκοτεινές ώστε να συγκαταλέγονται στις ομάδες των ιχνών. Το πρόγραμμα TRIAC II πραγματοποιεί δυο ελέγχους, οι οποίοι με κριτήριο το μέγεθος των ατελειών εντοπίζουν εκείνα τα στοιχεία, ώστε να μην προσμετρώνται ως ίχνη. Η αυστηρότητα των ελέγχων προκαθορίζεται από τον χρήστη.

Ο πρώτος μορφολογικός έλεγχος απορρίπτει όσα αντικείμενα έχουν μέγεθος μικρότερο από την τιμή του μορφολογικού κατωφλίου (Morphological Threshold). Η τιμή αυτή ρυθμίζεται από τον χρήστη. Στη συνέχεια με τον δεύτερο έλεγχο εκτιμάται το μέγεθος

όλων των εναπομεινάντων αντικειμένων. Προσδιορίζεται ο μέσος όρος και η τυπική απόκλισή τους και απορρίπτονται όσα αντικείμενα έχουν μέγεθος μεγαλύτερο από το άθροισμα του μέσου όρου και της τυπικής απόκλισης πολλαπλασιασμένης με την σταθερά στατιστικού ελέγχου (statistical check value). Η σταθερά αυτή καθορίζεται από το χρήστη και μπορεί να πάρει τιμές από 0 ως έναν πολύ μεγάλο αριθμό. Στην περίπτωση που επιλεγεί ένας μεγάλος αριθμός, πρακτικά δεν γίνεται έλεγχος του μεγέθους των ιχνών.

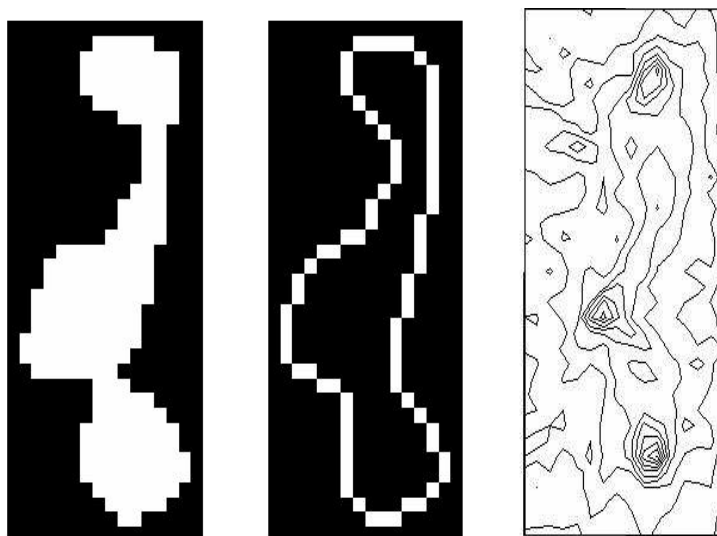


Σχήμα 5.4.3.1. Η επεξεργασία της εικόνας μέχρι και το στάδιο των μορφολογικών ελέγχων.

Με τους μορφολογικούς ελέγχους αποκλείονται από το σύνολο εκείνα τα αντικείμενα, τα οποία έχουν αρκετά μικρότερο ή αρκετά μεγαλύτερο μέγεθος από τα υπόλοιπα. Ο προσδιορισμός των οριακών τιμών πραγματοποιείται με τη χρήση των λειτουργιών βαθμονόμησης του προγράμματος. Αυτές παρουσιάζουν την προς ανάλυση εικόνα πριν και μετά την εφαρμογή των μορφολογικών ελέγχων, σύμφωνα με τις εκάστοτε επιλεγμένες τιμές. Στο σχήμα 5.4.3.1. παρουσιάζονται τα στάδια επεξεργασίας της εικόνας μέχρι και τον μορφολογικό έλεγχο.

5.4.4. Καταμέτρηση και προσδιορισμός των χαρακτηριστικών.

Το επόμενο στάδιο ανάλυσης είναι η καταμέτρηση των ιχνών και ο προσδιορισμός των χαρακτηριστικών κάθε ίχνους. Όπως έχει αναφερθεί προηγουμένως, κάθε αντικείμενο της εικόνας (binary image) μπορεί να αντιστοιχεί σε ένα ή περισσότερα αλληλοεπικαλυπτόμενα ίχνη. Το φαινόμενο της επικάλυψης των ιχνών αντιμετωπίζεται με συστηματικό τρόπο κάνοντας χρήση των κατάλληλων κάθε φορά μετασχηματισμών Hough (Hough Transforms) ([Parker, 1997], [Yip et al., 1992]). Οι μετασχηματισμοί αυτοί στοχεύουν στο να εξάγουν από μια ορισμένη επιφάνεια, έναν αριθμό γεωμετρικών σχημάτων που να προσαρμόζονται καλά σε όλα τα σημεία της. Η μεθοδολογία που ακολουθείται είναι η εξής: Αρχικά με χρήση του αλγόριθμου ανίχνευσης Canny (Canny edge detection algorithm [Canny, 1986] προσδιορίζεται η περίμετρος κάθε αντικειμένου. Στη συνέχεια ανάλογα με την επιλογή του σχήματος των ιχνών (κυκλικό ή ελλειπτικό) εφαρμόζεται ο ανάλογος μετασχηματισμός Hough.



Σχήμα 5.4.4.1. Η εφαρμογή του μετασχηματισμού Hough καθιστά δυνατή τη συστηματική καταμέτρηση των επικαλυπτόμενων ιχνών.

Και στις δύο περιπτώσεις δημιουργείται χώρος τόσων διαστάσεων, όσες οι παράμετροι που απαιτούνται για τη μαθηματική περιγραφή του επιλεγμένου σχήματος. Για παράδειγμα στην περίπτωση του κύκλου απαιτείται το κέντρο και η ακτίνα, άρα ο παραγόμενος χώρος έχει δύο διαστάσεις. Ένα σημείο της περιμέτρου της επιφάνειας αντιστοιχίζεται με ένα ζεύγος ακτίνας και κέντρου με τρόπο ώστε ο αντίστοιχος κύκλος να περιλαμβάνει εκτός από το θεωρούμενο σημείο της περιμέτρου όσο το δυνατόν περισσότερα από τα υπόλοιπα σημεία της αναλυόμενης επιφάνειας. Το επόμενο σημείο της περιμέτρου αντιστοιχίζεται με ένα άλλο ζεύγος κ.λ.π. Οι τιμές των παραμέτρων κέντρο και ακτίνα

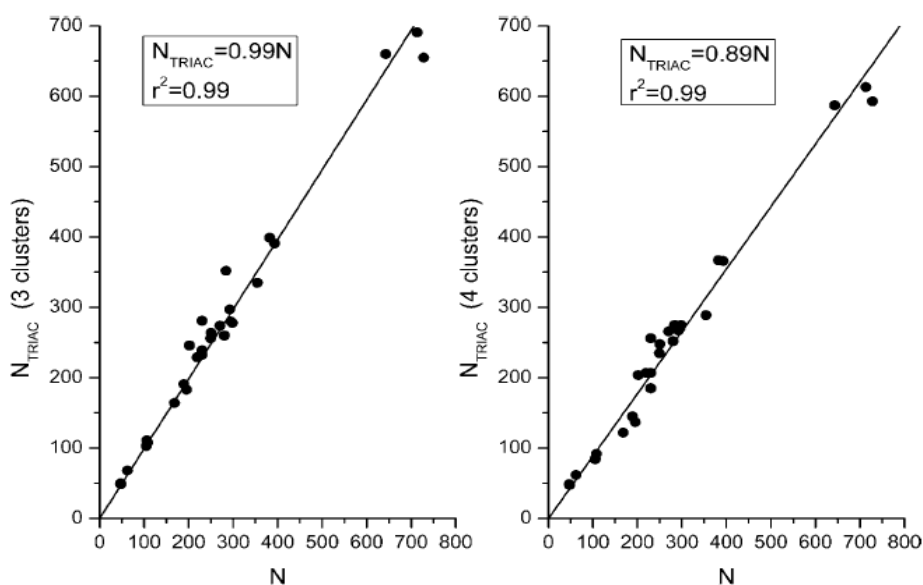
συλλέγονται και τελικά εκείνες που εμφανίζονται με τη μεγαλύτερη συχνότητα επιλέγονται ως οι τιμές που περιγράφουν τα σχήματα και προσαρμόζονται καλύτερα στα σημεία της διερευνώμενης επιφάνειας. Στην περίπτωση που τα ίχνη θεωρούνται ως ελλείψεις, απαιτείται μεγαλύτερος αριθμός παραμέτρων για την περιγραφή τους, οι οποίες είναι ο μεγάλος και ο μικρός άξονας καθώς και ο προσανατολισμός της έλλειψης. Η εφαρμογή του ανωτέρω αλγορίθμου είναι η πλέον χρονοβόρα και περίπλοκη από όλες τις διαδικασίες του προγράμματος. Μέσω αυτής υπολογίζονται τόσο ο αριθμός των ιχνών όσο και τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά τους. Μια σχηματική αναπαράσταση της αντιμετώπισης συνόλου επικαλυπτόμενων ιχνών στην περίπτωση της επιλογής κυκλικών σχημάτων παρουσιάζεται στο σχήμα 5.4.4.1.

5.4.5. Αλληλεπίδραση με το χρήστη.

Προκειμένου να χρησιμοποιηθεί το πρόγραμμα TRIAC II απαιτείται η εγκατάσταση της γλώσσας προγραμματισμού MATLAB (έκδοση 7.0 ή νεότερη) και των υποπρογραμμάτων, που περιέχονται στα πρόσθετα πακέτα λογισμικού επεξεργασίας εικόνας (Image Processing Toolbox) και στατιστικής (Statistics Toolbox). Ο χρήστης συγκεντρώνει σε ένα φάκελο όλες τις προς ανάλυση εικόνες και την εικόνα κανονικοποίησης της φωτεινότητας την οποία οφείλει να ονομάσει ως BrightNormal.jpg μαζί με τα υπόλοιπα υποπρογράμματα του κώδικα. Αν επιθυμεί να λάβει ομαδοποιημένα αποτελέσματα, θα πρέπει να χρησιμοποιήσει έναν αριθμό ίδιων χαρακτήρων για το όνομα των εικόνων, που αποτελούν την κάθε ομάδα. Μέσω του γραφικού περιβάλλοντος αλληλεπίδρασης του TRIAC II, ο χρήστης εισάγει στο πρόγραμμα τις παραμέτρους ομαδοποίησης (clusters number), μορφολογικών ελέγχων (morphological threshold και statistical size check value), το όνομα του αρχείου, από το οποίο το πρόγραμμα θα αναγνώσει τα ονόματα των εικόνων και τον αριθμό των κοινών χαρακτήρων, στην περίπτωση ομαδοποιημένων αποτελεσμάτων. Ο χρήστης προκειμένου να επιλέξει τις τιμές των παραμέτρων που ικανοποιούν τις ανάγκες καταμέτρησης μπορεί να χρησιμοποιήσει τις διαθέσιμες λειτουργίες βαθμονόμησης. Όπως έχει ήδη αναφερθεί, αυτές παρουσιάζουν εποπτικά το αποτέλεσμα που έχουν οι επιλεγμένες παράμετροι στην μεταβολή της εικόνας. Συνιστάται, ειδικά όταν πρέπει να αναλυθεί μεγάλος αριθμός εικόνων, να χρησιμοποιούνται περισσότερες από μία εικόνες για τη βαθμονόμηση του κώδικα ανάλυσης, αυτές που θεωρούνται ως αντιπροσωπευτικές, προκειμένου ο χρήστης να καταλήξει στις καταλληλότερες τιμές των παραμέτρων. Ο κώδικας του προγράμματος TRIAC II, περιέχεται σε συνολικά 11 υποπρογράμματα και παρουσιάζεται στο παράρτημα της παρούσας διατριβής.

5.4.6. Δοκιμαστικός έλεγχος του προγράμματος TRIAC II.

Πριν πραγματοποιηθεί ευρεία χρήση του προγράμματος TRIAC II κρίθηκε αναγκαίος ο δοκιμαστικός έλεγχος τόσο της λειτουργίας καταμέτρησης των ιχνών όσο και του προσδιορισμού των γεωμετρικών χαρακτηριστικών τους. Αρχικά, προκειμένου να ελεγχθεί πειραματικά η λειτουργία καταμέτρησης των ιχνών, επιλέχθηκε να καταμετρηθεί ένας αριθμός εικόνων και αυτόματα με το πρόγραμμα TRIAC II αλλά και με τη χρήση ενός απλούστερου προγράμματος [Ioannides et al., 2000], με το οποίο γινόταν καταμέτρηση των ιχνών επί της οθόνης H/Y με τη βοήθεια δείκτη. Τα ίχνη είχαν προκληθεί λόγω της έκθεσης ενός αριθμού ανιχνευτών σε περιβάλλον πλούσιο σε ραδόνιο. Η συκέντρωση των ιχνών κυμαινόταν σε εύρος συγκεντρώσεων από 2×10^3 ως 5×10^4 ίχνη ανά cm^2 . Τα αποτελέσματα των συγκριτικών μετρήσεων παρουσιάζονται στο σχήμα 5.4.6.1.



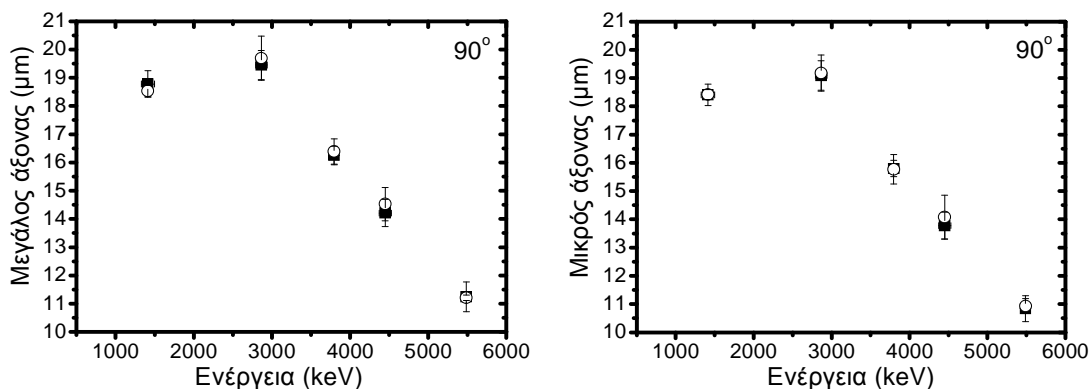
Σχήμα 5.4.6.1. Δοκιμαστικός έλεγχος του προγράμματος TRIAC II. Συγκρίνονται οι μετρήσεις που πραγματοποιήθηκαν αυτοματοποιημένα με χρήση του TRIAC II (Mode I) σε σχέση με αντίστοιχες που πραγματοποιήθηκαν από τον χρήστη. Η μεταξύ τους συμφωνία κρίνεται πολύ ικανοποιητική σε ένα σημαντικό εύρος επιφανειακών συγκεντρώσεων ιχνών.

Στην αυτοματοποιημένη καταμέτρηση, η οποία πραγματοποιήθηκε με τον πρώτο τρόπο λειτουργίας του προγράμματος (Mode I), χρησιμοποιήθηκαν οι συνιστώμενες τιμές 3 και 4 για τον ορισμό του αριθμού των ομάδων (clusters). Όπως φαίνεται στο σχήμα 5.4.6.1. και στις δύο περιπτώσεις τα αποτελέσματα του προγράμματος συμφωνούν ικανοποιητικά με εκείνα που μετρήθηκαν από το χρήστη. Πρέπει, εξάλλου να σημειωθεί ότι ανάλογα με τον ιδιαίτερο τρόπο καταμέτρησης των ιχνών στην οθόνη από τον κάθε πειραματιστή, το αποτέλεσμα είναι δυνατό να διαφέρει και κατ' επέκταση και η αντίστοιχη συκέντρωση.

Αντίθετα η χρήση του προγράμματος προσφέρει καταμετρήσεις του αριθμού των ιχνών με συστηματικό και αυστηρά καθορισμένο τρόπο.

Ο δοκιμαστικός έλεγχος των εκτιμώμενων από το πρόγραμμα διαστάσεων των ιχνών έγινε με μετρήσεις επί ελλειπτικών ιχνών. Επιλέχθηκε ένας αριθμός εικόνων με ίχνη από σωματίδια άλφα πέντε διαφορετικών ενεργειών, που προσέπιπταν στον ανιχνευτή υπό πέντε διαφορετικές γωνίες. Για την αυτοματοποιημένη καταμέτρηση, χρησιμοποιήθηκε ο δεύτερος τρόπος λειτουργίας του προγράμματος (Mode II) και ορίστηκαν 3 ομάδες (clusters) στη διαδικασία ομαδοποίησης. Ο έλεγχος των αποτελεσμάτων έγινε με τη χρήση ενός δεύτερου προγράμματος επεξεργασίας εικόνων, που παρέχει τη δυνατότητα μέτρησης αποστάσεων μεταξύ δύο σημείων μιας εικόνας. Για το σκοπό αυτό επιλέχθηκε το πρόγραμμα Adobe Photoshop CS3, πρόγραμμα που χρησιμοποιείται ευρύτατα για επεξεργασία εικόνων. Και στα δυο προγράμματα, αρχικά οι διαστάσεις εκφράζονται από τον αριθμό των εικονοστοιχείων. Όμως, πριν από τη σύγκριση των αποτελεσμάτων, οι διαστάσεις εκφράστηκαν σε μονάδες μήκους μετά από τη βαθμονόμηση του οπτικού πεδίου. Τα σχετικά αποτελέσματα παρουσιάζονται στα σχήματα 5.4.6.2i και 5.4.6.2ii.

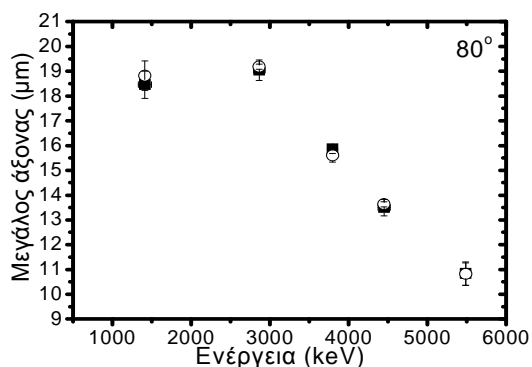
Όπως διαπιστώνεται στις περιπτώσεις όπου το σωματίδιο προσπίπτει υπό γωνία 90° , 80° και 70° ως προς την επιφάνεια του ανιχνευτή, τα αποτελέσματα συμπίπτουν τόσο στις εκτιμήσεις του μεγάλου όσο και του μικρού άξονα. Διαφοροποιήσεις παρατηρούνται μόνο κατά την εκτίμηση του μεγάλου άξονα, στην περίπτωση γωνίας πρόσπτωσης μικρότερης των 60° και σωματιδίων με ενέργεια μεγαλύτερη από 3.5 MeV. Οι αποκλίσεις μεταξύ των μετρήσεων αυξάνουν, όσο αυξάνει η ενέργεια και ελαττώνεται η γωνία πρόσπτωσης του σωματιδίου.



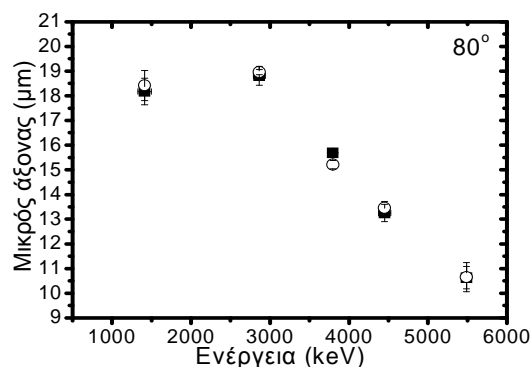
α) Γωνία πρόσπτωσης 90° μεγάλος άξονας

β) Γωνία πρόσπτωσης 90° μικρός άξονας

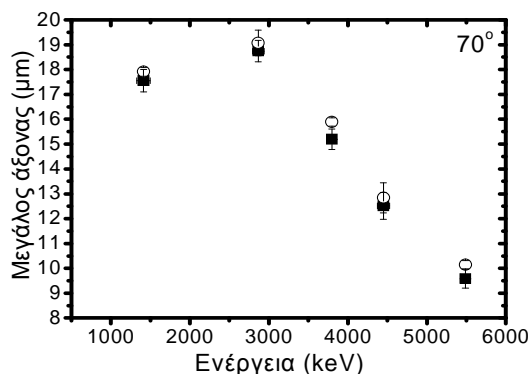
Σχήμα 5.4.6.2 i. Σύγκριση μετρήσεων TRIAC II ■ και μη αυτοματοποιημένων μετρήσεων ○.



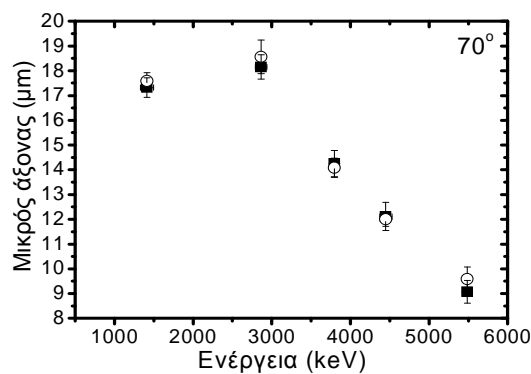
γ) Γωνία πρόσπτωσης 80° μεγάλος άξονας



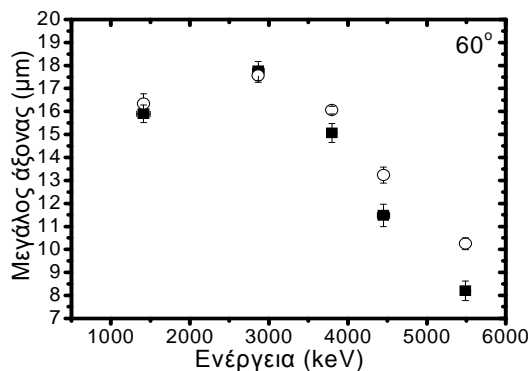
δ) Γωνία πρόσπτωσης 80° μικρός άξονας



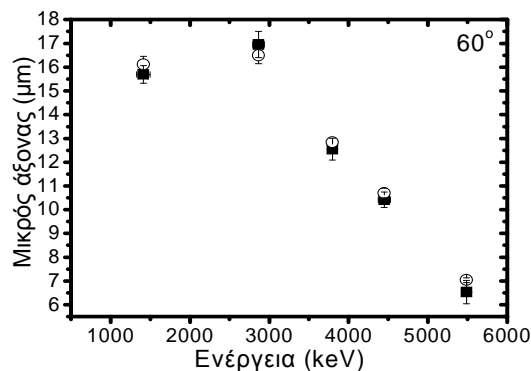
ε) Γωνία πρόσπτωσης 70° μεγάλος άξονας



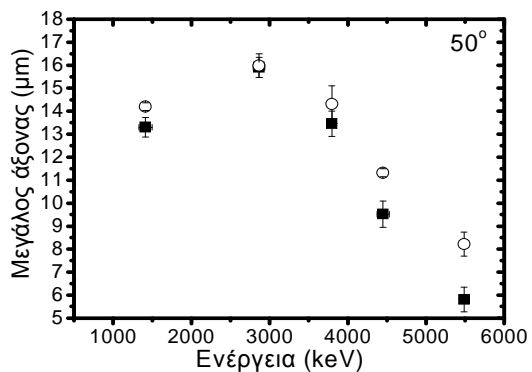
ζ) Γωνία πρόσπτωσης 70° μικρός άξονας



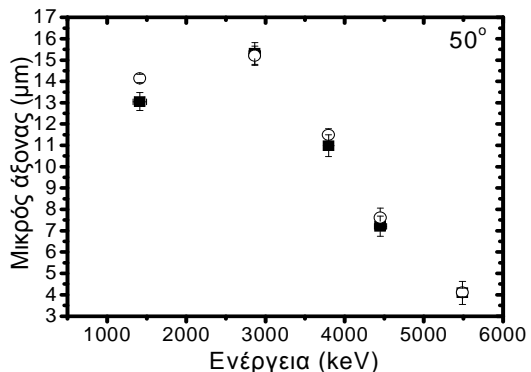
η) Γωνία πρόσπτωσης 60° μεγάλος άξονας



θ) Γωνία πρόσπτωσης 60° μικρός άξονας



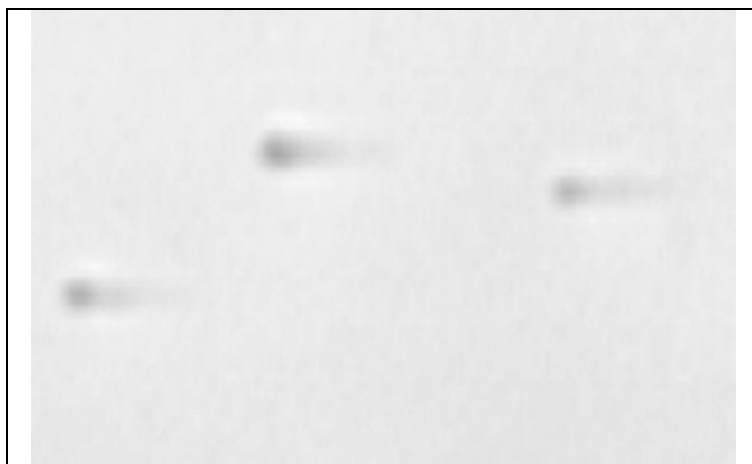
ι) Γωνία πρόσπτωσης 50° μεγάλος άξονας



κ) Γωνία πρόσπτωσης 50° μικρός άξονας

Σχήμα 5.4.6.2 ii. Σύγκριση μετρήσεων TRIAC II ■ και μη αυτοματοποιημένων μετρήσεων ○.

Για την εξήγηση των αποκλίσεων, το σχήμα 5.4.6.3. μπορεί να φανεί χρήσιμο. Τα ίχνη των σωματιδίων στις περιπτώσεις, κατά τις οποίες παρατηρείται απόκλιση έχουν ελλειπτικό σχήμα με εκκεντρότητα, που προσεγγίζει την τιμή 1. Τα ίχνη παρουσιάζουν μια διευρυμένη «κόμη», το άκρον της οποίας δύσκολα ξεχωρίζει από το υπόβαθρο της εικόνας, λόγω της μεγάλης φωτεινότητας των εικονοστοιχείων της. Υπό αυτές τις συνθήκες, η εκτίμηση του μεγάλου άξονα κρίνεται ιδιαίτερα δύσκολη και στην πραγματικότητα δεν υπάρχει λόγος να θεωρηθεί πιο ακριβής μια από τις δύο μετρήσεις. Πιο συστηματικός κρίνεται ο τρόπος προσδιορισμού μέσω του προγράμματος TRIAC II, καθώς το αποτέλεσμα και σε αυτή την περίπτωση είναι ανεξάρτητο από την εκτίμηση του εκάστοτε παρατηρητή.



Σχήμα 5.4.6.3. Ίχνη σωματιδίων άλφα ενέργειας 5.486MeV και γωνία πρόσπτωσης 50° ως προς την επιφάνεια του ανιχνευτή.

Συμπερασματικά, παρά τις διαφοροποιήσεις στην περίπτωση των ιχνών που προαναφέρθηκε, το πρόγραμμα TRIAC II πραγματοποιεί μετρήσεις με πολύ ικανοποιητική ακρίβεια, είτε πρόκειται για την καταμέτρηση των ιχνών είτε για τα γεωμετρικά και οπτικά χαρακτηριστικά τους. Στην παρούσα διατριβή η ανάπτυξή του αποτέλεσε σημαντικό βήμα καθώς όλες οι μετρήσεις πραγματοποιήθηκαν αποκλειστικά με τη χρήση του.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 6

Ενεργειακή διάκριση σωματιδίων άλφα

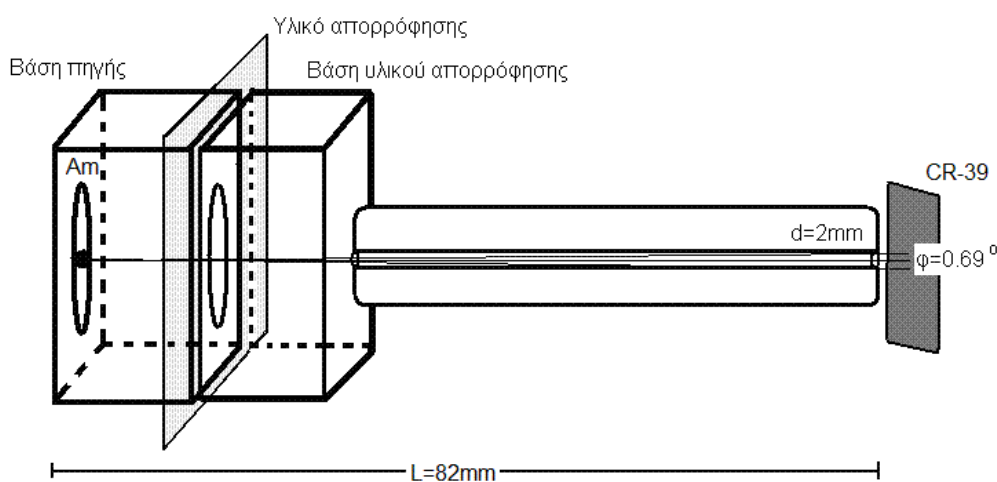
Στο παρόν κεφάλαιο παρουσιάζονται τα αποτελέσματα της μελέτης των γεωμετρικών και οπτικών χαρακτηριστικών των ιχνών των σωματιδίων άλφα. Οι παράμετροι που επιλέχθηκαν προς διερεύνηση είναι ο μεγάλος και ο μικρός άξονας των ελλειπτικών ανοιγμάτων των ιχνών, καθώς και η μέση τιμή της φωτεινότητάς τους. Και τα τρία μεγέθη σχετίζονται άμεσα τόσο με το είδος των σωματιδίων που προκαλούν τα ίχνη όσο και με την ενέργειά τους. Ως εργαλείο για τον πειραματικό τους προσδιορισμό χρησιμοποιήθηκε αποκλειστικά το λογισμικό TRIAC II.

Στο πρώτο μέρος του κεφαλαίου περιγράφονται η πειραματική διαδικασία, τα αποτελέσματα και τα συμπεράσματα που προέκυψαν από την μελέτη της πρόσπτωσης σωματιδίων άλφα γνωστών ενεργειών υπό διάφορες γωνίες σε ανιχνευτές πυρηνικών ιχνών (SSNTD) CR-39. Συγκεκριμένα, ερευνήθηκαν τα χαρακτηριστικά των ιχνών συναρτήσει της ενέργειας και της γωνίας πρόσπτωσης των σωματιδίων καθώς και συναρτήσει της διάρκειας χημικής επεξεργασίας των ανιχνευτών. Όπως είχε ήδη προβλεφθεί από θεωρητικά πρότυπα γεωμετρικής ανάπτυξης των ιχνών ([Somogyi and Szalay, 1973], [Fromm et al., 1996], [Barillon et al., 1997], [Fews and Henshaw, 1982], [Nikezic and Yu, 2003]), αποδείχθηκε ότι μεταξύ του μεγάλου ή του μικρού άξονα των ιχνών και της ενέργειας των σωματιδίων δεν υπάρχει γραμμική σχέση. Ως εκ τούτου, στην προσπάθεια διαχωρισμού των ενεργειών των σωματιδίων απαιτήθηκε η χρήση μιας τρίτης παραμέτρου. Ως τρίτη παράμετρος χρησιμοποιήθηκε η φωτεινότητα των ιχνών και διερευνήθηκε η σχέση της με την ενέργεια των σωματιδίων. Στη συνέχεια μελετήθηκαν ίχνη από ανιχνευτές που εκτέθηκαν σε περιβάλλον πλούσιο σε ραδόνιο. Βρέθηκε ότι ο πειραματικός ενεργειακός διαχωρισμός των κυριότερων άλφα θυγατρικών ραδιοϊσοτόπων του ραδονίου, των πολωνίων ^{218}Po και ^{214}Po , είναι εφικτός με τη χρήση κατάλληλου υλικού για την απορρόφηση μέρους της ενέργειάς τους εμπρός από την επιφάνεια των ανιχνευτών CR-39. Πράγματι με τη χρήση λεπτού φύλλου αργιλίου, πάχους 14 μm επιτεύχθηκε ο διαχωρισμός των δύο θυγατρικών και μετρήθηκε το ποσοστό των ισοτόπων που εναποτίθεται στην επιφάνεια του ανιχνευτή.

6.1. Διερεύνηση των χαρακτηριστικών των ιχνών.

6.1.1. Πειραματική διάταξη.

Για την όσο το δυνατό ακριβή εκτίμηση της μεταβολής των χαρακτηριστικών των ιχνών με την ενέργεια και τη γωνία πρόσπτωσης των σωματιδίων άλφα, χρησιμοποιήθηκε πηγή αμερικού (^{241}Am) εντός θαλάμου κενού. Η πηγή παράγει σωματίδια άλφα ενέργειας 5.486 MeV, η διεύθυνση των οποίων είναι τυχαία. Προκειμένου τα σωματίδια να σχηματίσουν μια καλά κατευθυνόμενη δέσμη, η πηγή τοποθετήθηκε σε ειδική διάταξη, η οποία παρουσιάζεται στο σχήμα 6.1.1.1.



Σχήμα 6.1.1.1. Διάταξη ακτινοβολήσης των ανιχνευτών CR-39.

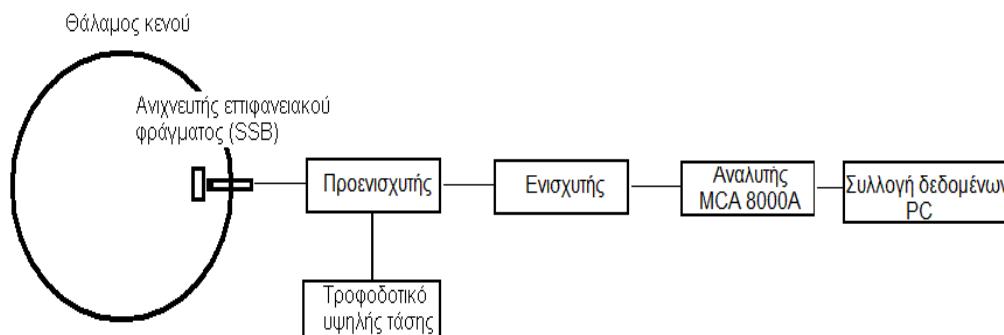
Η διάταξη περιείχε δυο στηρίγματα με κυκλικά ανοίγματα σε αποστάσεις $L_1=L_2=16\text{mm}$ από την πηγή και στη συνέχεια κύλινδρο από ακρυλική ύαλο (plexiglass) διαστάσεων $d=2\text{mm}$, $L_3=50\text{mm}$. Μεταξύ των στηριγμάτων μεσολαβούσε διάστημα ολίγων χιλιοστών για την τοποθέτηση απορροφητών ενέργειας των εκπεμπόμενων σωματιδίων. Η πηγή τοποθετημένη ομοαξονικά εμπρός από το στόμιο του κυλίνδρου παράγει σωματίδια, τα οποία ανάλογα με τη διεύθυνσή τους είτε προσπίπτουν στα τοιχώματα του οδηγού είτε, κατά πολύ μικρότερο ποσοστό, κατευθύνονται προς τον ανιχνευτή CR-39, σχεδόν παράλληλα με τον άξονα του κυλινδρικού οδηγού. Ο οδηγός μαζί με την πηγή τοποθετούνται εντός του θαλάμου κενού, επί μίας ειδικά διαμορφωμένης τράπεζας που έχει δυνατότητα περιστροφής κατά 360° . Τοποθετώντας τον ανιχνευτή επάνω σε σταθερή βάση, μερικά χιλιοστά ($\approx 2\text{mm}$) από το στόμιο εξόδου του κυλινδρικού οδηγού έγινε δυνατό τα σωματίδια της πηγής να κατευθύνονται και να προσπίπτουν στην επιφάνεια του ανιχνευτή σε εύρος γωνιών από 0° -

180°. Όπως φαίνεται στο σχήμα 6.1.1.1., λόγω της γεωμετρίας της διάταξης, η δέσμη είχε άνοιγμα $2\sigma_\phi$ όπου :

$$\sigma\phi = \arctan\left(\frac{d}{2L}\right) = 0.69^\circ \quad (6.1.1.1)$$

Πειραματικά αποδείχθηκε ότι στους ανιχνευτές CR-39 σχηματίζονταν ίχνη που είναι ορατά με το σύστημα συλλογής δεδομένων που χρησιμοποιήθηκε, όταν τα σωματίδια άλφα προσέπιπταν υπό γωνία $90^\circ - 40^\circ$ ως προς την επιφάνεια του ανιχνευτή.

Με τη χρήση περιστροφικής αντλίας ο ατμοσφαιρικός αέρας αφαιρέθηκε από το εσωτερικό του θαλάμου για τη δημιουργία κενού. Η πίεση στο εσωτερικό του θαλάμου ήταν της τάξης των 10^{-2} torr, κενό ικανοποιητικό για την περίπτωση καταμέτρησης των σωματιδίων άλφα με ενέργειες της τάξης των μερικών MeV, καθώς ελάχιστα επηρέαζε την ενέργεια της εκάστοτε δέσμης. Εντός του θαλάμου, εκτός από τον ανιχνευτή CR-39, τοποθετήθηκε ανιχνευτής πυριτίου επιφανειακού φράγματος (Silicon Surface Barrier Detector) για τη μέτρηση της ενέργειας της δέσμης των σωματιδίων άλφα. Ο ανιχνευτής αυτός συνδέθηκε στη διάταξη φασματοσκοπίας, η οποία παρουσιάζεται στο σχήμα 6.1.1.2.



Σχήμα 6.1.1.2. Διάταξη ανιχνευτή επιφανειακού φράγματος

Το σήμα του ανιχνευτή οδηγείται αρχικά σε προενισχυτή και στη συνέχεια σε ενισχυτή. Στη συνέχεια το σήμα καταγράφεται σε αναλυτή πολλών διαύλων MCA8000A, ο οποίος συνδεόταν με ηλεκτρονικό υπολογιστή. Η ανάλυση των φασμάτων των σωματιδίων άλφα έγινε με το λογισμικό ADMCA της Amptek (<http://www.amptek.com/mcasoft.html>).

Μεταξύ της πηγής και του ανιχνευτή τοποθετήθηκαν λεπτά φύλλα από διάφορα υλικά προκειμένου να απορροφούν διαφορετικά ποσά ενέργειας, ανάλογα με το υλικό και το πάχος τους. Με τον τρόπο αυτό κατέστη δυνατή η παραγωγή δεσμών σωματιδίων άλφα με πέντε

διαφορετικές ενέργειες στο εύρος ενεργειών 1.5 MeV - 5.5 MeV. Πριν την έκθεση των ανιχνευτών CR39 στα σωματίδια άλφα, γινόταν ακριβής μέτρηση της ενέργειας τους με χρήση του συστήματος φασματοσκοπίας άλφα που βασίστηκε στον ανιχνευτή επιφανειακού φράγματος. Στον πίνακα 6.1.1.1. παρουσιάζονται οι ενέργειες των παραγόμενων δεσμών με τη χρήση λεπτών φύλλων πολυαιθυλενίου και αργιλίου καθώς και φύλλων πολύ-ιμιδίου (Kartan).

Υλικό απορρόφησης	Ενέργεια (keV)	FWHM (keV)
-	5486	22
1 φύλλο πολυαιθυλενίου	4450	77
1 φύλλο Kartan	3796	40
1 φύλλο αργιλίου	2865	73
2 φύλλα Kartan	1413	86

Πίνακας 6.1.1.1. Ενέργειες των παραγόμενων δεσμών σωματιδίων άλφα

Στις παραπάνω δέσμες εκτέθηκε αριθμός ανιχνευτών CR-39. Κάθε φορά και για την ίδια ενέργεια σωματιδίων μεταβαλλόταν η γωνία πρόσπτωσης από 90° έως 40° με βήμα 5°. Έγινε χρήση ανιχνευτών από δύο διαφορετικά φύλλα της ίδιας σειράς παρασκευής. Τα αποτελέσματα των γεωμετρικών και οπτικών χαρακτηριστικών των ιχνών προέκυψαν ως ο μέσος όρος των τιμών από τα ίχνη που αναλύθηκαν και από τα δύο φύλλα. Οι ανιχνευτές υπέστησαν χημική επεξεργασία με NaOH συγκέντρωσης 6N σε θερμοκρασία 75°, συνθήκες που χαράσσουν τον ανιχνευτή με ρυθμό χάραξης της επιφάνειας του ανιχνευτή $U_b = (2.01 \pm 0.04) \mu\text{m h}^{-1}$, έτσι όπως μετρήθηκε πειραματικά μέσω των τεχνικών που αναφέρθηκαν στο κεφάλαιο 5. Η χρονική διάρκεια της χημικής επεξεργασίας τους κυμάνθηκε από 6 έως 14 ώρες. Η καταγραφή των εικόνων από την επιφάνεια των ανιχνευτών πραγματοποιήθηκε με τη χρήση φακού μεγέθυνσης 25x και με ψηφιακή ανάλυση των εικόνων 1600x1200, που είναι και η μέγιστη που παρέχει το σύστημα συλλογής. Με τη βαθμονόμηση του οπτικού πεδίου προέκυψε ότι κάθε εικονοστοιχείο αντιστοιχεί σε 0.169 μm . Η τιμή αυτή χρησιμοποιήθηκε για την έκφραση των μετρήσεων του μεγάλου και του μικρού άξονα από εικονοστοιχεία σε μονάδες μήκους και αποτελεί τη διακριτική ικανότητα της μεθόδου στην εκτίμηση του μεγέθους των ιχνών.

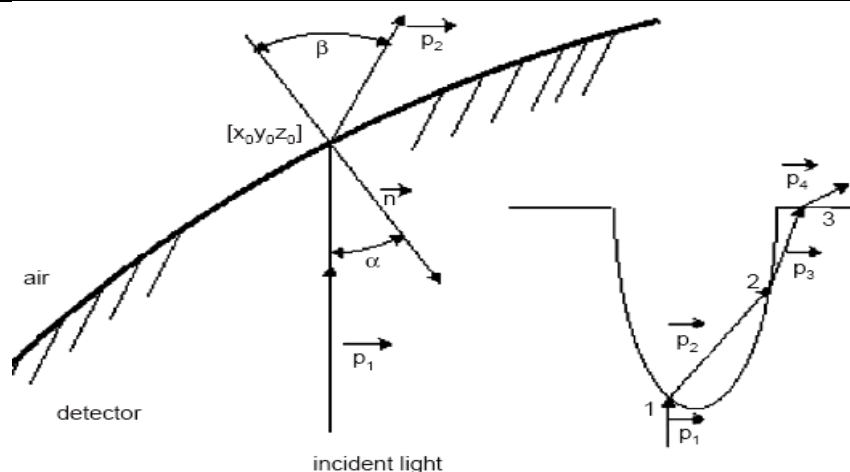
6.1.2. Επιλογή των προς διερεύνηση χαρακτηριστικών.

Όπως προαναφέρθηκε τα χαρακτηριστικά των ιχνών που επιλέχθηκαν προς διερεύνηση είναι ο μεγάλος και ο μικρός άξονας του ανοίγματος των ιχνών καθώς και η

μέση τιμή της φωτεινότητάς τους. Τα δύο πρώτα απεικονίζουν το μέγεθος του ίχνους σε δύο διαστάσεις στην επιφάνεια του ανιχνευτή. Εξαρτώνται από το ποσό ενέργειας ανά μονάδα μήκους που μεταφέρθηκε από το σωματίδιο στο υλικό του ανιχνευτή και από τη διάρκεια και τις συνθήκες της χημικής επεξεργασίας. Το τρίτο απεικονίζει έμμεσα το βάθος του ίχνους. Θα πρέπει να σημειωθεί ότι το βάθος του ίχνους διαφέρει από το μήκος της τροχιάς που διάνυσε το σωματίδιο εντός του ανιχνευτή. Ενώ το μήκος αυτό είναι σταθερό και συγκεκριμένο για σωματίδιο δεδομένης ενέργειας, το βάθος του ίχνους μεταβάλλεται συναρτήσει της διάρκειας της χημικής επεξεργασίας. Όσο ο ρυθμός χάραξης U_t της περιοχής του ίχνους είναι μεγαλύτερος του αντίστοιχου ρυθμού χάραξης U_b της επιφάνειας, το βάθος του ίχνους αυξάνει έως ότου το διάλυμα φθάσει το τέλος της τροχιάς του σωματιδίου στο υλικό. Πέρα από το σημείο αυτό οι ρυθμοί U_t και U_b εξισώνονται με αποτέλεσμα το βάθος να μη μεταβάλλεται πλέον με την πάροδο του χρόνου της χημικής επεξεργασίας.

Η φωτεινότητα εξαρτάται από το βάθος του ίχνους αλλά επηρεάζεται σημαντικά και από τα χαρακτηριστικά του συστήματος συλλογής δεδομένων (φακοί, ένταση φωτεινής πηγής, είδος μικροσκοπίου κ.λ.π.). Αυτό καθιστά δυσχερή την άμεση πειραματική αξιοποίησή της και τη συσχέτιση της με το βάθος του ίχνους. Ωστόσο, η διαδικασία της κανονικοποίησης της φωτεινότητας του οπτικού πεδίου, λειτουργία του προγράμματος ανάλυσης ίχνων TRIAC II, έχει σκοπό να αναιρέσει την εξάρτηση του μεγέθους από τα ιδιαίτερα χαρακτηριστικά του κάθε συστήματος καταγραφής εικόνων. Εξαιρέση αποτελεί ο χρησιμοποιούμενος φακός και συγκεκριμένα η μεγέθυνση του οπτικού πεδίου που προσφέρει. Επίσης, για την κανονικοποίηση της φωτεινότητας θα πρέπει να ρυθμιστεί η μέγιστη ένταση του οπτικού πεδίου, όπως περιγράφεται στο κεφάλαιο 5. Η εξάρτηση της φωτεινότητας από το βάθος του ίχνους οφείλεται σε φαινόμενα διάθλασης και ανάκλασης του φωτός κατά μήκος της πορείας που ακολουθεί στο υλικό του ανιχνευτή [Nikezic et al., 2005].

Στο σχήμα 6.1.2.1. απεικονίζεται με απλοποιημένο τρόπο η πορεία μιας ακτίνας φωτός διαμέσου του υλικού του ανιχνευτή. Όταν στην πορεία της δέσμης παρουσιασθεί ένα ίχνος, τότε λόγω της μετάβασής της από οπτικά πυκνότερο (ανιχνευτής) σε οπτικά αραιότερο υλικό (αέρας), η ακτίνα διαθλάται αποκλίνοντας κατά γωνία β ως προς την κάθετο στο τοίχωμα του ίχνους (track wall). Στην απόκλιση των ακτίνων που διέρχονται από την περιοχή του ίχνους οφείλεται το γεγονός ότι τα ίχνη παρουσιάζονται σκοτεινότερα από το υπόλοιπο μέρος της επιφάνειας του ανιχνευτή. Σε ένα βαθύτερο ίχνος αυξάνεται ο αριθμός των σημείων διάθλασης και κατά συνέπεια ο αριθμός των ακτίνων που εκτρέπονται από την αρχική πορεία τους και το ίχνος φαίνεται ακόμα πιο σκοτεινό. Στην πραγματικότητα η διαδικασία είναι πολυπλοκότερη καθώς εκδηλώνονται και άλλα οπτικά φαινόμενα

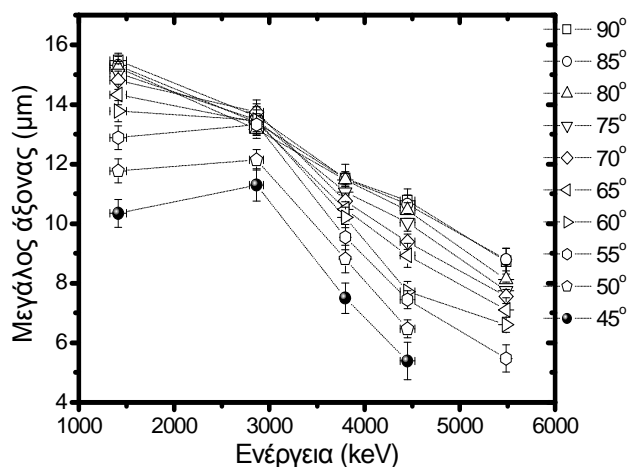


Σχήμα 6.1.2.1. Η πορεία μιας ακτίνας φωτός εντός του υλικού του ανίχνευτη. Η ακτίνα αποκλίνει κατά τη διέλευσή της από την περιοχή του ίχνους [Nikezic et al., 2005].

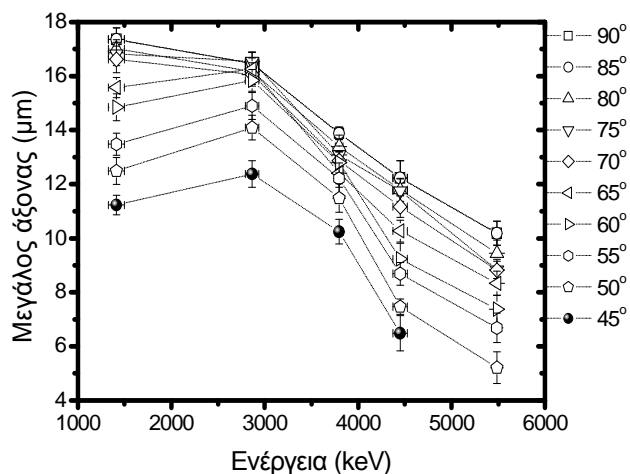
(εσωτερική ανάκλαση, πολλαπλές διαθλάσεις κ.λ.π.) καθιστώντας δύσκολη τη μαθηματική συσχέτιση φωτεινότητας και βάθους. Ωστόσο κρίθηκε ότι η ένταση της φωτεινότητας μπορεί να χρησιμοποιηθεί ως το τρίτο μέγεθος περιγραφής και μελέτης των χαρακτηριστικών των ιχνών, όπως έχει γίνει ήδη και από άλλους ερευνητές. ([Fews. 1992], [Skvarc et al., 1992]).

6.1.3. Μελέτη των χαρακτηριστικών των ιχνών ως προς την ενέργεια.

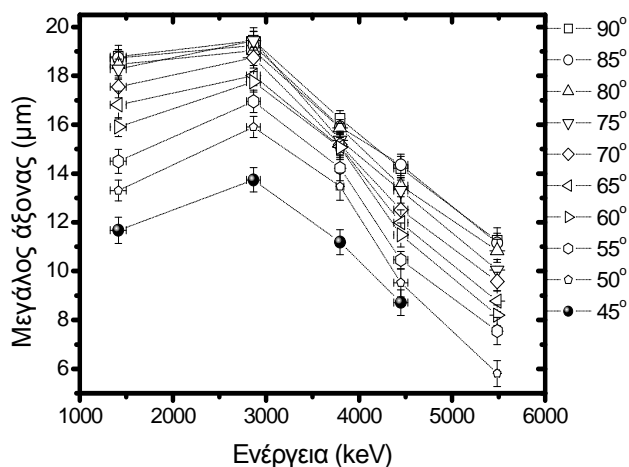
Η ενεργειακή διάκριση των σωματιδίων με βάση τα χαρακτηριστικά των ιχνών τους αποτελεί έναν από τους κύριους στόχους της παρούσας διατριβής. Έτσι, διερευνήθηκαν διεξοδικά τα τρία κύρια χαρακτηριστικά των ιχνών συναρτήσει τόσο της ενέργειας όσο και της γωνίας πρόσπτωσης των σωματιδίων της δέσμης. Ο αριθμός των ιχνών που αναλύθηκε κυμάνθηκε από 200 - 400 ίχνη ανά περίπτωση (ενέργειας και γωνίας πρόσπτωσης), γεγονός που προσφέρει ικανοποιητική στατιστική. Τα αποτελέσματα αποτελούν το μέσο όρο των πειραματικά προσδιορισμένων τιμών ενώ η αβεβαιότητα εκφράστηκε με την τυπική απόκλιση. Στο σχήμα 6.1.3.1. παρουσιάζονται οι τιμές που εκτιμήθηκαν για το μεγάλο άξονα των ελλειπτικών ανοιγμάτων, στο σχήμα 6.1.3.2. οι αντίστοιχες τιμές του μικρού άξονα ενώ στο σχήμα 6.1.3.3. οι μέση τιμή της φωτεινότητας των ιχνών. Κάθε γράφημα συμπεριλαμβάνει τις τιμές του κάθε χαρακτηριστικού που αφορούν όλες τις γωνίες πρόσπτωσης των σωματιδίων για τις διάφορες ενέργειες των δεσμών μετά από ένα συγκεκριμένο χρονικό διάστημα χημικής επεξεργασίας του ανιχνευτή. Το διάστημα αυτό κυμάνθηκε από 6 h έως και 14 h. Τα σημεία ενώνονται μεταξύ τους με διακεκομμένες γραμμές μόνο για την ευκολότερη ανάγνωση των γραφημάτων.



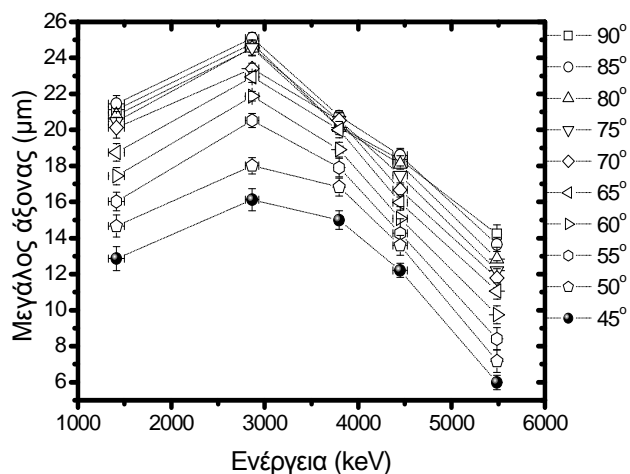
α) Μήκος μεγάλου άξονα, χημικής επεξεργασίας 6h.



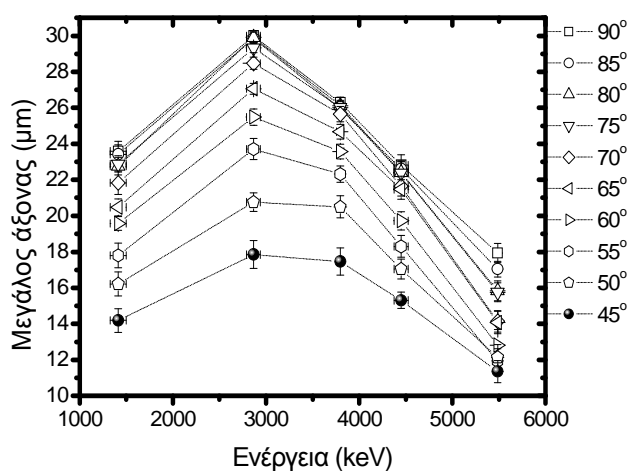
β) Μήκος μεγάλου άξονα, χημικής επεξεργασίας 7h.



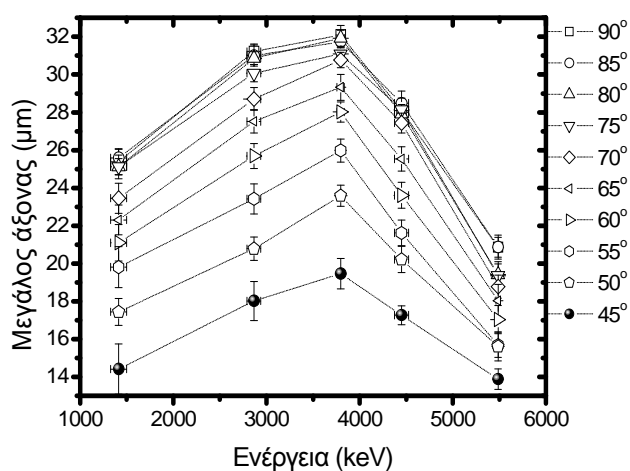
γ) Μήκος μεγάλου άξονα, χημικής επεξεργασίας 8h.



δ) Μήκος μεγάλου άξονα, χημικής επεξεργασίας 10h.

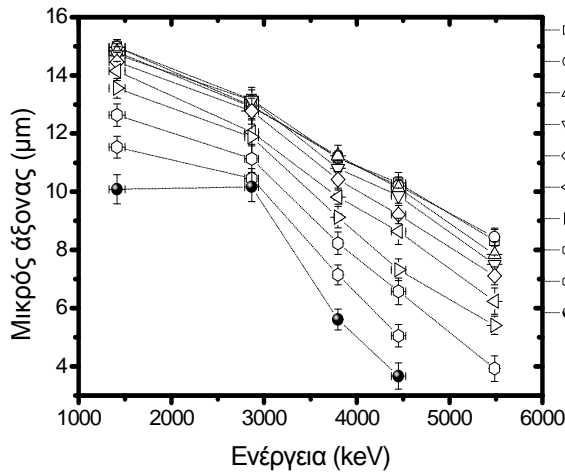


ε) Μήκος μεγάλου άξονα, χημικής επεξεργασίας 12h.

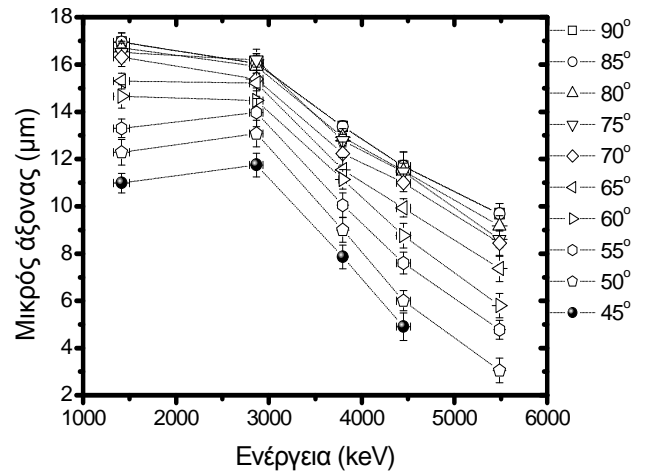


ζ) Μήκος μεγάλου άξονα, χημικής επεξεργασίας 14h.

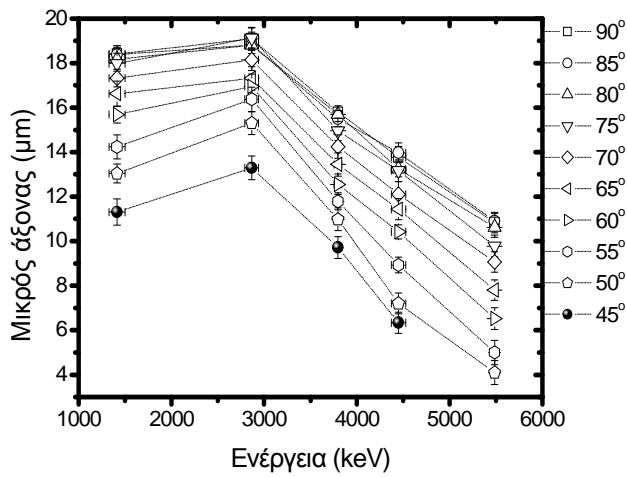
Σχήμα 6.1.3.1. Μεταβολή του μήκους του μεγάλου άξονα των ιχνών συναρτήσει της ενέργειας των σωματιδίων άλφα για διάφορους χρόνους χημικής επεξεργασίας.



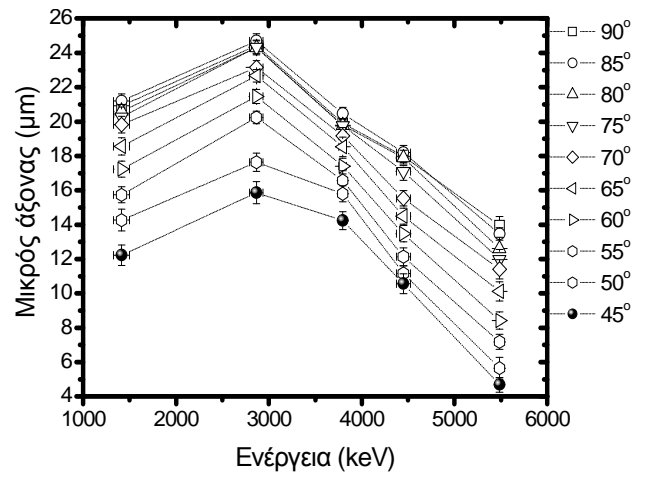
α) Μήκος μικρού άξονα, χημικής επεξεργασίας 6h.



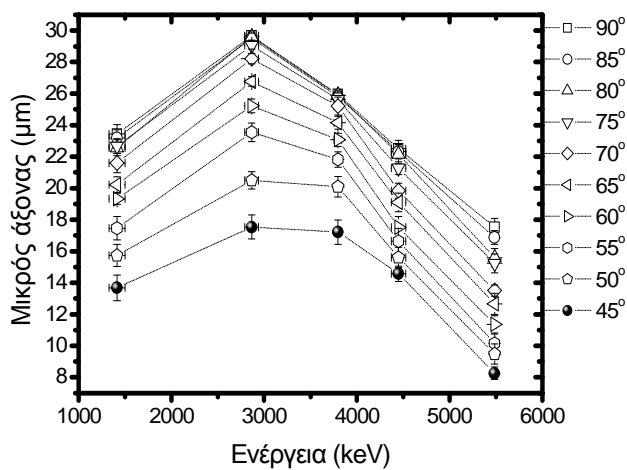
β) Μήκος μικρού άξονα, χημικής επεξεργασίας 7h.



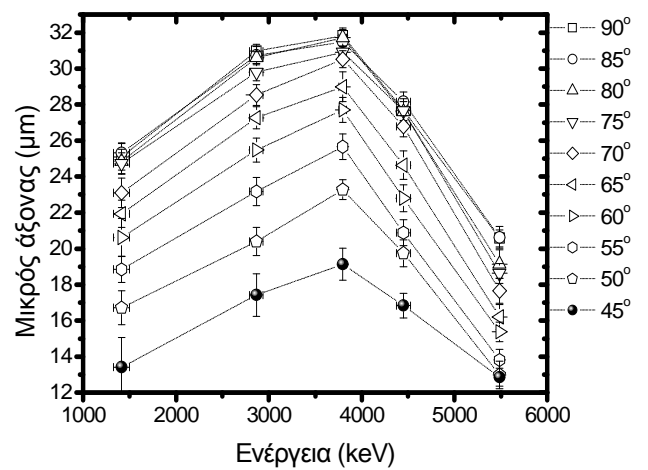
γ) Μήκος μικρού άξονα, χημικής επεξεργασίας 8h.



δ) Μήκος μικρού άξονα, χημικής επεξεργασίας 10h.

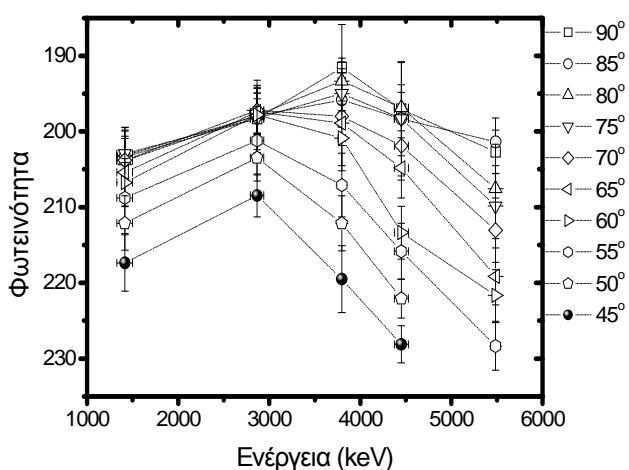


ε) Μήκος μικρού άξονα, χημικής επεξεργασίας 12h.

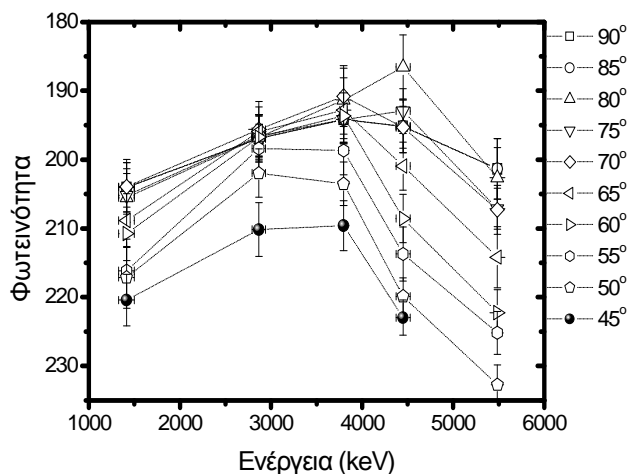


ζ) Μήκος μικρού άξονα, χημικής επεξεργασίας 14h.

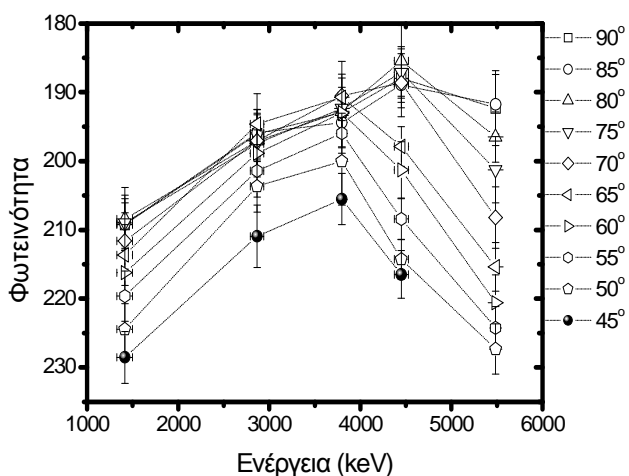
Σχήμα 6.1.3.2. Μεταβολή του μήκους του μικρού άξονα των ιχνών συναρτήσει της ενέργειας των σωματιδίων άλφα για διάφορους χρόνους χημικής επεξεργασίας.



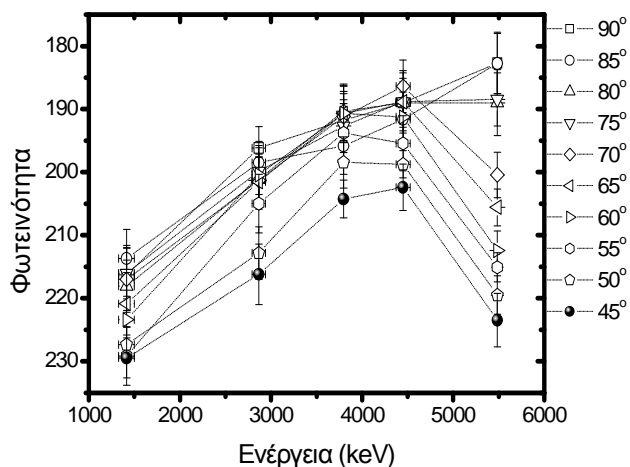
α) Φωτεινότητα των ιχνών χημικής επεξεργασίας 6h.



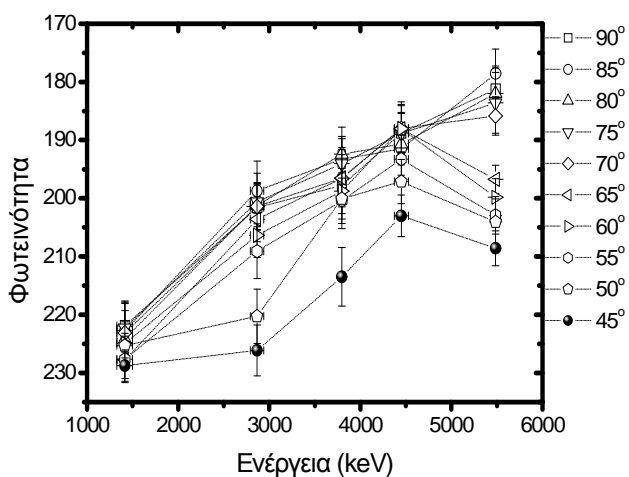
β) Φωτεινότητα 7h διάρκεια χημικής επεξεργασίας.



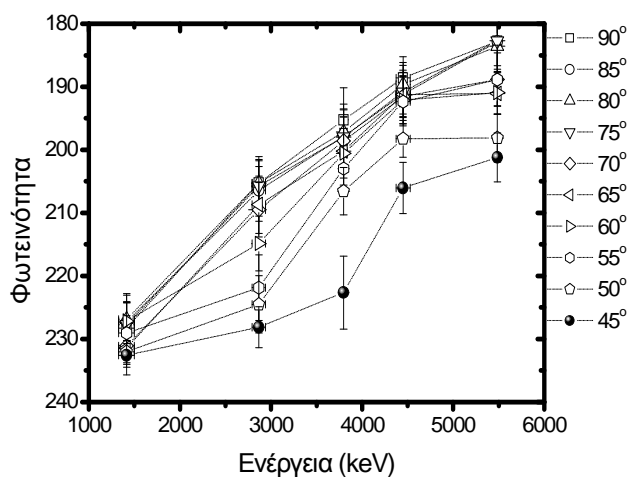
γ) Φωτεινότητα 8h διάρκεια χημικής επεξεργασίας.



δ) Φωτεινότητα 10h διάρκεια χημικής επεξεργασίας.



ε) Φωτεινότητα 12h διάρκεια χημικής επεξεργασίας.



ζ) Φωτεινότητα 14h διάρκεια χημικής επεξεργασίας.

Σχήμα 6.1.3.3. Μεταβολή της φωτεινότητας των ιχνών συναρτήσει της ενέργειας των σωματιδίων άλφα για διάφορους χρόνους χημικής επεξεργασίας.

Από τις μετρήσεις του μεγάλου άξονα των ιχνών γίνεται εμφανής η έλλειψη γραμμικής εξάρτησης από την ενέργεια πρόσπτωσης του σωματιδίου. Ίχνη σωματιδίων με διαφορετικές ενέργειες και υπό διαφορετικές γωνίες πρόσπτωσης μπορεί να έχουν μεγάλο άξονα με το ίδιο μήκος. Το γεγονός αυτό οδηγεί στο συμπέρασμα ότι ο μεγάλος άξονας δε μπορεί να χρησιμοποιηθεί ως η μοναδική παράμετρος ενεργειακής διάκρισης. Μάλιστα, το φαινόμενο της ύπαρξης ιχνών διαφορετικής ενέργειας με ίσες τιμές του μεγάλου άξονας εντείνεται καθώς αυξάνεται η διάρκεια της χημικής επεξεργασίας ή (και) μειώνεται η γωνία πρόσπτωσης του σωματιδίου με την επιφάνεια του ανιχνευτή. Για μικρή διάρκεια χημικής επεξεργασίας (6h) και για μεγάλες γωνίες πρόσπτωσης ($90^\circ - 70^\circ$) διακρίνεται μια γραμμική συσχέτιση μεταξύ του μεγάλου άξονα και της ενέργειας στο εύρος ενεργειών που μελετήθηκε. Σε ρεαλιστικές συνθήκες ανίχνευσης του ραδονίου και των θυγατρικών του το γεγονός αυτό δεν μπορεί να αξιοποιηθεί πειραματικά καθώς όλες οι γωνίες πρόσπτωσης είναι πιθανές.

Επιπρόσθετα, η μείωση της διάρκειας της χημικής επεξεργασίας ίσως ενίσχυε αυτή τη γραμμικότητα, θα είχε όμως ως αποτέλεσμα να μη μπορεί να διακριθεί ένα πλήθος σωματιδίων με γωνίες πρόσπτωσης μικρότερες από 50° και ενέργεια μεγαλύτερη των 4 MeV. Όπως άλλωστε διαπιστώθηκε μέχρι και για 8 h χημικής επεξεργασίας, ένας αριθμός ιχνών δεν έχει αναπτυχθεί τόσο ώστε να μπορεί να διακριθεί από το υπόβαθρο της εικόνας και να καταμετρηθεί. Η παραπάνω ανάλυση των αποτελεσμάτων του μεγάλου άξονα ισχύει και για την περίπτωση του μικρού άξονα. Μάλιστα, η συμπεριφορά των δύο χαρακτηριστικών μοιάζει τόσο, ώστε ο οποιοσδήποτε συνδυασμός τους δε συνεπάγεται την ενεργειακή διάκριση των σωματιδίων άλφα. Το πειραματικό αυτό συμπέρασμα συμφωνεί με την ανάλυση και τα συμπεράσματα των θεωρητικών προτύπων ανάπτυξης των ιχνών [Nikezic and Yu, 2004], τα οποία αναφέρθηκαν στο κεφάλαιο 4 και συγκλίνουν στην ανάγκη χρήσης και τρίτης πειραματικά προσδιοριζόμενης παραμέτρου.

Ως υποψήφια τρίτη παράμετρος επιλέχθηκε η φωτεινότητα των ιχνών, η οποία παρουσιάζει διαφορετική συμπεριφορά από τα προαναφερθέντα μεγέθη. Προκαταρκτικά, θα πρέπει να διευκρινισθεί ο λόγος, για τον οποίο ο άξονας των τεταγμένων παρουσιάζεται υπό ανεστραμμένη κλίμακα στα γραφήματα του σχήματος 6.1.3.3. Όπως αναφέρθηκε και στο κεφάλαιο 5, το είδος των αρχείων εικόνας .jpeg που χρησιμοποιήθηκαν δίνει τη δυνατότητα καταγραφής 256 διαφορετικών τιμών φωτεινότητας. Όσο μεγαλύτερη είναι η τιμή αυτή, τόσο φωτεινότερο παρουσιάζεται το ίχνος. Ένα ίχνος παρουσιάζεται φωτεινότερο, επειδή έχει μικρότερο βάθος. Έτσι προκειμένου η αύξηση του βάθους, η οποία εκφράζεται με μικρότερες τιμές φωτεινότητας, να πραγματοποιείται προς τη φορά αύξησης του άξονα των τεταγμένων, αντιστράφηκε η κλίμακα αρίθμησης του άξονα. Από 6 h ως 10 h χημικής επεξεργασίας, ίχνη σωματιδίων διαφορετικών ενεργειών ή (και) γωνιών πρόσπτωσης μπορεί να παρουσιάζονται

το ίδιο φωτεινά. Ωστόσο, μετά τις πρώτες ώρες χημικής επεξεργασίας, παρατηρείται η σταδιακή μείωση της τιμής της φωτεινότητας των ιχνών από σωματίδια μεγαλύτερης ενέργειας και η ταυτόχρονη αύξηση της φωτεινότητας εκείνων που προήλθαν από σωματίδια μικρότερης ενέργειας. Η συμπεριφορά αυτή οδηγεί μετά από 14 h ώρες χημικής επεξεργασίας σε μια σχεδόν γραμμική συσχέτιση της φωτεινότητας και της ενέργειας. Όπως φαίνεται και στο γράφημα (ζ) του σχήματος 6.1.3.3. για κάθε γωνία πρόσπτωσης, τα ίχνη σωματιδίων μεγαλύτερης ενέργειας παρουσιάζουν μικρότερη τιμή φωτεινότητας.

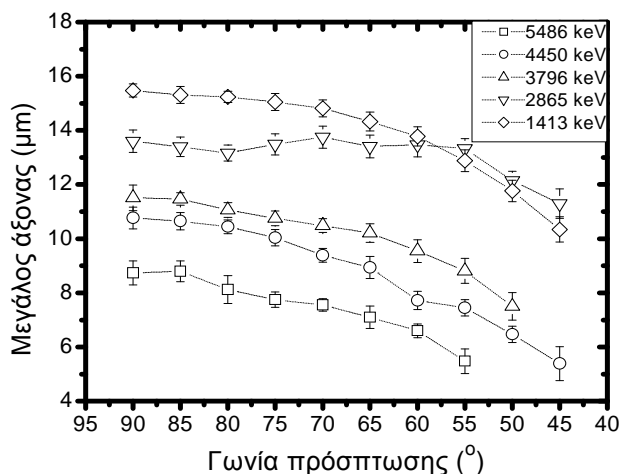
Το πειραματικό αυτό αποτέλεσμα έρχεται σε συμφωνία με τη θεωρία ανάπτυξης των ιχνών. Μετά από αρκετές ώρες χημικής επεξεργασίας τα ίχνη έχουν περάσει από τη μεταβατική στη σφαιρική φάση. Το καυστικό διάλυμα έχει διεισδύσει μέχρι το τέρμα της τροχιάς του σωματιδίου και η περαιτέρω διεύρυνση των ιχνών πραγματοποιείται με τον ίδιο ρυθμό U_b προς όλες τις διευθύνσεις. Όμως, στα ίχνη που σχηματίστηκαν από σωματίδια υψηλότερης ενέργειας, το καυστικό διάλυμα διάνυσε μεγαλύτερη απόσταση με ρυθμό U_i εντός του υλικού του ανιχνευτή, αφαίρεσε μέσω της χημικής χάραξης ποσότητα του υλικού σε μεγαλύτερο βάθος και έτσι δημιούργησε ένα βαθύτερο ίχνο. Ο λόγος που δεν παρουσιάστηκαν εξ' αρχής πιο σκοτεινά τα ίχνη των σωματιδίων με υψηλότερη ενέργεια οφείλεται στο ότι ο ρυθμός U_i παρουσιάζει μέγιστη τιμή καθώς το διάλυμα πλησιάζει το τέρμα της τροχιάς του σωματιδίου (σχήμα 4.3.4.5.). Αυτό συμβαίνει, κατά τη διάρκεια της χημικής χάραξης, νωρίτερα για τα ίχνη των σωματιδίων με μικρότερη ενέργεια και έτσι μετά τις πρώτες ώρες της χημικής επεξεργασίας τα ίχνη αυτά είναι βαθύτερα. Εάν η χημική χάραξη διαρκέσει τόσο ώστε η χάραξη να ολοκληρωθεί για όλα τα ίχνη, εκείνα που χαράχθηκαν περισσότερο με ρυθμό U_i είναι αυτά που εκτείνονται βαθύτερα άρα είναι όσα προέρχονται από σωματίδια υψηλότερης ενέργειας.

Ωστόσο, η πειραματική αξιοποίηση της γραμμικής σχέσης, η οποία προκύπτει μεταξύ της φωτεινότητας και της ενέργειας των σωματιδίων άλφα μετά από περίπου 14 h χημικής επεξεργασίας, προϋποθέτει την καταγραφή μικρών επιφανειακών συγκεντρώσεων ιχνών ανά οπτικό πεδίο. Τα ίχνη των σωματιδίων αποκτούν μετά από τις πολλές ώρες εμφάνισης μεγάλο μέγεθος με συνέπεια τη σημαντική αύξηση των αλληλο-επικαλυπτόμενων ιχνών στην περίπτωση μεγάλων επιφανειακών συγκεντρώσεων. Στην παρούσα διατριβή για λόγους καλύτερης στατιστικής ανάλυσης χρησιμοποιήθηκαν μεγάλες συγκεντρώσεις ιχνών και έτσι η παραπάνω γραμμικότητα δεν αξιοποιήθηκε πειραματικά κατά αποκλειστικότητα αλλά σε συνάρτηση και με τα δύο άλλα μεγέθη. Όπως θα αναφερθεί σε παρακάτω εδάφιο, η συσχέτιση της έντασης της φωτεινότητας με τα μήκη του μεγάλου και του μικρού άξονα οδήγησαν στην ενεργειακή διάκριση των δύο κύριων θυγατρικών ραδιοϊσοτόπων του ραδονίου.

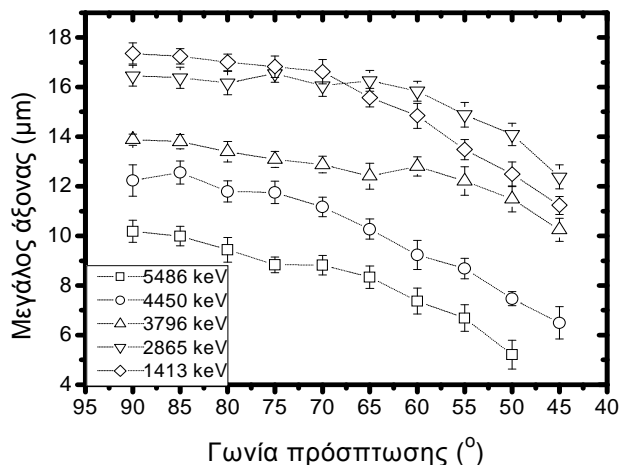
6.1.4. Μελέτη των χαρακτηριστικών των ιχνών ως προς τη γωνία πρόσπτωσης των σωματιδίων.

Ακολουθεί ανάλυση των πειραματικών δεδομένων με στόχο τη διερεύνηση της συμπεριφοράς των ιχνών συναρτήσει της γωνίας πρόσπτωσης των σωματιδίων. Στα σχήματα 6.1.4.1., 6.1.4.2. και 6.1.4.3. παρουσιάζονται μετρήσεις του μήκους του μεγάλου και του μικρού άξονα του ανοίγματος των ιχνών και επίσης της φωτεινότητας που αυτά παρουσιάζουν, αντίστοιχα. Κάθε σχήμα περιλαμβάνει έξι γραφικές παραστάσεις που αντιστοιχούν στους χρόνους χημικής επεξεργασίας και στις οποίες απεικονίζονται τα χαρακτηριστικά των ιχνών για καθεμία από πέντε ενέργειες σωματιδίων άλφα. Και σε αυτές τις γραφικές παραστάσεις, τα πειραματικά σημεία συνδέθηκαν με διακεκομμένες γραμμές μόνο για τη διευκόλυνση του αναγνώστη. Επιπρόσθετα, στο σχήμα 6.1.4.4. παρουσιάζεται ο λόγος των διαστάσεων του μεγάλου ως προς το μικρό άξονα ως ένα μέγεθος που συνεισφέρει στην εξαγωγή συμπερασμάτων για το σχήμα των ιχνών.

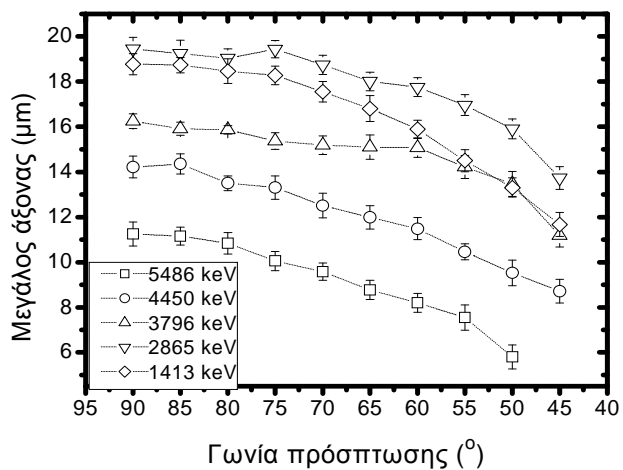
Η συμπεριφορά των μηκών του μεγάλου και του μικρού άξονα των ιχνών είναι παρόμοια. Συγκεκριμένα, ανεξάρτητα από τη διάρκεια της χημικής επεξεργασίας, τα μήκη των αξόνων παρουσιάζουν σταδιακή μείωση, καθώς μικραίνει η γωνία πρόσπτωσης του σωματιδίου. Για όλες τις ενέργειες, η μέγιστη τιμή παρουσιάζεται κατά την κάθετη πρόσπτωση των σωματιδίων στην επιφάνεια του ανιχνευτή. Συνήθως ως και για γωνία πρόσπτωσης 80° , η μέγιστη αυτή τιμή ελάχιστα διαφοροποιείται, ενώ στη συνέχεια τα μήκη μειώνονται σταδιακά ως μια ελάχιστη τιμή γύρω στις 45° . Ιδιαίτερα τις πρώτες ώρες χημικής επεξεργασίας (6 h ως 8 h), τα ίχνη των σωματιδίων ενέργειας μεγαλύτερης από 4 MeV, που προσπίπτουν υπό γωνία μικρότερη των 55° διακρίνονται πολύ δύσκολα ενώ δεν διακρίνονται για διάστημα επεξεργασίας μικρότερο από 6 h. Από την παραπάνω παρατήρηση συμπεραίνεται ότι η επιλογή της διάρκειας της χημικής επεξεργασίας πρέπει να γίνεται με τρόπο ώστε να εξασφαλίζεται η εμφάνιση ιχνών σωματιδίων με όσο το δυνατό μεγαλύτερο εύρος γωνιών πρόσπτωσης για το διάστημα ενεργειών που ενδιαφέρει πειραματικά. Όπως προέκυψε από την ανάλυση των πειραματικών δεδομένων, η ικανότητα ανίχνευσης ή καταγραφής του ανιχνευτή CR-39 δεν είναι σταθερή και εξαρτάται από την ενέργεια των σωματιδίων. Οι εκάστοτε συνθήκες χημικής επεξεργασίας διαμορφώνουν ένα εύρος τιμών για την ενέργεια και ένα για την γωνία πρόσπτωσης των σωματιδίων άλφα, εντός των οποίων οι ανιχνευτές καταγράφουν ίχνη σωματιδίων. Έτσι, για τις συνθήκες χημικής επεξεργασίας (6N NaOH, 75° C, 8h) που επιλέχθηκαν στην παρούσα διατριβή, οι ανιχνευτές CR-39 βρέθηκε να έχουν ικανοποιητική δυνατότητα καταγραφής και ανάλυσης ιχνών για σωματίδια ενέργειας από 1.5 MeV - 5.5 MeV στο εύρος γωνιών από 90° έως 45° . Σωματίδια με μεγαλύτερη ενέργεια προκαλούν ορατά ίχνη για μικρότερο εύρος γωνιών πρόσπτωσης.



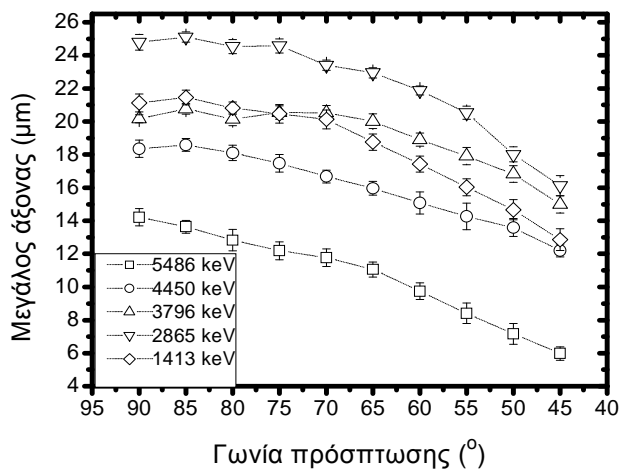
α) Μήκος μεγάλου άξονα χημικής επεξεργασίας 6h.



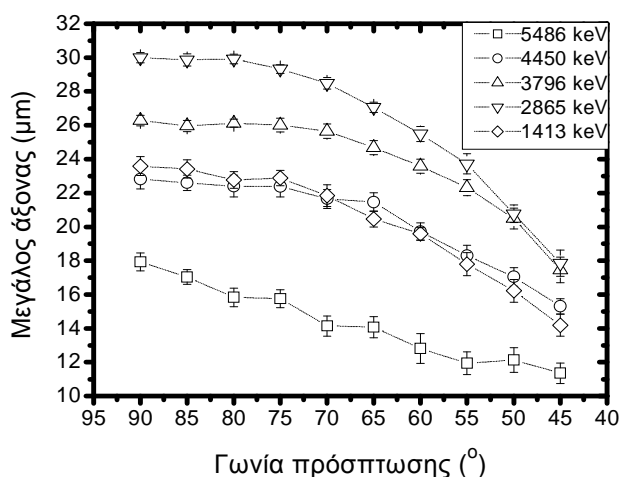
β) Μήκος μεγάλου άξονα χημικής επεξεργασίας 7h.



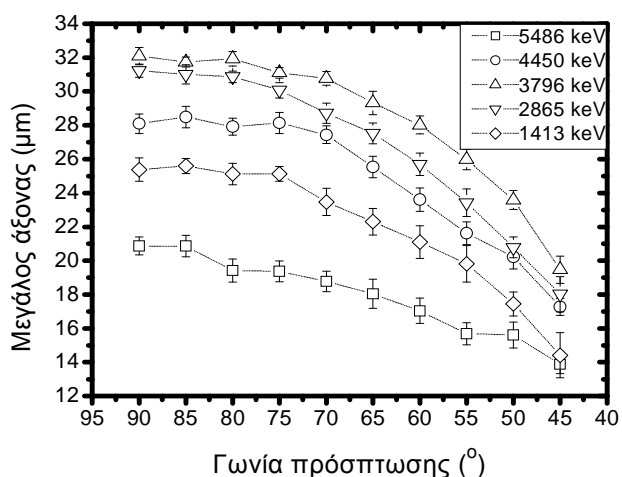
γ) Μήκος μεγάλου άξονα χημικής επεξεργασίας 8h.



δ) Μήκος μεγάλου άξονα χημικής επεξεργασίας 10h.

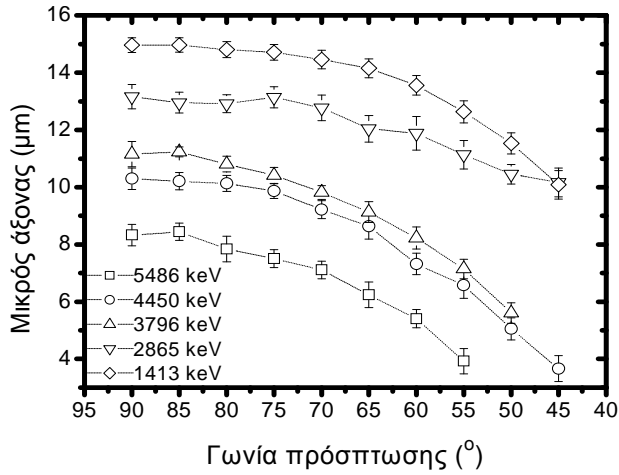


ε) Μήκος μεγάλου άξονα χημικής επεξεργασίας 12h.

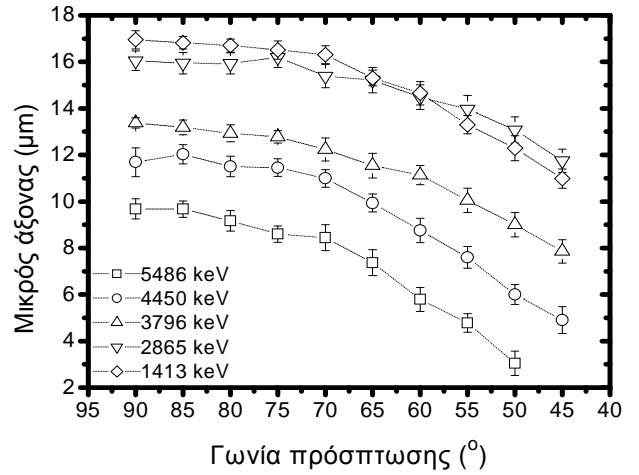


ζ) Μήκος μεγάλου άξονα χημικής επεξεργασίας 14h.

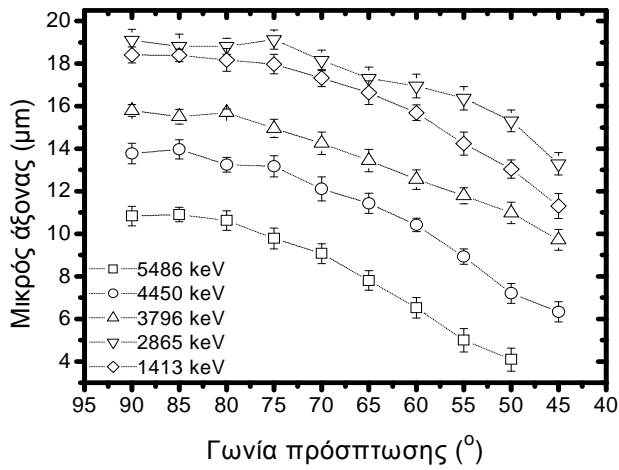
Σχήμα 6.1.4.1. Μεταβολή του μήκους του μεγάλου άξονα των ιχνών συναρτήσει της γωνίας πρόσπτωσης των σωματιδίων άλφα για διάφορους χρόνους χημικής επεξεργασίας.



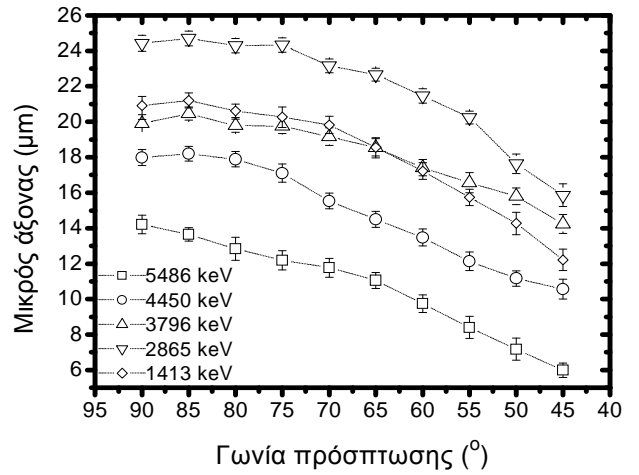
α) Μήκος μικρού άξονα χημικής επεξεργασίας 6h.



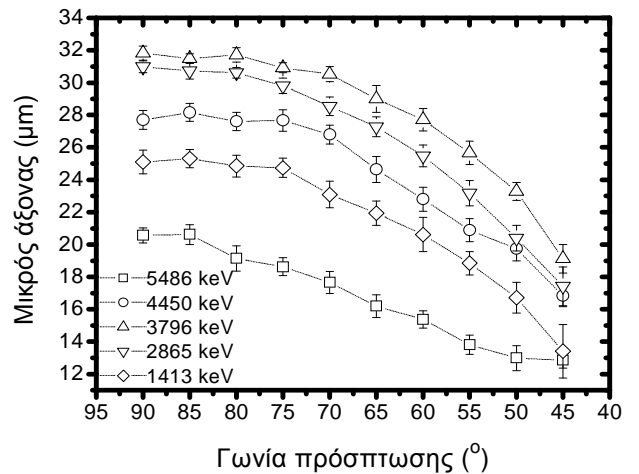
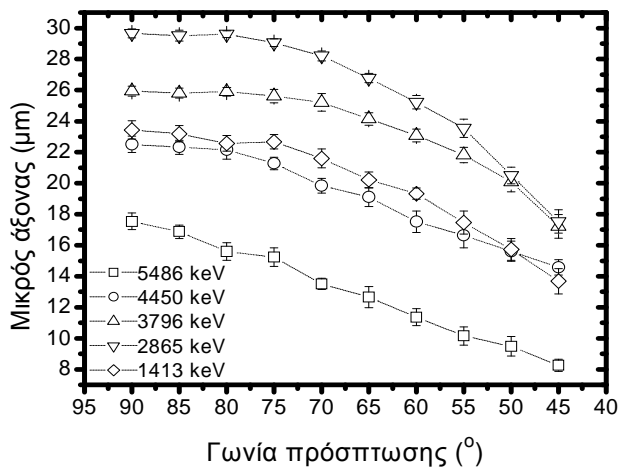
β) Μήκος μικρού άξονα χημικής επεξεργασίας 7h.



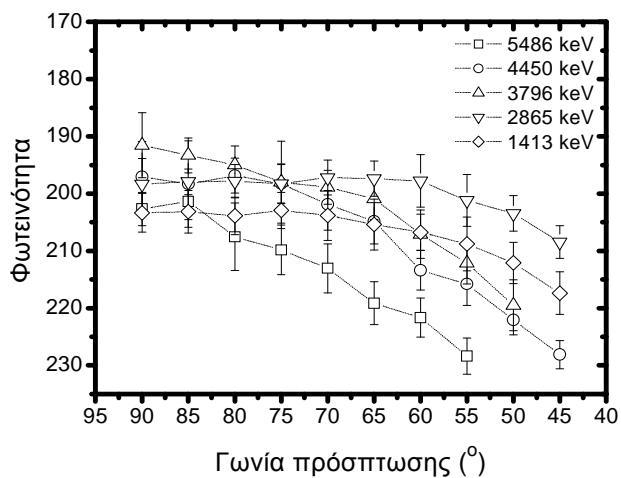
γ) Μήκος μικρού άξονα χημικής επεξεργασίας 8h.



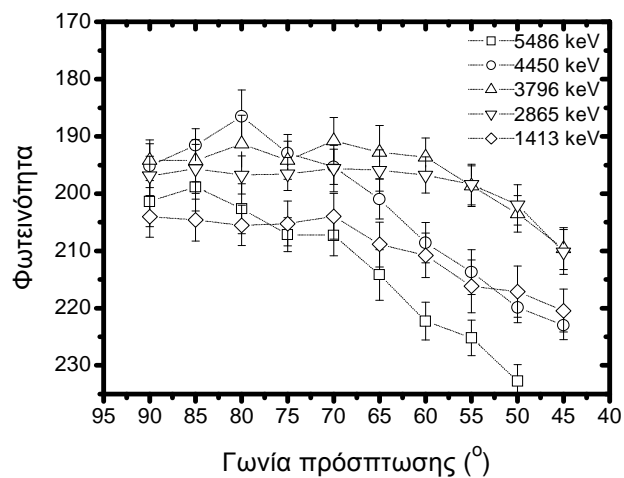
δ) Μήκος μικρού άξονα χημικής επεξεργασίας 10h.



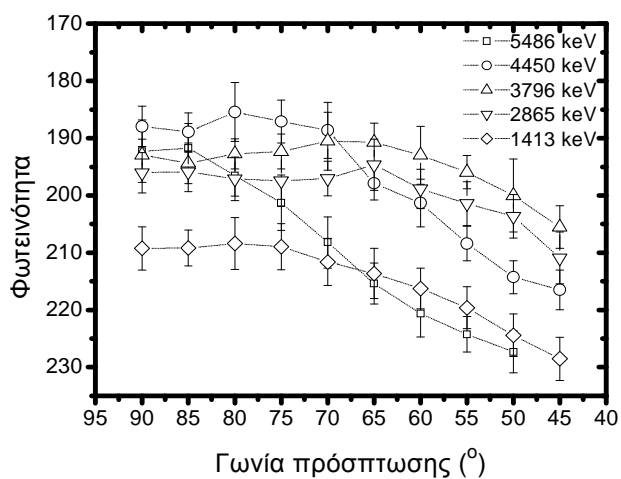
Σχήμα 6.1.4.2. Μεταβολή του μήκους του μικρού άξονα των ιχνών συναρτήσει της ενέργειας των σωματιδίων άλφα για διάφορους χρόνους χημικής επεξεργασίας.



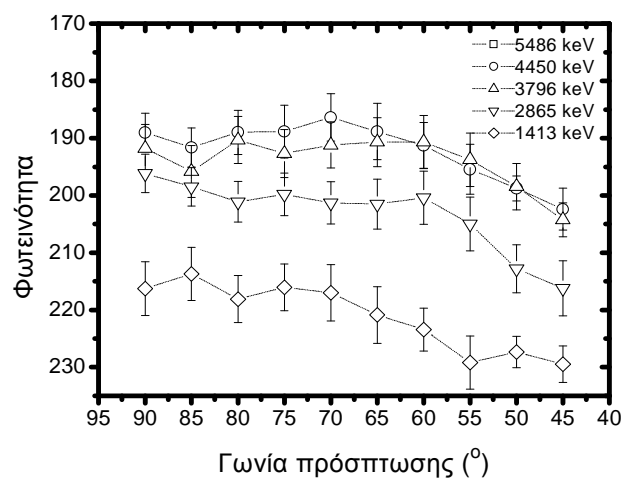
α) Φωτεινότητα ιχνών χημικής επεξεργασίας 6h.



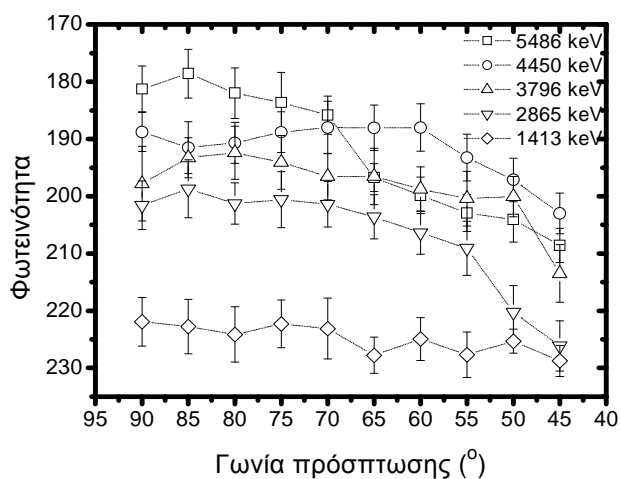
β) Φωτεινότητα ιχνών χημικής επεξεργασίας 7h.



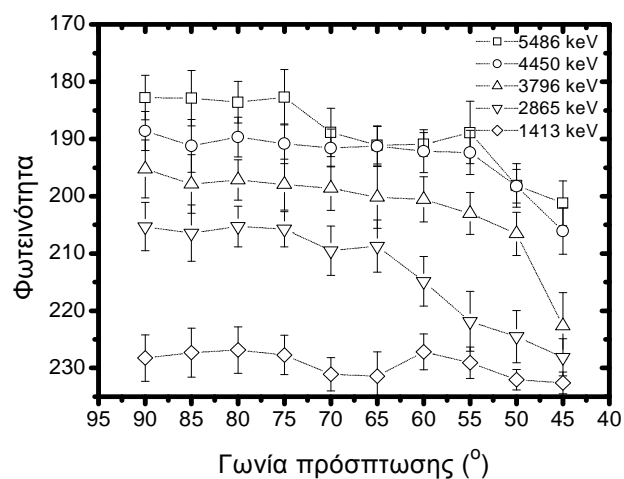
γ) Φωτεινότητα ιχνών χημικής επεξεργασίας 8h.



δ) Φωτεινότητα ιχνών χημικής επεξεργασίας 10h.



ε) Φωτεινότητα ιχνών χημικής επεξεργασίας 12h.

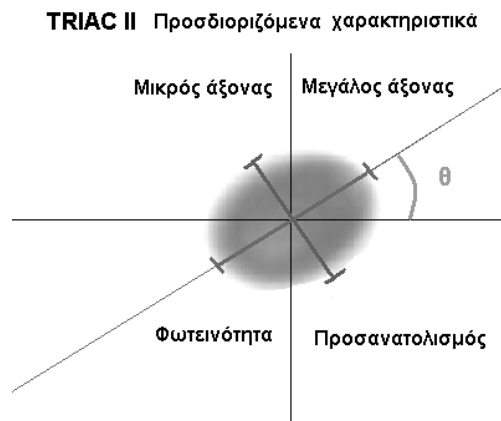


ζ) Φωτεινότητα ιχνών χημικής επεξεργασίας 14h.

Σχήμα 6.1.4.3. Μεταβολή της φωτεινότητας των ιχνών συναρτήσει της ενέργειας των σωματιδίων άλφα για διάφορους χρόνους χημικής επεξεργασίας.

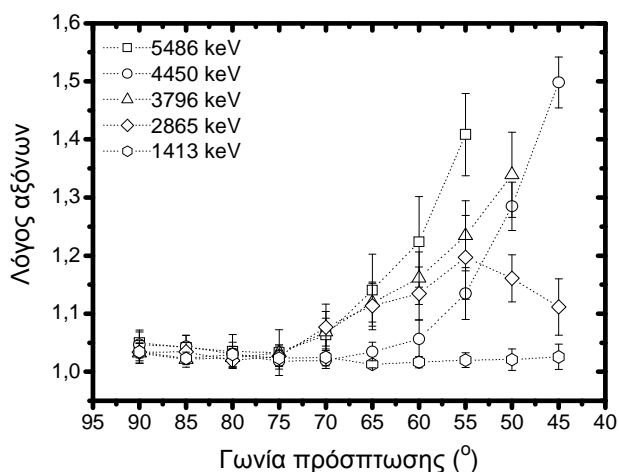
Η φωτεινότητα των ιχνών αυξάνεται όσο μικραίνει η γωνία πρόσπτωσης των σωματιδίων με την επιφάνεια. Το βάθος των ιχνών μειώνεται όσο περισσότερο αποκλίνει η γωνία πρόσπτωσης των σωματιδίων από την κάθετο στην επιφάνεια. Η συμπεριφορά αυτή είναι αναμενόμενη καθώς τα σωματίδια που εισέρχονται υπό γωνία στον ανιχνευτή τερματίζουν την τροχιά τους σε μικρότερο βάθος. Η αύξηση της φωτεινότητας παρατηρείται κυρίως για τα ίχνη των σωματιδίων με υψηλότερη ενέργεια, ενώ εκείνα με τη μικρότερη ενέργεια και μετά τις 8h χημικής επεξεργασίας παραμένουν σχεδόν το ίδιο φωτεινά, ανεξάρτητα από τη γωνία πρόσπτωσης του σωματιδίου.

Η μελέτη του λόγου των μηκών του μεγάλου ως προς το μικρό άξονα οδηγεί σε ένα ενδιαφέρον συμπέρασμα για το μέγεθος των ιχνών (σχήμα 6.1.4.4.). Ήδη μετά τις πρώτες έξι ώρες χημικής επεξεργασίας, ο λόγος των δύο μηκών για σωματίδια ενέργειας μικρότερης του 1.5 MeV παραμένει ίσος με τη μονάδα. Αυτό σημαίνει ότι ο μεγάλος και ο μικρός άξονας των ιχνών αυτών έχουν το ίδιο μήκος για όλες τις γωνίες πρόσπτωσης, δηλαδή δημιουργείται κυκλικό άνοιγμα ακόμα και για γωνίες που αποκλίνουν πολύ από την κάθετη πρόσπτωση. Το φαινόμενο αυτό παρουσιάζεται σταδιακά, καθώς αυξάνει η διάρκεια χημικής επεξεργασίας και για ίχνη σωματιδίων ενέργειας μεγαλύτερης από 1.5 MeV.

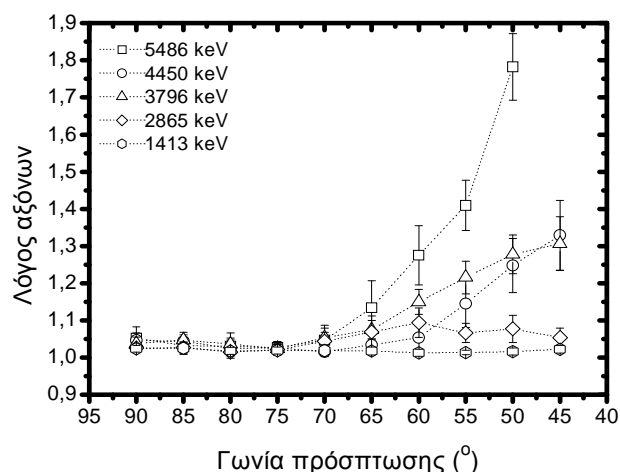


Σχήμα 6.1.4.5. Απεικόνιση των μεγεθών που προσδιορίζονται από το πρόγραμμα ανάλυσης ιχνών TRIAC II.

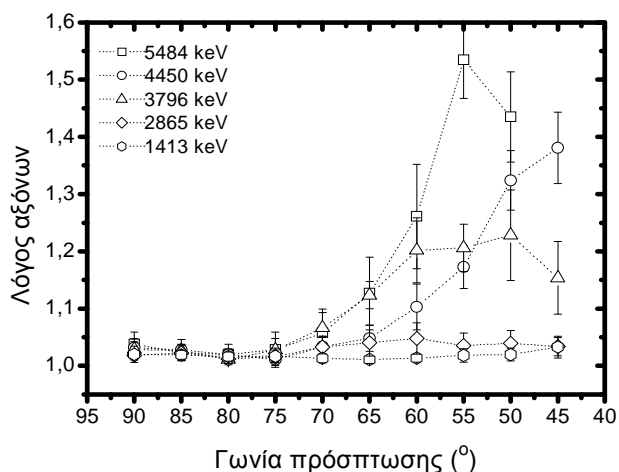
Μάλιστα, μετά από 14 h επεξεργασίας σχεδόν όλα τα ίχνη σωματιδίων ενέργειας από 1.5 MeV ως 5.5 MeV, κάθε γωνίας πρόσπτωσης, έχουν σχήμα που ελάχιστα διαφέρει από κύκλο. Η πειραματική αυτή παρατήρηση οδηγεί στο συμπέρασμα ότι τα ίχνη διερχόμενα στη σφαιρική φάση ανάπτυξής τους και διευρυνόμενα περαιτέρω με σταθερό ρυθμό U_b παρουσιάζουν αλλαγή του σχήματός τους καθώς σε αντίθεση με το ρυθμό U_t του οποίου η διεύθυνση ταυτίζεται με εκείνη του σωματιδίου, η διεύθυνση του ρυθμού U_b είναι σταθερή και πάντα κάθετη ως προς την επιφάνεια του ανιχνευτή. Έτσι το άνοιγμα των ιχνών από ελλειπτικό σταδιακά μετατρέπεται σε κυκλικό. Η παραπάνω διαπίστωση έχει αρνητικές επιπτώσεις στην περίπτωση όπου ο προσανατολισμός (orientation θ) της έλλειψης (σχήμα 6.1.4.5.), ως κριτήριο της διεύθυνσης της κίνησης σωματιδίου πριν την πρόσπτωσή του, έχει πειραματικό ενδιαφέρον.



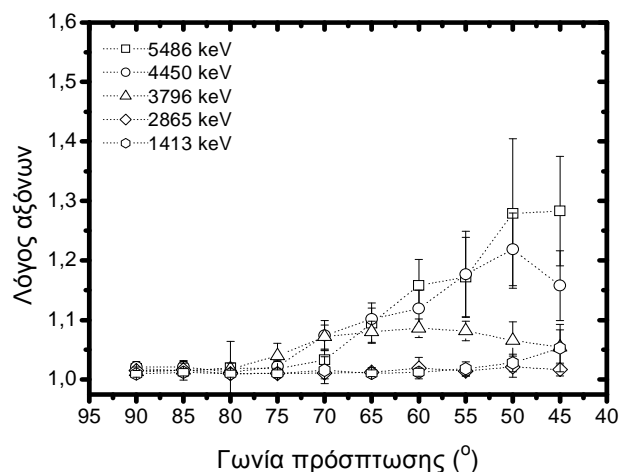
α) Λόγος αξόνων των ιχνών χημικής επεξεργασίας 6h.



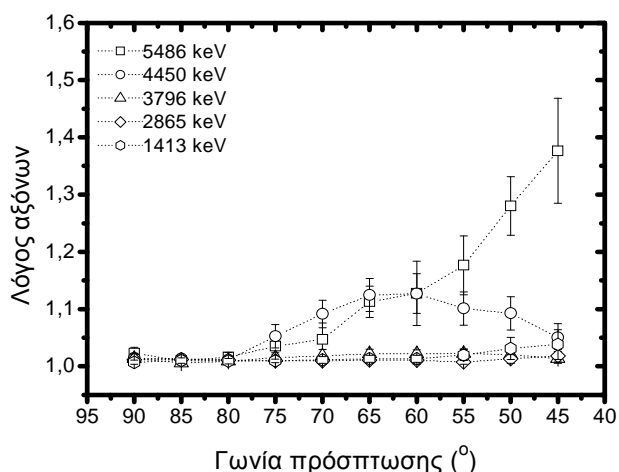
β) Λόγος αξόνων των ιχνών χημικής επεξεργασίας 7h.



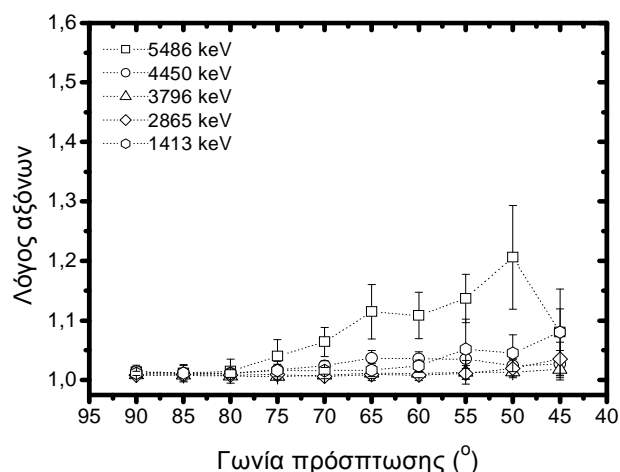
γ) Λόγος αξόνων των ιχνών χημικής επεξεργασίας 8h.



δ) Λόγος αξόνων των ιχνών χημικής επεξεργασίας 10h.



ε) Λόγος αξόνων των ιχνών χημικής επεξεργασίας 12h.



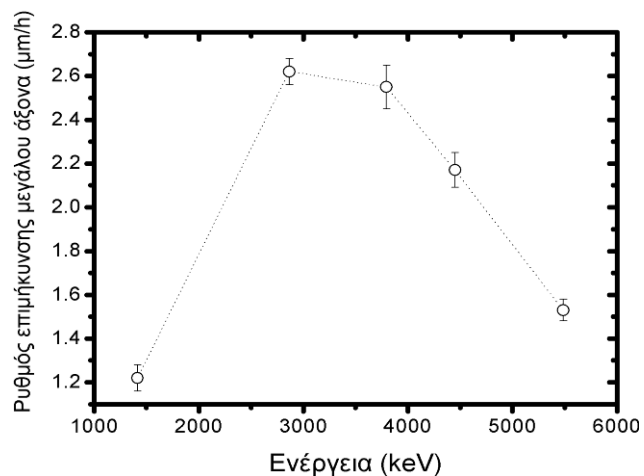
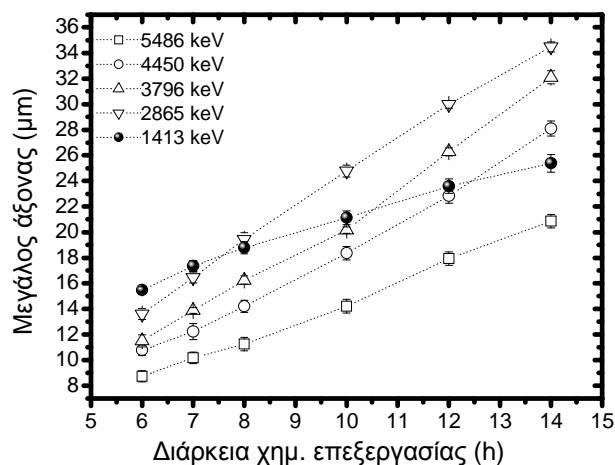
ζ) Λόγος αξόνων των ιχνών χημικής επεξεργασίας 14h.

Σχήμα 6.1.4.4. Μεταβολή του λόγου μεγάλου προς μικρού άξονα των ιχνών συναρτήσει της γωνίας πρόσπτωσης των σωματιδίων άλφα για διάφορους χρόνους χημικής επεξεργασίας.

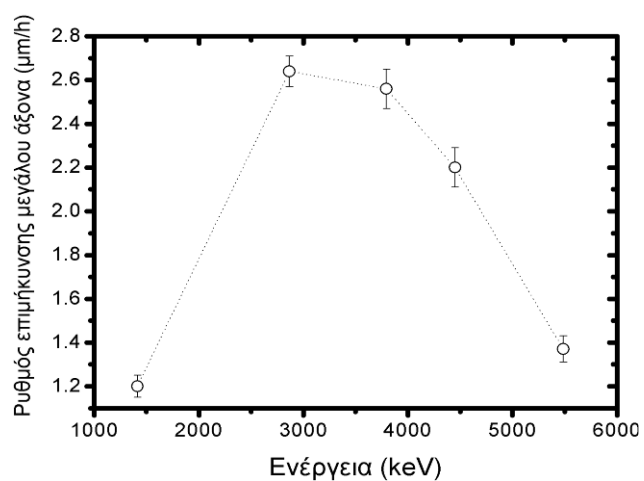
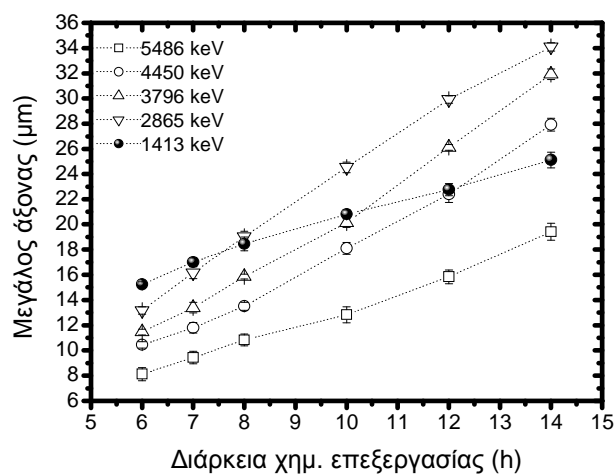
6.1.5. Μελέτη της επίδρασης της διάρκειας της χημικής επεξεργασίας στα χαρακτηριστικά των ιχνών.

Η διερεύνηση των χαρακτηριστικών των ιχνών ολοκληρώθηκε με την ανάλυση των δεδομένων συναρτήσεως της διάρκειας χημικής επεξεργασίας των ανιχνευτών. Τα σχήματα 6.1.5.1 και 6.1.5.2 απεικονίζουν τη χρονική εξέλιξη του μεγάλου και του μικρού άξονα των ιχνών για έξι χαρακτηριστικές από τις γωνίες πρόσπτωσης των σωματιδίων. Η πρώτη στήλη γραφημάτων περιλαμβάνει τα μήκη των αξόνων ιχνών σωματιδίων για διάφορες ενέργειες πρόσπτωσης συναρτήσεως της διάρκειας χημικής επεξεργασίας. Σε όλες τις περιπτώσεις, τα μήκη του μεγάλου και του μικρού άξονα αυξάνονται με γραμμικό τρόπο καθώς αυξάνει η διάρκεια της χημικής επεξεργασίας του ανιχνευτή. Ο ρυθμός της επιμήκυνσης ως προς χρόνο εκτιμήθηκε πειραματικά με την προσαρμογή των δεδομένων ανά ενέργεια και γωνία με μια ευθεία. Ο ρυθμός επιμήκυνσης των αξόνων των ιχνών συναρτήσεως της ενέργειας των σωματιδίων παρουσιάζεται στη δεύτερη στήλη των γραφημάτων για ορισμένη γωνία πρόσπτωσης.

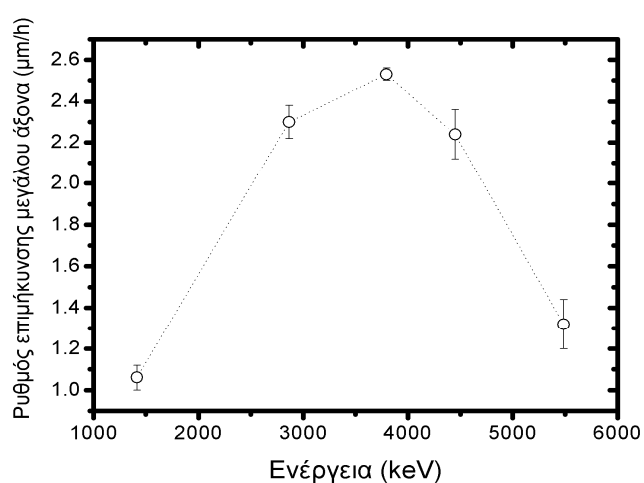
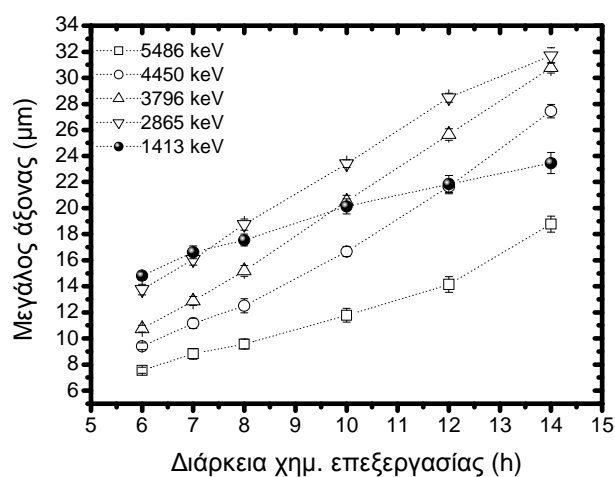
Ο ρυθμός επιμήκυνσης για το χρονικό διάστημα των 6 h ως 14 h χημικής επεξεργασίας, ευρίσκεται ότι δεν είναι ο ίδιος για ίχνη σωματιδίων διαφορετικής ενέργειας. Κάθε ίχνος διευρύνεται με διαφορετικό ρυθμό ανάλογα με την ενέργεια και τη γωνία πρόσπτωσης του σωματιδίου. Για κάθετη πρόσπτωση ή για γωνία που δεν αποκλίνει πολύ από αυτή, ο ρυθμός παρουσιάζει μέγιστο για σωματίδια με ενέργεια γύρω στα 3 MeV. Καθώς η γωνία πρόσπτωσης μικραίνει, το μέγιστο του ρυθμού μετατοπίζεται προς μεγαλύτερες ενέργειες. Επίσης, διαπιστώνεται ότι ο ρυθμός επιμήκυνσης είναι τέτοιος ώστε, για δεδομένη γωνία πρόσπτωσης, τα μικρότερα σε μέγεθος ίχνη διευρύνονται με μικρότερο ρυθμό ενώ τα μεγαλύτερα με μεγαλύτερο. Έτσι ενώ στις 6 h χημικής επεξεργασίας το πιο ευρύ ίχνος κάθετης πρόσπτωσης ήταν κατά 41% μεγαλύτερο από το αντίστοιχο μικρότερο ίχνος, στις 14 h το ποσοστό αυτό αυξήθηκε στο 68%. Σύμφωνα με την παραπάνω διαπίστωση, η αύξηση της διάρκειας χημικής επεξεργασίας των ανιχνευτών οδηγεί στην αύξηση του αριθμού των ιχνών, τα οποία παρά το ότι παρουσιάζουν την ίδια τιμή μεγάλου ή μικρού άξονα, έχουν προκληθεί από σωματίδια διαφορετικών ενεργειών ή (και) γωνιών πρόσπτωσης. Με άλλα λόγια, η αύξηση της διάρκειας εμφάνισης δυσχεραίνει την ενεργειακή διάκριση των σωματιδίων άλφα με κριτήριο το μέγεθος των δύο αξόνων, γεγονός που απεικονίζεται και στα σχήματα 6.1.3.1. και 6.1.3.2.



α) Το μήκος και ο ρυθμός επιμήκυνσης του μεγάλου άξονα των ιχνών για γωνία πρόσπτωσης 90°

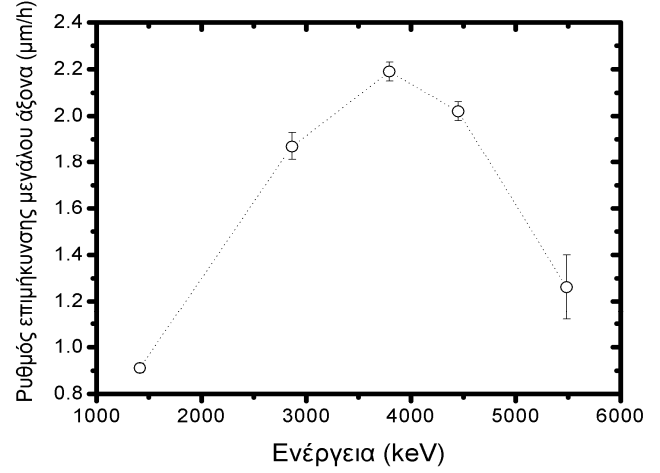
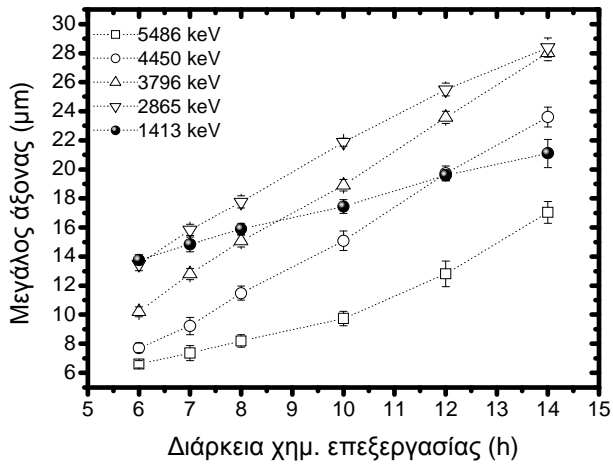


β) Το μήκος και ο ρυθμός επιμήκυνσης του μεγάλου άξονα των ιχνών για γωνία πρόσπτωσης 80°

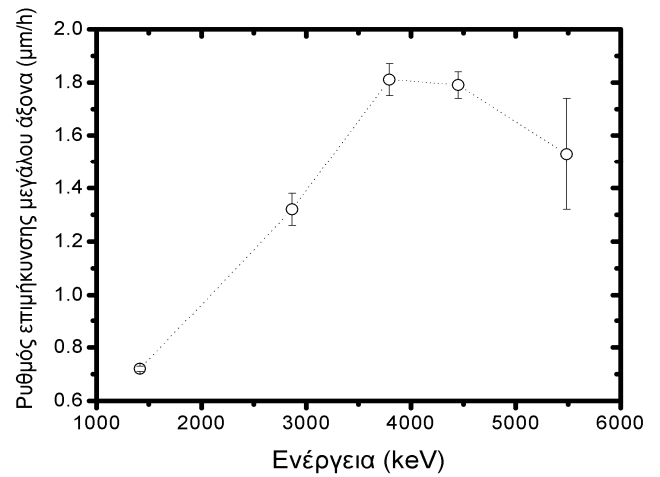
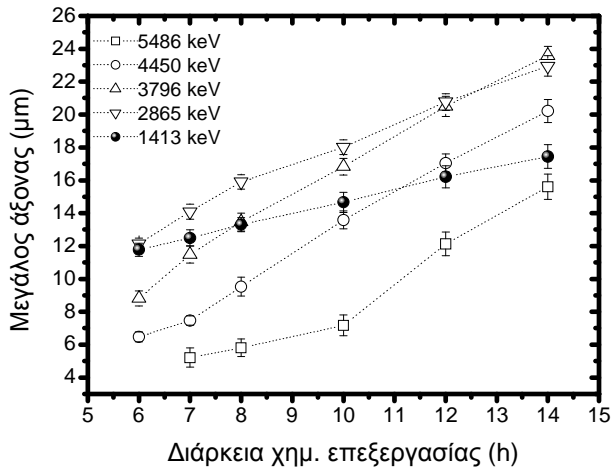


γ) Το μήκος και ο ρυθμός επιμήκυνσης του μεγάλου άξονα των ιχνών για γωνία πρόσπτωσης 70°

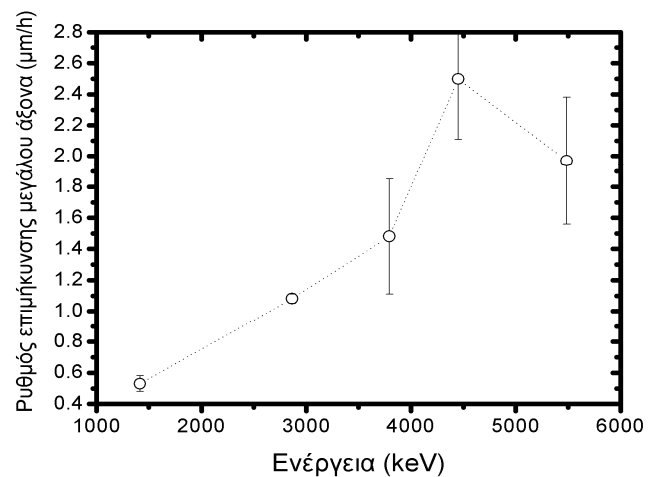
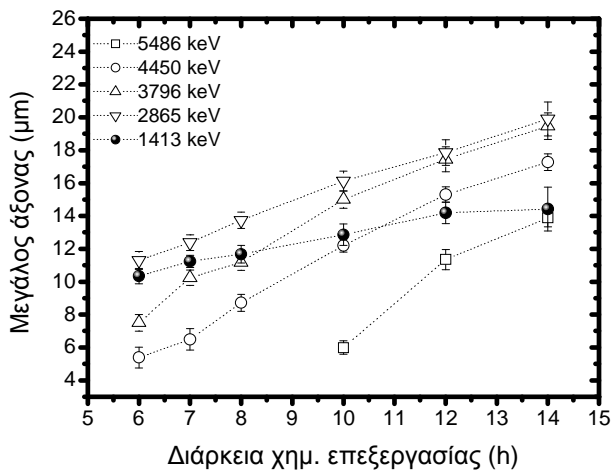
Σχήμα 6.1.5.1i Απεικόνιση του μήκους και του ρυθμού επιμήκυνσης του μεγάλου άξονα των ιχνών συναρτήσει της διάρκειας χημικής επεξεργασίας, της ενέργειας του σωματιδίου και της γωνίας πρόσπτωσης.



α) Το μήκος και ο ρυθμός επιμήκυνσης του μεγάλου άξονα των ιχνών για γωνία πρόσπτωσης 60°

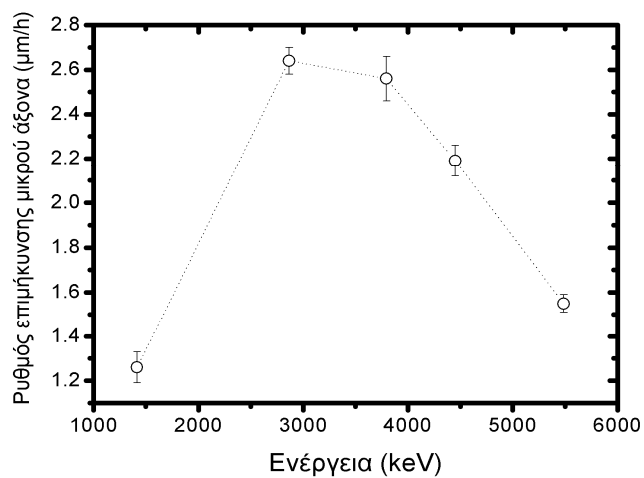
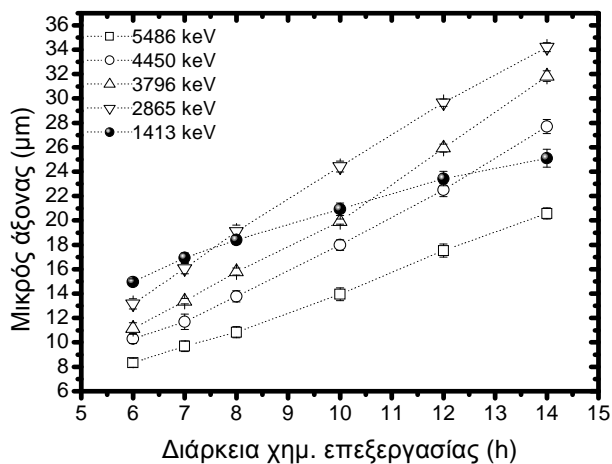


β) Το μήκος και ο ρυθμός επιμήκυνσης του μεγάλου άξονα των ιχνών για γωνία πρόσπτωσης 50°

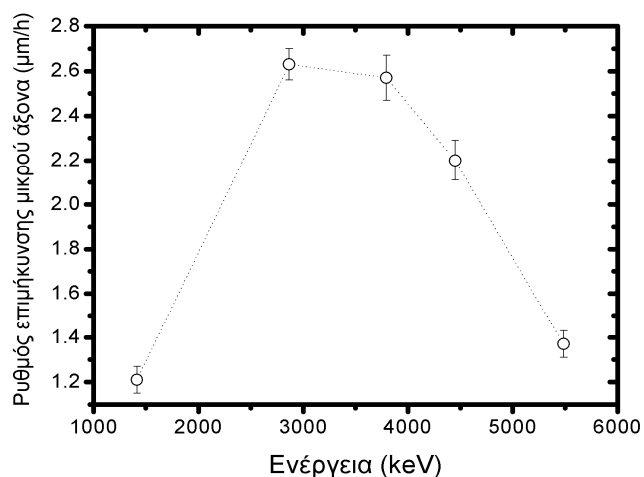
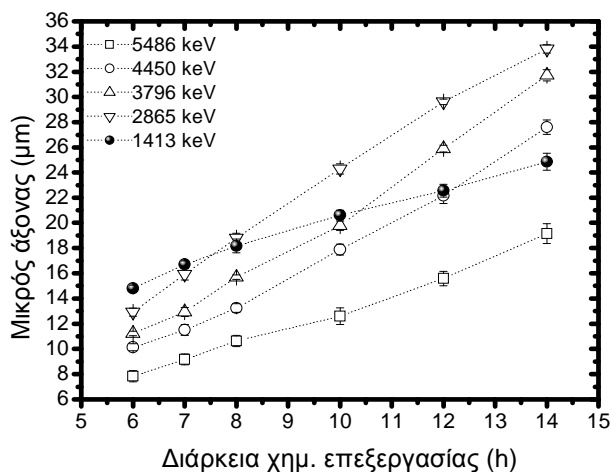


γ) Το μήκος και ο ρυθμός επιμήκυνσης του μεγάλου άξονα των ιχνών για γωνία πρόσπτωσης 45°

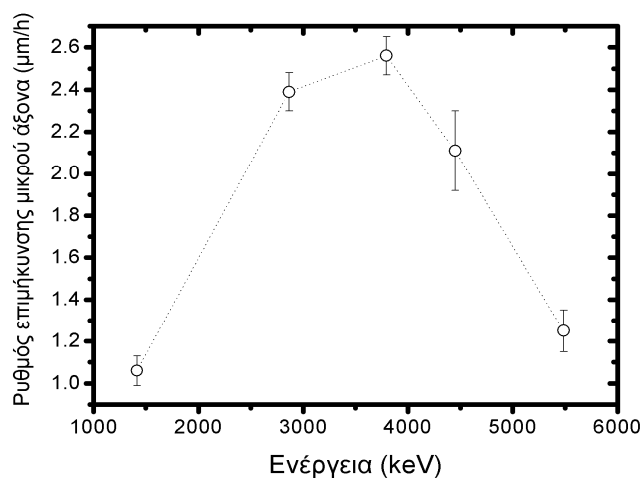
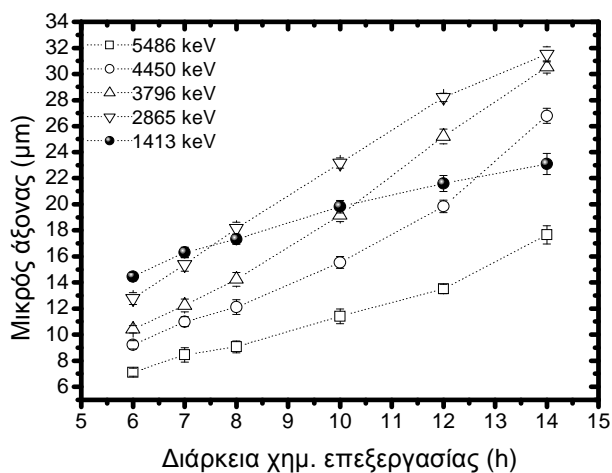
Σχήμα 6.1.5.Ιιι. Απεικόνιση του μήκους και του ρυθμού επιμήκυνσης του μεγάλου άξονα των ιχνών συναρτήσει της διάρκειας χημικής επεξεργασίας, της ενέργειας του σωματιδίου και της γωνίας πρόσπτωσης.



α) Το μήκος και ο ρυθμός επιμήκυνσης του μικρού άξονα των ιχνών για γωνία πρόσπτωσης 90°

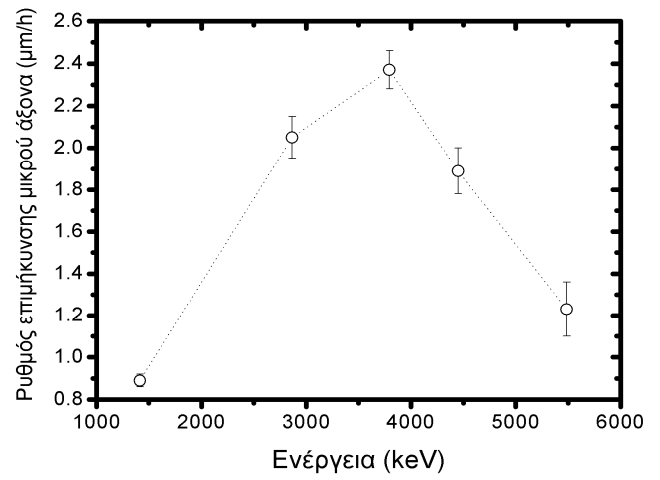
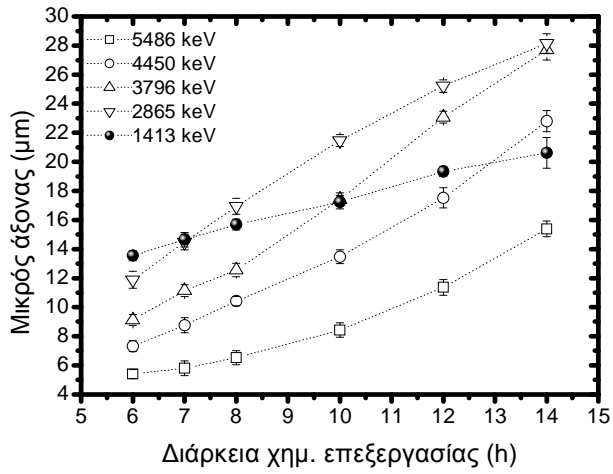


β) Το μήκος και ο ρυθμός επιμήκυνσης του μικρού άξονα των ιχνών για γωνία πρόσπτωσης 80°

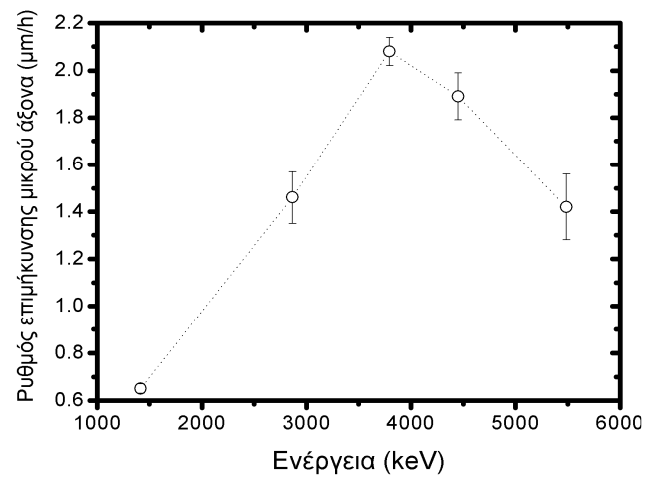
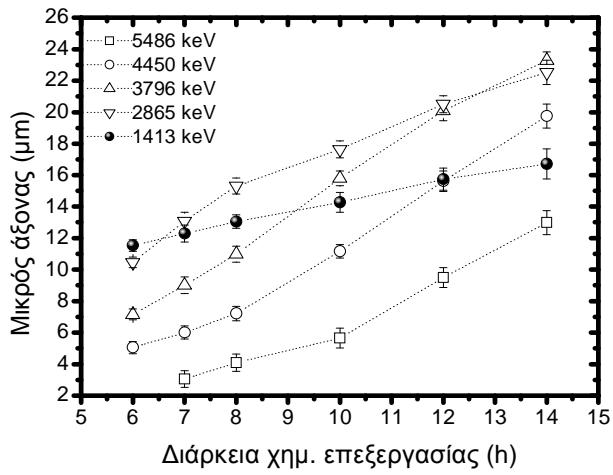


γ) Το μήκος και ο ρυθμός επιμήκυνσης του μικρού άξονα των ιχνών για γωνία πρόσπτωσης 70°

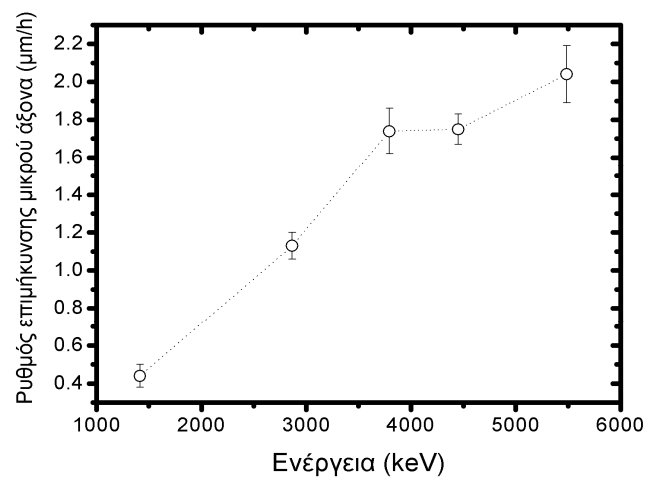
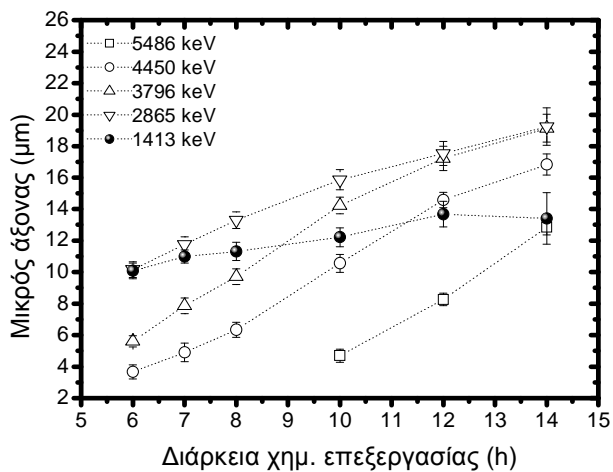
Σχήμα 6.1.5.2i. Απεικόνιση του μήκους και του ρυθμού επιμήκυνσης του μικρού άξονα των ιχνών συναρτήσει της διάρκειας χημικής επεξεργασίας, της ενέργειας του σωματιδίου και της γωνίας πρόσπτωσης.



α) Το μήκος και ο ρυθμός επιμήκυνσης του μικρού άξονα των ιχνών για γωνία πρόσπτωσης 60°

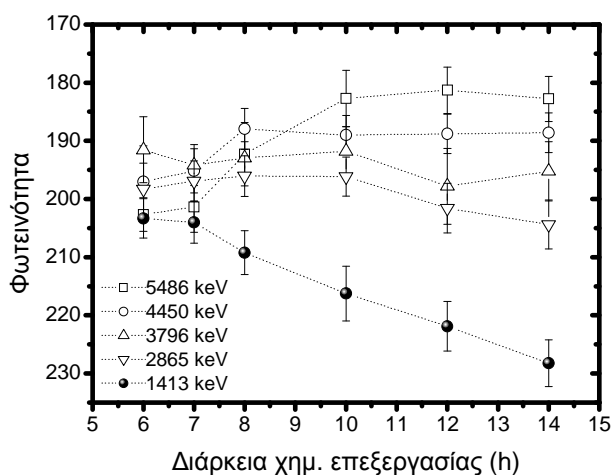


β) Το μήκος και ο ρυθμός επιμήκυνσης του μικρού άξονα των ιχνών για γωνία πρόσπτωσης 50°

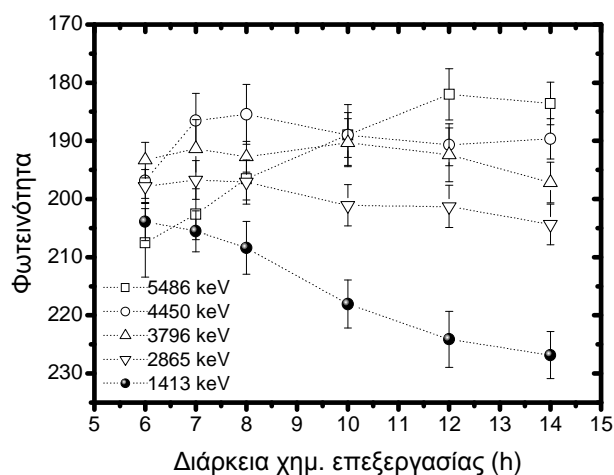


γ) Το μήκος και ο ρυθμός επιμήκυνσης του μικρού άξονα των ιχνών για γωνία πρόσπτωσης 45°

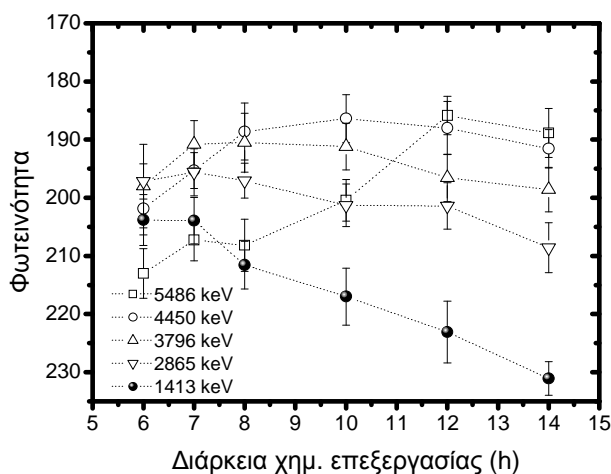
Σχήμα 6.1.5.2ii. Απεικόνιση του μήκους και του ρυθμού επιμήκυνσης του μικρού άξονα των ιχνών συναρτήσει της διάρκειας χημικής επεξεργασίας, της ενέργειας του σωματιδίου και της γωνίας πρόσπτωσης.



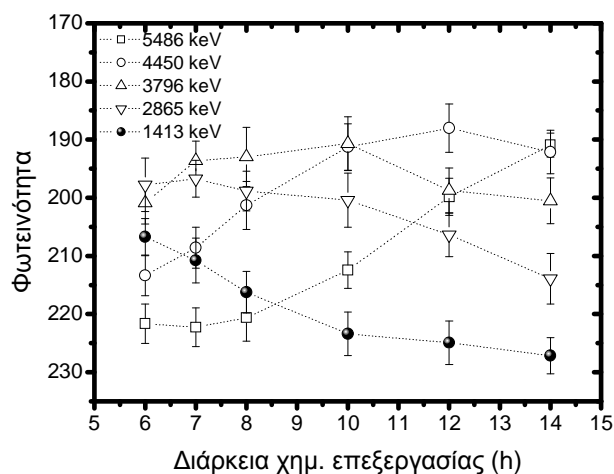
α) Φωτεινότητα ιχνών σωματιδίων με πρόσπτωση 90°



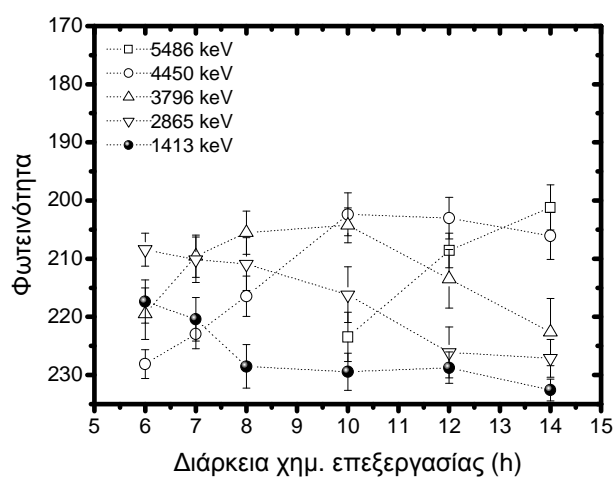
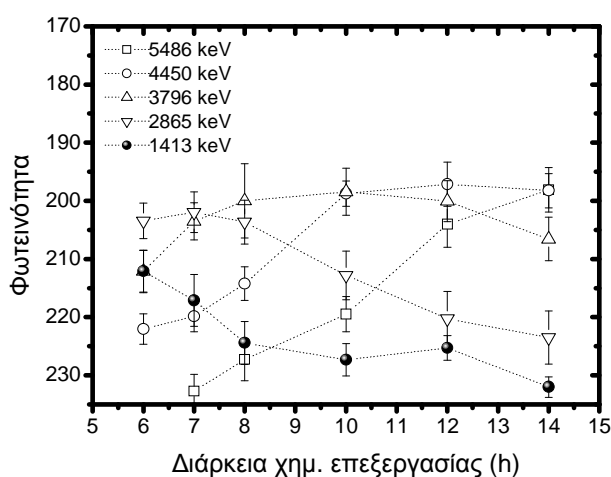
β) Φωτεινότητα ιχνών από σωματίδια με πρόσπτωση 80°



γ) Φωτεινότητα ιχνών από σωματίδια με πρόσπτωση 70°



δ) Φωτεινότητα ιχνών από σωματίδια με πρόσπτωση 60°



Σχήμα 6.1.5.3. Φωτεινότητα των ιχνών συναρτήσει της διάρκειας χημ. επεξεργασίας για διάφορες ενέργειες και γωνίες πρόσπτωσης του σωματιδίου.

Τέλος, στο σχήμα 6.1.5.3 παρουσιάζεται η μεταβολή της φωτεινότητας των ιχνών ως συνάρτηση του χρόνου χημικής επεξεργασίας για διάφορες ενέργειες και γωνίες πρόσπτωσης των σωματιδίων. Η γενική τάση που παρατηρείται είναι ότι η ένταση της φωτεινότητας των ιχνών με μικρότερη ενέργεια αυξάνει για όλες τις γωνίες πρόσπτωσης των σωματιδίων. Η αύξηση αυτή συνοδεύεται με ταυτόχρονη μείωση της φωτεινότητας των ιχνών από σωματίδια μεγαλύτερης ενέργειας. Το φαινόμενο αυτό οδηγεί σταδιακά στην εμφάνιση γραμμικής σχέσης μεταξύ της φωτεινότητας των ιχνών και της ενέργειας των σωματιδίων, η οποία αναφέρθηκε προηγουμένως.

6.1.6. Ανακεφαλαίωση αποτελεσμάτων των πειραμάτων διερεύνησης των χαρακτηριστικών των ιχνών.

Ανακεφαλαιωτικά, τα πειράματα που πραγματοποιήθηκαν για τη διάκριση της ενέργειας των σωματιδίων άλφα με βάση τα γεωμετρικά και οπτικά χαρακτηριστικά των παραγόμενων ιχνών και η ανάλυση που ακολούθησε οδήγησαν στα παρακάτω συμπεράσματα:

1) Ο μεγάλος και ο μικρός άξονας των ελλειπτικών ανοιγμάτων των ιχνών δεν παρουσιάζουν γραμμική εξάρτηση με την ενέργεια με αποτέλεσμα την ανάγκη εισαγωγής και τρίτης παραμέτρου για την ενεργειακή διάκριση των ιχνών.

2) Η φωτεινότητα των ιχνών παρουσιάζει γραμμική εξάρτηση από την ενέργεια των σωματιδίων μετά από μεγάλο χρονικό διάστημα χημικής επεξεργασίας (14 h), όταν όλα τα ίχνη έχουν πλέον μεταβεί στη σφαιρική φάση ανάπτυξης.

3) Η ικανότητα διάκρισης των ιχνών από το υπόβαθρο της εικόνας εξαρτάται από τις συνθήκες χημικής επεξεργασίας και διαφέρει ανάλογα με την ενέργεια ή (και) τη γωνία πρόσπτωσης. Αυτό έχει ως συνέπεια η ικανότητα καταγραφής ιχνών του ανιχνευτή να θεωρείται σταθερή μόνο για ένα συγκεκριμένο εύρος ενέργειας και γωνιών πρόσπτωσης.

4) Η αύξηση του χρόνου εμφάνισης των ιχνών δυσχεραίνει τη διάκριση της ενέργειας των σωματιδίων με κριτήριο το μέγεθός τους σε αντίθεση με ότι συμβαίνει όταν ως κριτήριο τίθεται η φωτεινότητα των ιχνών.

6.2. Πειραματικός διαχωρισμός των θυγατρικών του ραδονίου.

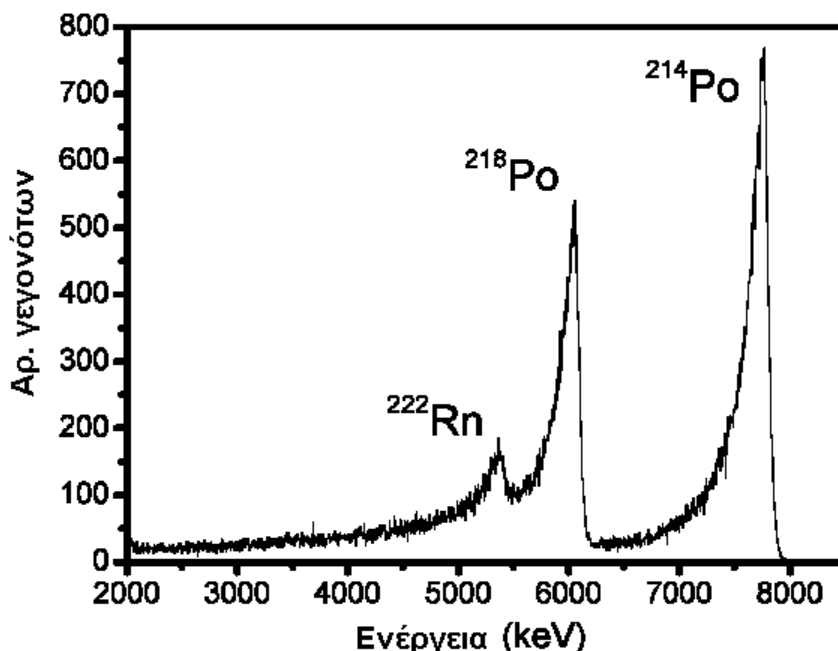
6.2.1. Επιλογή συνθηκών χημικής επεξεργασίας.

Βασικός στόχος της παρούσας διατριβής αποτέλεσε ο πειραματικός διαχωρισμός των θυγατρικών ραδιοϊσοτόπων του ραδονίου και ειδικότερα των ραδιενεργών πυρήνων ^{218}Po και ^{214}Po , λόγω της σημαντικής ραδιο-βιολογικής τους σημασίας, με χρήση των ανιχνευτών

πυρηνικών ιχνών. Ως κριτήριο για τον πειραματικό διαχωρισμό τους αποτέλεσε η ενέργεια των σωματιδίων άλφα που εκπέμπουν κατά τη μεταστοιχείωσή τους. Όπως αναφέρθηκε λεπτομερώς στο κεφάλαιο 3, τα θυγατρικά προϊόντα του ραδονίου μπορούν να βρεθούν σε δύο πιθανές καταστάσεις στον ατμοσφαιρικό αέρα, προσαρτημένα σε αερολύματα ή ελεύθερα μη προσαρτημένα. Στην περίπτωση κατά την οποία υπάρχουν επιφάνειες στο γύρω χώρο, τα ραδιοϊσότοπα αυτά έχουν την τάση να εναποτίθενται σε αυτές. Ειδικά τα μη προσαρτημένα θυγατρικά παρουσιάζουν σε πολύ μεγαλύτερο βαθμό την τάση αυτή καθώς λόγω του μικρότερου μεγέθους τους διαχέονται ευκολότερα, διανύουν μεγαλύτερες αποστάσεις και προσεγγίζουν μια διαθέσιμη επιφάνεια πριν προλάβουν να μεταστοιχειωθούν στον αέρα. Τα εναποτεθειμένα ραδιοϊσότοπα εκπέμπουν σωματίδια άλφα, τα οποία αποδίδουν στο υλικό της επιφάνειας το σύνολο της ενέργειάς τους. Το γεγονός αυτό αποτελεί το κύριο μέσο για την επίτευξη πειραματικού διαχωρισμού των δύο θυγατρικών ισοτόπων. Δεδομένης μάλιστα και της σημαντικής διαφοράς μεταξύ των ενεργειών των σωματιδίων άλφα, που εκπέμπουν αυτά τα δύο ραδιοϊσότοπα (6.00 MeV στην περίπτωση μεταστοιχείωσης του ^{218}Po και 7.69 MeV στην περίπτωση του ^{214}Po), ο διαχωρισμός τους δεν απαιτεί ανιχνευτικά συστήματα με μεγάλη ενεργειακή διακριτική ικανότητα.

Δυσκολία παρουσιάζεται στο διαχωρισμό των σωματιδίων άλφα, που εκπέμπονται από το ίδιο το ραδόνιο (5.49 MeV στην περίπτωση του ^{222}Rn) από εκείνα του ^{218}Po , καθώς η διαφορά της ενέργειάς τους είναι σχεδόν 0.5 MeV. Ωστόσο, καθώς το ραδόνιο ως ευγενές αέριο διαχέεται εύκολα και ταυτόχρονα δεν έχει την τάση εναπόθεσης σε επιφάνειες, η μεταστοιχείωσή του μπορεί να πραγματοποιηθεί σε διάφορες αποστάσεις από την ανιχνευτική επιφάνεια, με αποτέλεσμα σημαντικό ποσοστό από τα σωματίδια άλφα να ανιχνεύονται ενώ έχουν ήδη χάσει μέρος της ενέργειάς τους μέσω αλληλεπιδράσεων με τα μόρια του αέρα. Το ίδιο συμβαίνει και με τα θυγατρικά του προϊόντα, τα οποία είναι προσαρτημένα σε αερολύματα και η μεταστοιχείωσή τους μπορεί να πραγματοποιηθεί οπουδήποτε στο χώρο ευρίσκεται το αερόλυμα φορέας. Στο σχήμα 6.2.1.1. παρουσιάζεται ένα τυπικό φάσμα σωματιδίων άλφα που καταγράφηκε από ημιαγωγό ανιχνευτή τύπου CAM PIPS. Ο ανιχνευτής που χρησιμοποιήθηκε ήταν τύπου CAM 600 με ενεργό επιφάνεια 600 mm^2 . Συνδέθηκε με σειρά ηλεκτρονικών (προενισχυτή-ενισχυτή-αναλυτή πολλών διαύλων-υπολογιστή συλλογής δεδομένων) με τρόπο ανάλογο με αυτόν του ανιχνευτή επιφανειακού φράγματος που παρουσιάζεται στο σχήμα 6.1.1.2. Ο ανιχνευτής εκτέθηκε σε περιβάλλον πλούσιο μεν σε ραδόνιο αλλά με χαμηλή συγκέντρωση αερολυμάτων (συγκέντρωση υποβάθρου). Στο φάσμα παρουσιάζονται τρεις κορυφές, οι οποίες αντιστοιχούν στη μέγιστη ενέργεια των σωματιδίων άλφα που εκπέμπονται κατά τη μεταστοιχείωση του ραδονίου και των θυγατρικών του ισοτόπων του πολωνίου. Οι κορυφές που αντιστοιχούν στα θυγατρικά ισότοπα προήλθαν από εκείνο το ποσοστό, το οποίο

εναποτέθηκε στην επιφάνεια του ανιχνευτή, ενώ η κορυφή του ραδονίου που παρουσιάζεται σημαντικά μικρότερη, οφείλεται σε αποδιεγέρσεις ραδονίου που πραγματοποιούνται σε διάφορες αποστάσεις κοντά στην ανιχνευτική επιφάνεια.



Σχήμα 6.2.1.1. Φάσμα της ενέργειας των σωματιδίων άλφα που εκπέμπονται από την παρουσία στον ατμοσφαιρικό αέρα του ραδονίου και των θυγατρικών του.

Στην παρούσα εργασία, με χρήση των ανιχνευτών πυρηνικών ιχνών CR-39 και αξιοποιώντας τα γεωμετρικά και οπτικά χαρακτηριστικά των ιχνών, επιχειρήθηκε ο διαχωρισμός των δύο θυγατρικών ραδιοϊσοτόπων που εναποτίθενται σε επιφάνειες. Βασικό σημείο της μεθόδου [Patiris and Ioannides, 2009] αποτελεί η επιλογή των συνθηκών και κυρίως της διάρκειας της χημικής επεξεργασίας που υφίστανται οι ανιχνευτές μετά την έκθεσή τους σε περιβάλλον ραδονίου. Η απαίτηση για καλή στατιστική προϋποθέτει μεγάλους χρόνους έκθεσης των ανιχνευτών στο υπό μέτρηση περιβάλλον, με συνέπεια να καταγράφονται στους ανιχνευτές μεγάλες επιφανειακές συγκεντρώσεις ιχνών. Προκειμένου να αποφευχθεί η υπερβολική αλληλοεπικάλυψη των ιχνών που θα δυσχέραινε την καταμέτρηση και την εκτίμηση των γεωμετρικών χαρακτηριστικών τους με ακρίβεια, το μέγεθός τους θα πρέπει να διατηρείται σχετικά μικρό και ταυτόχρονα επαρκές ώστε να διακρίνονται και να καταμετρούνται χωρίς πρόβλημα τα ίχνη σε ένα εύρος ενεργειών και για όλες τις γωνίες πρόσπτωσης. Η επιλογή των 8 ωρών χημικής επεξεργασίας σε διάλυμα NaOH συγκέντρωσης 6N σε θερμοκρασία 75°C κρίθηκε η καταλληλότερη να αποδώσει το επιθυμητό μέγεθος των ιχνών για μετρήσεις με τη συγκεκριμένη διάταξη καταγραφής εικόνων που χρησιμοποιήθηκε.

Ωστόσο, όπως αναφέρθηκε και προηγουμένως για τη συγκεκριμένη διάρκεια επεξεργασίας, η απόδοση του ανιχνευτή μπορεί να θεωρηθεί σταθερή στο εύρος ενεργειών από 1.5 MeV έως και 5.5 MeV. Τα ίχνη σωματιδίων άλφα με ενέργεια 6.00 MeV, προερχόμενα από την μεταστοιχείωση του ^{218}Po , δεν προλαβαίνουν να αποκτήσουν μέγεθος επαρκές ώστε να καταγραφούν για το σύνολο των πιθανών γωνιών πρόσπτωσης. Πολύ περισσότερο στην περίπτωση του ^{214}Po , τα σωματίδια άλφα του οποίου έχουν ενέργεια 7.69 MeV και τα ίχνη τους είναι δυνατό να διακριθούν από το υπόβαθρο της εικόνας μόνο αν προσπίπτουν σχεδόν κάθετα στην επιφάνεια του ανιχνευτή.

Η δυσκολία αυτή μπορεί να υπερκεραστεί με δύο τρόπους. Είτε αυξάνοντας τη διάρκεια της χημικής επεξεργασίας ώστε να προλαβαίνουν να αναπτύσσονται τα ίχνη που προέρχονται από τα σωματίδια των δύο ραδιοϊσοτόπων, είτε με έναν τρόπο να μειώνεται η ενέργειά τους πριν φθάσουν στην επιφάνεια του ανιχνευτή. Η πρώτη επιλογή απορρίφθηκε καθώς τα ίχνη που αντιστοιχούν στο ραδόνιο θα αποκτούσαν μεγάλες διαστάσεις και θα ήταν αδύνατη η καταγραφή μεγάλων επιφανειακών συγκεντρώσεων ιχνών. Η δεύτερη επιλογή, η οποία και υιοθετήθηκε, αφορούσε την απευθείας παρεμβολή ενός υλικού απορρόφησης ενέργειας επάνω στην επιφάνεια του ανιχνευτή, το πάχος του οποίου θα απέκοπτε μέρος της ενέργειας των σωματιδίων. Η εναπόθεση των ραδιοϊσοτόπων θα πραγματοποιείται επί του υλικού αυτού και εν συνεχεία τα εκπεμπόμενα σωματίδια θα προκαλούν ίχνη στον ανιχνευτή έχοντας μειωμένη ενέργεια. Η ιδέα χρήσης υλικών με σκοπό την απορρόφηση ενέργειας δεν είναι καινούργια. Έχει χρησιμοποιηθεί στο παρελθόν με σκοπό την σταδιακή απορρόφηση περισσότερων σωματιδίων άλφα μέσω της αύξησης του πάχους του υλικού και την εξαγωγή συμπερασμάτων για τη συγκέντρωση των θυγατρικών του ραδονίου στον αέρα από τις διαφορές στον αριθμό των καταμετρημένων ιχνών [Fleischer, 1984]. Στην παρούσα εργασία, η μέθοδος αυτή χρησιμοποιήθηκε με στόχο το διαχωρισμό των εναποτεθειμένων ραδιοϊσοτόπων του ραδονίου βάση των ιδιαίτερων γεωμετρικών και οπτικών χαρακτηριστικών των ιχνών.

6.2.2. Επιλογή του υλικού απορρόφησης ενέργειας (absorber).

Κριτήρια για την επιλογή του πάχους του υλικού που προορίζονταν να χρησιμοποιηθεί για την απορρόφηση μέρους της ενέργειας των εναποτεθειμένων θυγατρικών του ραδονίου αποτέλεσαν τόσο η ισχύς ανάσχεσης όσο και το κόστος του υλικού, δεδομένου ότι η προτεινόμενη μέθοδος προορίζεται να χρησιμοποιηθεί σε ευρείας κλίμακας περιβαλλοντολογικές μετρήσεις. Όσον αφορά το πρώτο κριτήριο, η ενέργεια των σωματιδίων των εναποτεθειμένων θυγατρικών θα πρέπει να μειώνεται και να βρίσκεται εντός του εύρους

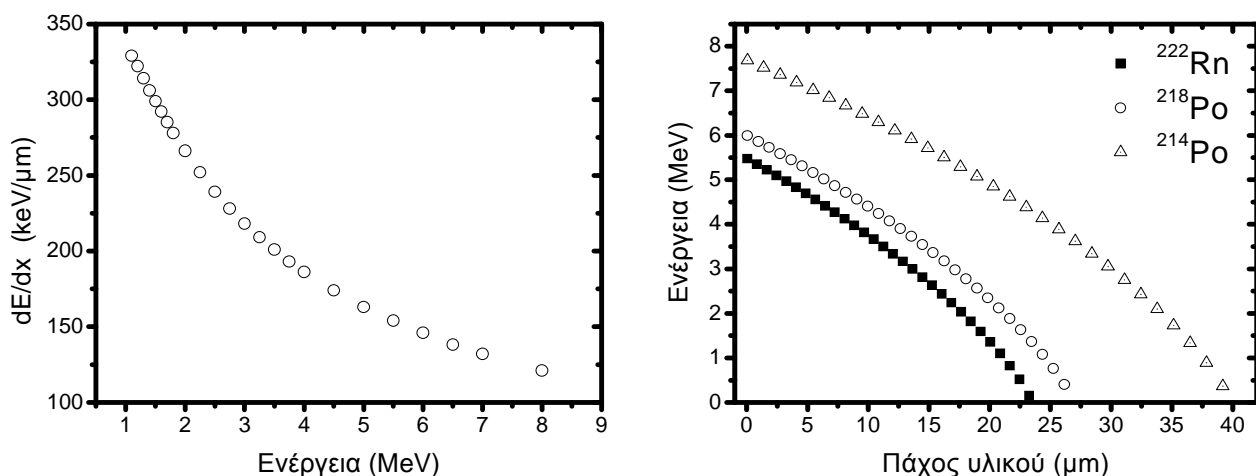
ενεργειών 1.5 MeV και 5.5 MeV, για το οποίο η ικανότητα καταγραφής ιχνών των ανιχνευτών CR-39 σε ένα εύρος γωνιών πρόσπτωσης $90^\circ - 45^\circ$ έχει αποδειχθεί πειραματικά. Ταυτόχρονα, το κόστος του υλικού θα πρέπει να είναι αρκετά χαμηλό ώστε να μην αυξάνεται σημαντικά το συνολικό κόστος της μεθόδου.

Για την πειραματική επιλογή του καταλληλότερου υλικού χρησιμοποιήθηκαν φύλλα πολύ-ιμιδίου (kapton), πολυαιθυλενίου και αργιλίου. Σε όλες τις περιπτώσεις το πάχος των φύλλων που χρησιμοποιήθηκαν ήταν συγκεκριμένο και μόνο η προσθήκη ενός επιπλέον φύλλου θα μπορούσε να αυξήσει περαιτέρω το πάχος. Το πάχος του κάθε φύλλου των διαθέσιμων υλικών υπολογίστηκε έμμεσα με μετρήσεις της απορροφώμενης ενέργειας δέσμης σωματιδίων άλφα από πηγή αμερικίου (^{241}Am) ενέργειας 5.486 MeV. Για τον πειραματικό προσδιορισμό της ενέργειας που απορροφάται από κάθε φύλλο χρησιμοποιήθηκαν θάλαμος κενού και ημιαγωγός ανιχνευτής επιφανειακού φράγματος (σχήμα 6.1.1.2). Στη συνέχεια με τη χρήση του προγράμματος SRIM [Ziegler and Biersak, (1985)] υπολογίστηκε η ισχύς ανάσχεσης, των σωματιδίων για κάθε υλικό και η απόσταση που απαιτείται να διανύσει, ώστε να χάσει το αντίστοιχο ποσό ενέργειας. Στον πίνακα 6.2.2.1. παρουσιάζονται τα ποσά ενέργειας που αποκόπτουν τα υλικά απορρόφησης που δοκιμάστηκαν από τα σωματίδια της πηγής ^{241}Am .

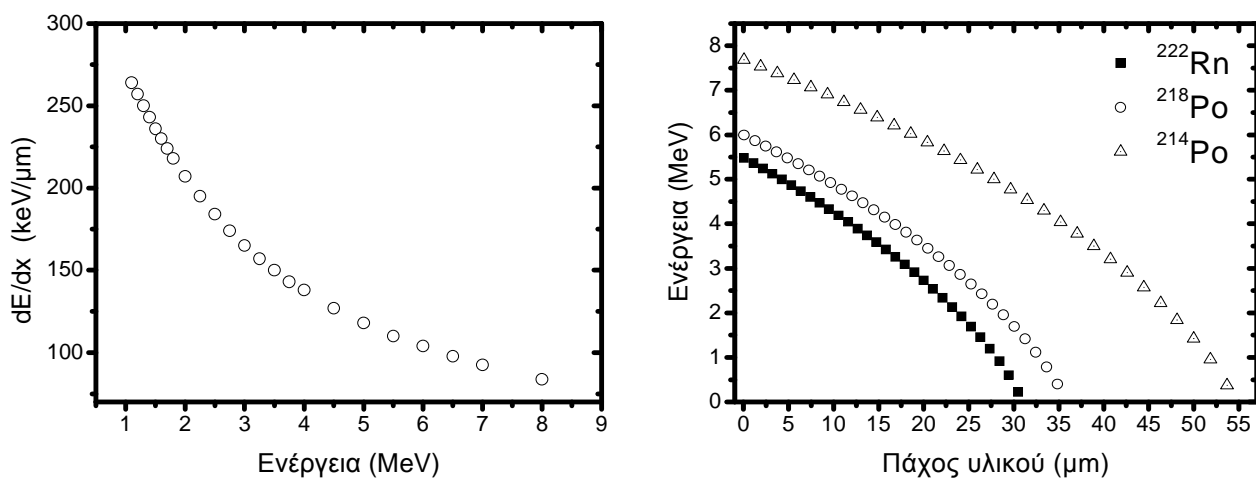
Υλικό απορρόφησης	Απορροφώμενη Ενέργεια (keV)	Πάχος (μm)	^{222}Rn (keV)	^{218}Po (keV)	^{214}Po (keV)
1 φύλλο πολυαιθυλενίου	1036 ± 77	7.00 ± 0.55	4500 ± 72	5073 ± 68	6921 ± 56
2 φύλλα πολυαιθυλενίου	2101 ± 153	13.95 ± 1.10	3384 ± 221	4039 ± 196	6090 ± 163
3 φύλλα πολυαιθυλενίου	3386 ± 321	20.70 ± 2.30	2100 ± 324	2884 ± 293	5205 ± 245
1 φύλλο kapton	1690 ± 40	13.35 ± 0.30	3793 ± 48	4458 ± 31	6535 ± 24
2 φύλλα kapton	4073 ± 86	26.45 ± 0.70	1414 ± 93	2427 ± 72	5160 ± 56
1 φύλλο αργιλίου	2621 ± 73	14.20 ± 0.40	2871 ± 76	3600 ± 59	5817 ± 48

Πίνακας 6.2.2.1. Απορροφώμενη ενέργεια σωματιδίων άλφα πηγής ^{241}Am από τα φύλλα απορρόφησης, το εκτιμώμενο πάχος των φύλλων και η ενέργεια που απομένει στα διερχόμενα από αυτό σωματίδια που εκπέμπονται κατά τη μεταστοιχείωση του ραδονίου και των θυγατρικών του ισοτόπων.

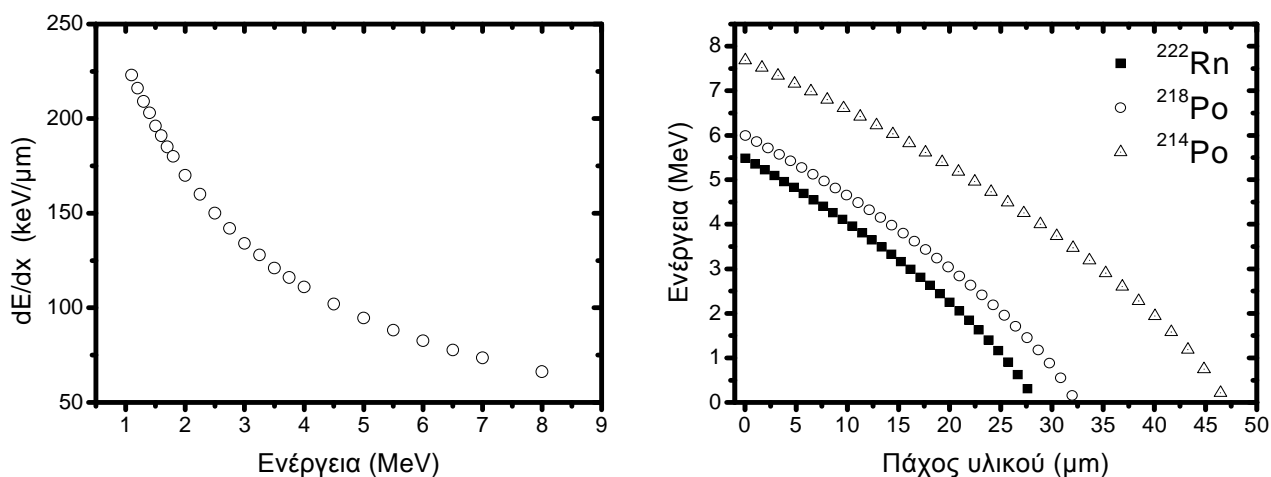
Επίσης στην πρώτη στήλη γραφημάτων του σχήματος 6.2.2.1. απεικονίζεται η ισχύς ανάσχεσης για τη διέλευση των σωματιδίων άλφα από το κάθε υλικό υπολογισμένη με το πρόγραμμα SRIM, ενώ στη δεύτερη στήλη γραφημάτων παρουσιάζεται η ενέργεια που απομένει σε ένα σωματίδιο αρχικής ενέργειας ίσης με την ενέργεια των εκπεμπόμενων σωματιδίων από το ραδόνιο και τα θυγατρικά του, συναρτήσει του διανυόμενου πάχους.



α) Η ισχύς ανάσχεσης και η ενέργεια των σωματιδίων άλφα συναρτήσει του πάχους παρεμβαλλόμενου αργιλίου



β) Η ισχύς ανάσχεσης και η ενέργεια των σωματιδίων άλφα συναρτήσει του πάχους παρεμβαλλόμενου πολύ-ιμιδίου

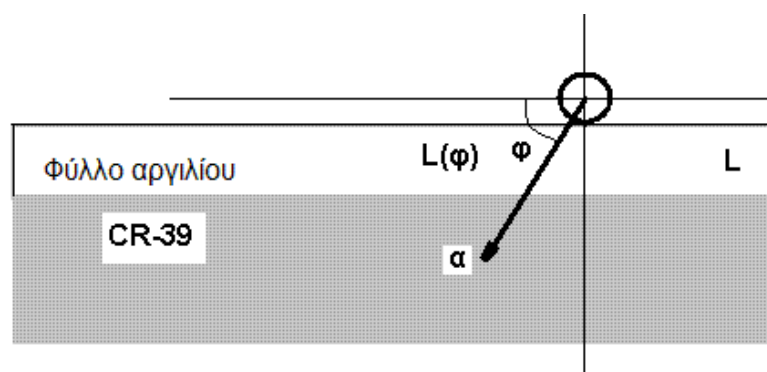


γ) Το ποσό ενέργειας ανά μικρόμετρο και η ενέργεια των σωματιδίων άλφα συναρτήσει του πάχους πολυαιθυλενίου.

Σχήμα 6.2.2.1. Απεικόνιση της ισχύος ανάσχεσης σωματιδίων άλφα για διάφορα υλικά απορρόφησης ως συνάρτηση της ενέργειας και της ενέργειας που απομένει σε αυτά ως συνάρτηση του πάχους του υλικού που διαπέρασαν [SRIM].

Η τιμή του εκτιμώμενου πάχους ενός ή περισσότερων φύλλων κάθε υλικού παρουσιάζεται στον πίνακα 6.2.2.1. καθώς και η ενέργεια που απομένει στα διερχόμενα από τα αντίστοιχα πάχη σωματίδια άλφα από την μεταστοιχείωση του ραδονίου και των εναποτεθειμένων θυγατρικών του ισωτόπων. Μετά τις εκτιμήσεις που έγιναν κρίθηκαν καταλληλότερα ως υλικά απορρόφησης είτε ένα φύλλο αργιλίου είτε δύο φύλλα πολύ-ιμιδίου (karton). Τα φύλλα πολυαιθυλενίου απορρίφθηκαν ως υλικό απορρόφησης καθώς απαιτούνται τρία φύλλα του υλικού ώστε να απορροφήσουν τα απαιτούμενα ποσά ενέργειας. Όμως τρία φύλλα πολυαιθυλενίου όπως φαίνεται και στον πίνακα 6.2.2.1. προκαλούν σημαντική διασπορά της ενέργειας που αποκόπτουν (περίπου 0.3 MeV). Αυτό το γεγονός σε συνδυασμό με τη δυσκολία χρήσης και ομοιόμορφης κάλυψης της επιφάνειας του ανιχνευτή από τα φύλλα του συγκεκριμένου υλικού οδήγησαν στην εγκατάλειψη του πολυαιθυλενίου ως πιθανού υλικού απορρόφησης ενέργειας.

Στο σημείο αυτό πρέπει να σημειωθεί ότι οι τιμές που αναγράφονται στον πίνακα 6.2.2.1. και αφορούν την ενέργεια που απομένει στα σωματίδια μετά τη διέλευσή τους από τα υλικά απορρόφησης, στην πραγματικότητα αναφέρονται στην ελάχιστη δυνατή απόσταση που διανύουν τα σωματίδια εντός του υλικού. Αυτό συμβαίνει μόνο στην περίπτωση όπου τα σωματίδια εκπέμπονται σε διεύθυνση κάθετη ως προς την επιφάνεια του ανιχνευτή και με την παραδοχή ότι η κίνησή τους εντός του υλικού παραμένει χωρίς ιδιαίτερες αποκλίσεις ευθύγραμμη. Όπως φαίνεται και στο σχήμα 6.2.2.2. τα εναποτεθειμένα θυγατρικά ισότοπα ή το ίδιο το ραδόνιο όταν μεταστοιχειώνονται πολύ κοντά στην επιφάνεια του ανιχνευτή, εκπέμπουν σωματίδια άλφα προς όλες τις διευθύνσεις.



Σχήμα 6.2.2.2. Εκπομπή σωματιδίου άλφα υπό γωνία φ από εναποτεθειμένο στην επιφάνεια του ανιχνευτή θυγατρικό ισότοπο του ραδονίου.

Στο πρώτο μέρος του παρόντος κεφαλαίου αναφέρθηκε ότι χρησιμοποιώντας το σύστημα καταγραφής εικόνων διαπιστώθηκε ότι τα σωματίδια άλφα με γωνία πρόσπτωσης έως 45° ως προς την επιφάνεια του ανιχνευτή προκαλούν ορατά ίχνη σε εύρος ενεργειών

1.5 MeV – 5.5 MeV. Έτσι η απόσταση $L(\phi)$ (μm) που μπορεί να διανύσει ένα από τα εκπεμπόμενα σωματίδια σχετίζεται άμεσα με τη γωνία πρόσπτωσης ϕ ως εξής:

$$L(\phi) = \frac{L_{90^\circ}}{\sin(\phi)} \quad (6.2.2.1)$$

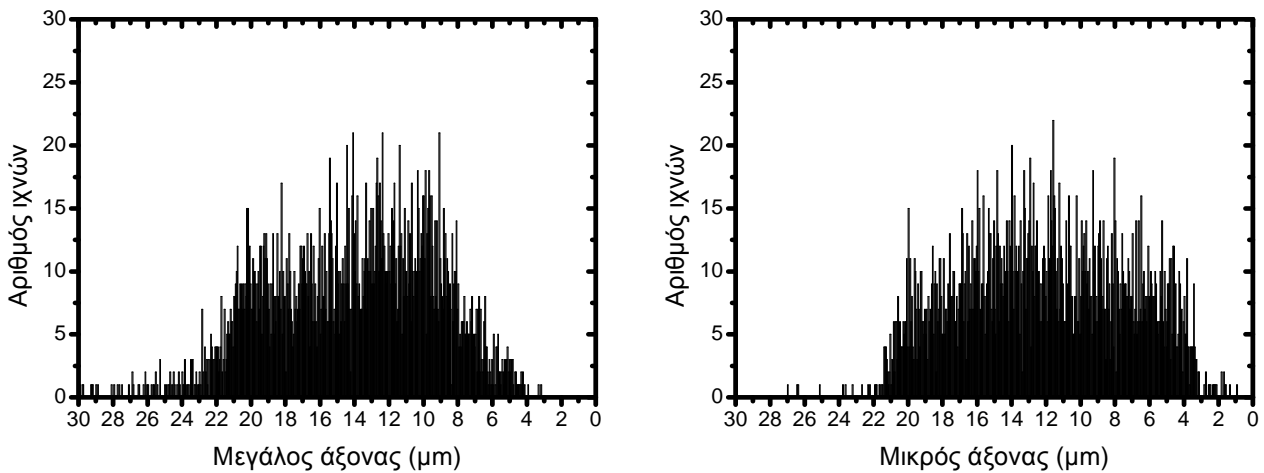
Δεχόμενοι ότι η γωνία ϕ κυμαίνεται μεταξύ $90^\circ - 45^\circ$, η απόσταση αυτή κυμαίνεται από $L(90^\circ)$ έως περίπου $1.4 \times L(90^\circ)$, όπου η απόσταση $L(90^\circ)$ ισούται με το πάχος του κάθε υλικού. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα η ενέργεια των σωματιδίων μετά την διέλευση τους από το υλικό να εξαρτάται από τη γωνία πρόσπτωσης. Λαμβάνοντας ως παράδειγμα υλικού απορρόφησης ένα φύλλο αργιλίου, η ενέργεια των σωματιδίων που εκπέμπονται από το πολώνιο ^{214}Po υπό κάθετη γωνία πρόσπτωσης είναι (5817 ± 48) keV και των αντίστοιχων που προσπίπτουν υπό γωνία 45° είναι (4922 ± 78) keV. Ομοίως για την περίπτωση του πολωνίου ^{218}Po οι αντίστοιχες τιμές ενέργειας είναι (3600 ± 59) keV και (2335 ± 80) keV.

6.2.3. Ταυτοποίηση των θυγατρικών ισοτόπων του ραδονίου με ανιχνευτές CR-39

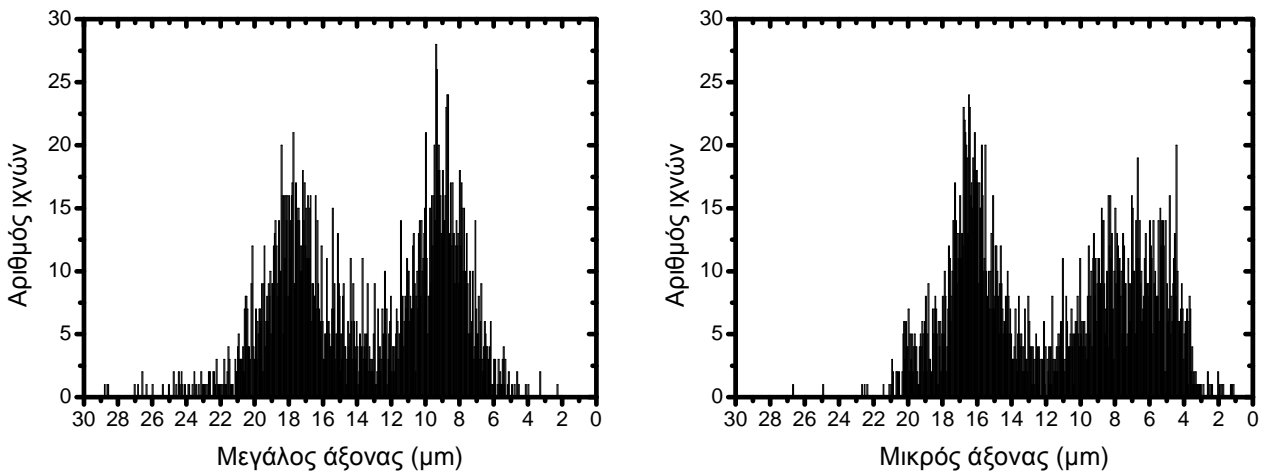
Για την τελική επιλογή του υλικού απορρόφησης πραγματοποιήθηκε το παρακάτω πείραμα. Ένας αριθμός ανιχνευτών CR-39 καλύφθηκαν είτε με ένα φύλλο αργιλίου είτε με ένα και δύο φύλλα πολύ-ιμιδίου οι οποίοι εκτέθηκαν με πανομοιότυπο τρόπο σε χώρο πλούσιο σε ραδόνιο. Μετά την έκθεσή τους οι ανιχνευτές υπέστησαν χημική επεξεργασία οκτώ ωρών και εικόνες από την επιφάνειά τους αναλύθηκαν με σκοπό την καταμέτρηση των γεωμετρικών και οπτικών χαρακτηριστικών των ιχνών τους. Στο σχήμα 6.2.3.1. παρουσιάζονται με μορφή ιστογράμματος τα αποτελέσματα των μετρήσεων του μήκους του μεγάλου και του μικρού άξονα των ελλειπτικών ανοιγμάτων των ιχνών. Για σύγκριση παρουσιάζονται και αντίστοιχες μετρήσεις από ανιχνευτή που εκτέθηκε μαζί με τους υπόλοιπους του πειράματος χωρίς ωστόσο να καλυφθεί από υλικό απορρόφησης.

Όπως φαίνεται στο συγκεκριμένο σχήμα, η χρήση αργιλίου ως υλικό απορρόφησης έχει αποτέλεσμα τη συγκέντρωση των τιμών τόσο για τα μήκη του μεγάλου όσο και του μικρού άξονα σε δύο κύριες περιοχές τιμών. Μάλιστα ο αριθμός των ιχνών που εντοπίζονται στις δύο περιοχές φαίνεται να αντικατοπτρίζει τον αριθμό των γεγονότων από εναποτεθειμένο ^{218}Po και ^{214}Po όπως καταγράφηκα και από τον ανιχνευτή CAM PIPS. Στα αντίστοιχα ιστογράμματα που προέκυψαν με χρήση ενός φύλλου πολύ-ιμιδίου φαίνεται να δημιουργείται μόνο μία καλά ορισμένη περιοχή εντοπισμού του μήκους των αξόνων των ιχνών. Όπως φαίνεται και στον πίνακα 6.2.2.1. ένα φύλλο πολύ-ιμιδίου δεν απορροφά ικανή

ποσότητα ενέργειας από σωματίδια που εκπέμπονται από το εναποτεθειμένο ^{214}Po ώστε να καταγράφονται όλα τα ίχνη τους στο εύρος τιμών γωνίας πρόσπτωσης $90^\circ - 45^\circ$. Από την άλλη, με τη χρήση δύο φύλλων πολύ-ιμιδίου παρατηρούνται μεν δύο περιοχές εντοπισμού τιμών με τη μία όμως να συγκεντρώνει πολύ λιγότερα ίχνη. Η περιοχή αυτή μάλιστα αφορά ίχνη με τιμές μήκους αξόνων παραπλήσιες με αυτές που αναμενόταν να προκαλούσαν σωματίδια εκπεμπόμενα από εναποτεθειμένο ^{218}Po . Το γεγονός αυτό οδηγεί στο συμπέρασμα ότι ένα ποσοστό των εκπεμπόμενων σωματιδίων από το εναποτεθειμένο ^{218}Po δεν δημιουργούν ίχνη ικανά να καταγραφούν από το

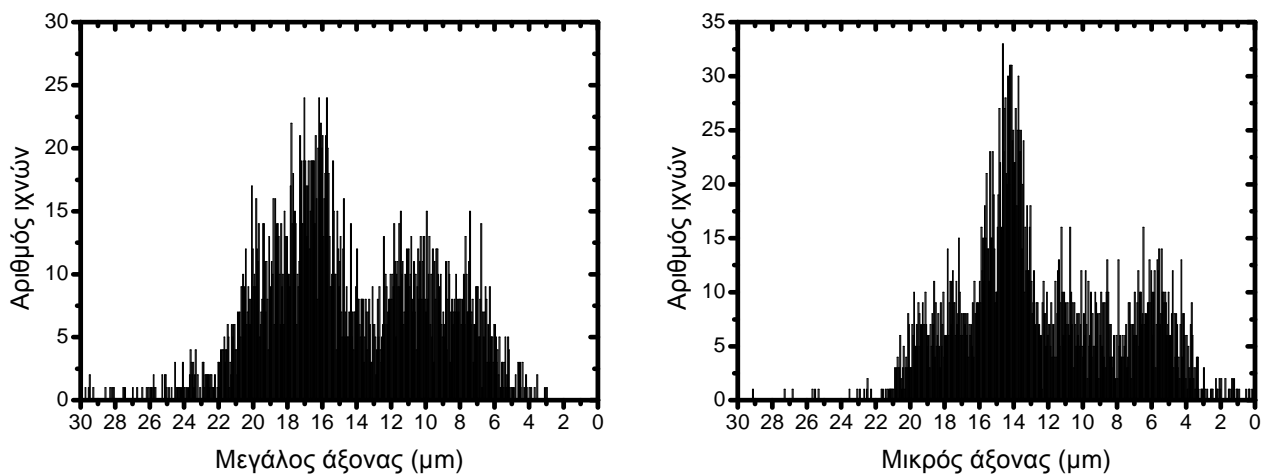


α) Μήκη μεγάλου και μικρού άξονα ιχνών που καταγράφηκαν χωρίς υλικό απορρόφησης.

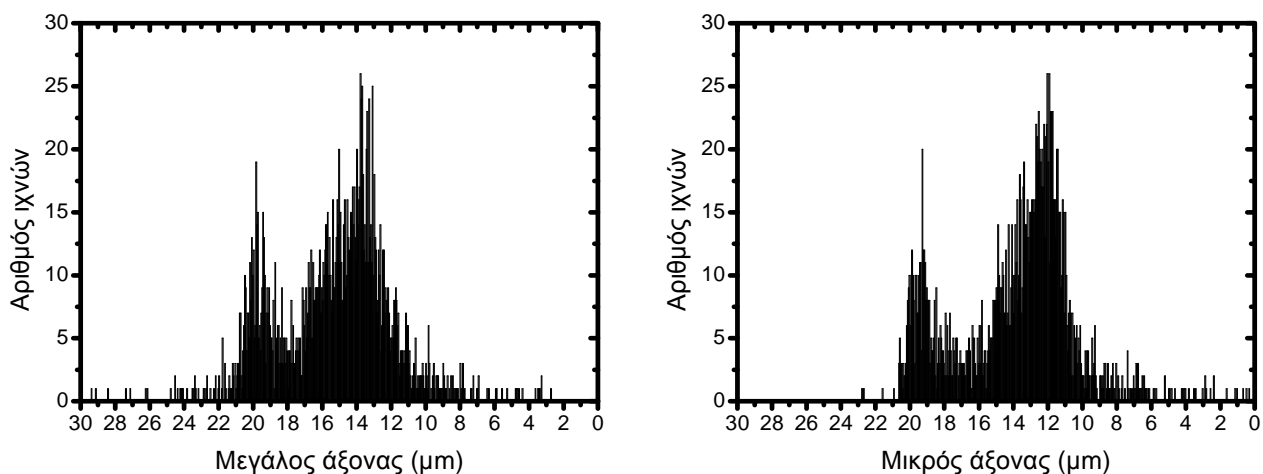


β) Μήκη μεγάλου και μικρού άξονα ιχνών που καταγράφηκαν με κάλυψη του ανιχνευτή με ένα φύλλο αργιλίου.

Σχήμα 6.2.3.1i. Απεικόνιση ιστογραμμάτων των δύο κύριων γεωμετρικών χαρακτηριστικών των ιχνών με και χωρίς τη χρήση υλικών απορρόφησης επάνω στην επιφάνεια των ανιχνευτών CR-39.



γ) Μήκη μεγάλου και μικρού άξονα ιχνών που καταγράφηκαν με κάλυψη του ανιχνευτή με ένα φύλλο πολύ-ιμιδίου.



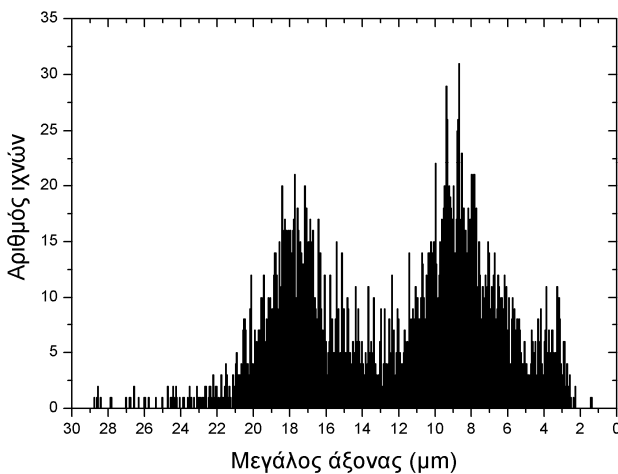
δ) Μήκη μεγάλου και μικρού άξονα ιχνών που καταγράφηκαν με κάλυψη του ανιχνευτή με δύο φύλλα πολύ-ιμιδίου.

Σχήμα 6.2.3.1ii. Απεικόνιση ιστογραμμάτων των δύο κύριων γεωμετρικών χαρακτηριστικών των ιχνών με και χωρίς τη χρήση υλικών απορρόφησης επάνω στην επιφάνεια των ανιχνευτών CR-39.

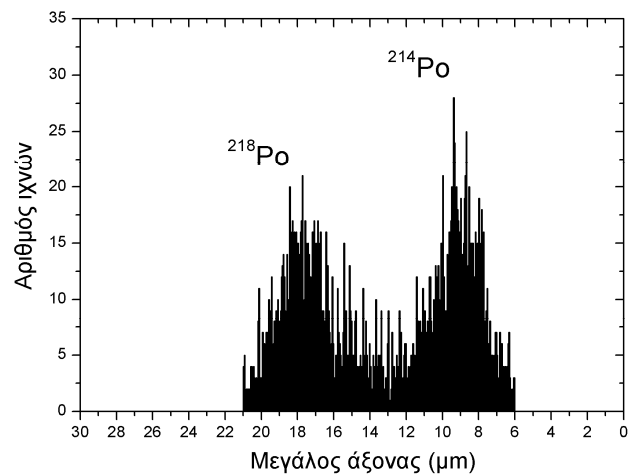
σύστημα συλλογής που χρησιμοποιήθηκε. Τα ανωτέρω σε συνδυασμό και με το μικρό κόστος και την ευκολία χειρισμού οδήγησαν στην επιλογή του αργιλίου ως υλικού απορρόφησης. Για την επιβεβαίωση των αποτελεσμάτων το πείραμα επαναλήφθηκε με ανιχνευτές που ήταν όλοι καλυμμένοι με αλουμίνιο. Μετά την επανάληψη διαπιστώθηκε ότι όλοι οι ανιχνευτές παρουσίασαν ίχνη, οι διαστάσεις των οποίων παρουσίαζαν συσσώρευση σε δύο περιοχές και τα ιστογράμματά που προέκυψαν δε διέφεραν από αυτά του σχήματος 6.2.3.1.β.

Επόμενο βήμα αποτέλεσε ο ανάλυση των δεδομένων με σκοπό τον διαχωρισμό ιχνών από τα εναποτεθειμένα θυγατρικά ισότοπα του ραδονίου και η εκτίμηση της επιφανειακής τους συγκέντρωσης. Για τον σκοπό αυτό θα πρέπει να απορριφθούν ίχνη, των οποίων τα γεωμετρικά και οπτικά χαρακτηριστικά δεν ταυτίζονται με αυτά που προκαλούνται από

σωματίδια των εναποθεθειμένων θυγατρικών. Κριτήριο για το διαχωρισμό αποτέλεσε η ενέργεια των σωματιδίων. Όπως ήδη αναφέρθηκε τα σωματίδια που εκπέμπονται από τα εναποθεθειμένα ^{218}Po και ^{214}Po έχουν ενέργεια 6.00 MeV και 7.69 MeV αντίστοιχα. Ωστόσο η διέλευσή τους από το υλικό απορρόφησης μειώνει την ενέργεια με την οποία τελικά αυτά προσπίπτουν στον ανιχνευτή και η ενέργεια αυτή εξαρτάται από τη γωνία εκπομπής. Λαμβάνοντας ως δεδομένο ότι στο συγκεκριμένο εύρος ενεργειών ορατά μπορούν να γίνουν ίχνη σωματιδίων με γωνία πρόσπτωσης 90° έως 45° , η ενέργεια των σωματιδίων που εκπέμπονται από τα εναποθεθειμένα ραδιοϊσότοπα κυμαίνεται μεταξύ (5817 ± 48) keV και (4922 ± 78) keV για το πολώνιο ^{214}Po και μεταξύ (3600 ± 59) keV και (2335 ± 80) keV για το πολώνιο ^{218}Po . Ως αποδεκτά γίνονται τα ίχνη, των οποίων τόσο τα γεωμετρικά (μεγάλος και μικρό άξονας) όσο και τα οπτικά (μέση τιμή της φωτεινότητας) χαρακτηριστικά αντιστοιχούν για δεδομένες συνθήκες χημικής επεξεργασίας στις παραπάνω ενέργειες και γωνίες πρόσπτωσης. Οι τιμές των χαρακτηριστικών των ιχνών που κρίνονται ως αποδεκτά προέκυψαν από τα πειραματικά δεδομένα της διερεύνησης των χαρακτηριστικών που περιγράφηκε στο πρώτο μέρος του κεφαλαίου. Στο σχήμα 6.2.3.2. παρουσιάζονται ενδεικτικά ιστογράμματα του μήκους του μεγάλου άξονα πριν και μετά τη διαδικασία διαχωρισμού των δεδομένων.



Ιστόγραμμα μηκών μεγάλου άξονα πριν το διαχωρισμό των δεδομένων.



Ιστόγραμμα μηκών μεγάλου άξονα μετά το διαχωρισμό των δεδομένων.

Σχήμα 6.2.3.2. Απεικόνιση ιστογραμμάτων μηκών του μεγάλου άξονα των ιχνών πριν και μετά την εφαρμογή κριτηρίων διαχωρισμού των δεδομένων.

Όπως φαίνεται στο σχήμα αυτό ο αριθμός των ιχνών μειώνεται. Έτσι απορρίπτονται ίχνη σωματιδίων, τα οποία δεν ικανοποιούν τα κριτήρια. Ταυτόχρονα από τα ίχνη που παραμένουν διαχωρίζεται ο αριθμός των ιχνών που αντιστοιχούν στο ^{218}Po και στο ^{214}Po κάνοντας δυνατή την εκτίμηση της επιφανειακής τους συγκέντρωσης. Τέλος θα πρέπει να αναφερθεί ότι καθώς το ραδόνιο δεν εναποτίθεται και κινείται ελεύθερο στον αέρα μπορεί να

βρεθεί και να εκπέμψει σωματίδια από κάθε πιθανή απόσταση και με κάθε πιθανή γωνία προς τον ανιχνευτή. Αυτό σημαίνει ότι τα σωματίδια που εκπέμπονται από το ραδόνιο μπορεί να προσπέσουν στην επιφάνεια του CR-39 (όσα δεν τερματίσουν την κίνησή τους εντός του υλικού απορρόφησης) με ενέργεια 2.9 MeV – 0.1 MeV και υπό γωνία πρόσπτωσης $90^\circ - 0^\circ$. Παρατηρώντας στο σχήμα 6.1.3.1.γ σωματίδια με ενέργεια ≈ 2.9 MeV και με γωνίες πρόσπτωσης $\approx 90^\circ$ παρουσιάζουν τις μέγιστες από τις δυνατές τιμές που μπορούν να πάρουν τα μεγέθη του μεγάλου και του μικρού άξονα για τη δεδομένη χρονική διάρκεια (8h) χημικής επεξεργασίας του ανιχνευτή. Όσο η ενέργεια των σωματιδίων ελαττώνεται οι τιμές του μεγάλου και μικρού άξονα μειώνονται από τη μέγιστη μέχρι την ελάχιστη τιμή που μπορεί να καταμετρηθεί. Αυτό σημαίνει ότι όσα σωματίδια άλφα εκπέμπονται από το ραδόνιο και δεν τερματίζουν την κίνησή τους εντός του φύλλου αργιλίου ή δεν απορρίπτονται από τα κριτήρια διαχωρισμού, παρουσιάζουν ίχνη με κάθε πιθανή τιμή μεγάλου ή μικρού άξονα. Έτσι τα ίχνη αυτά αποτελούν ένα συστηματικό σφάλμα - υπόβαθρο (background) της μεθόδου. Η χρήση σχετικών μεγεθών όπως του λόγου των επιφανειακών συγκεντρώσεων του πολωνίου ($^{214}\text{Po}/^{218}\text{Po}$) ελαχιστοποιεί το σφάλμα.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 7

Βαθμονόμηση & Μετρήσεις στο περιβάλλον.

Στο κεφάλαιο αυτό περιγράφεται η βαθμονόμηση των ανιχνευτικών συστημάτων που αναπτύχθηκαν στην παρούσα διατριβή καθώς και τα αποτελέσματα των μετρήσεων που πραγματοποιήθηκαν σε ρεαλιστικές συνθήκες. Η μέθοδος που αναπτύχθηκε στα πλαίσια της παρούσας διατριβής στηρίζεται σε δύο επιμέρους ανιχνευτικές μεθόδους. Η πρώτη έχει σκοπό την εκτίμηση της συγκέντρωσης του ραδονίου στον προς μέτρηση χώρο ενώ με τη δεύτερη υπολογίζεται η συγκέντρωση των εναποτεθειμένων θυγατρικών ραδιοϊσοτόπων του πολωνίου ^{218}Po και ^{214}Po . Και οι δυο ανιχνευτικές μέθοδοι στηρίζονται στους ανιχνευτές πυρηνικών ιχνών CR-39. Ο τρόπος έκθεσης των ανιχνευτών στις δυο μεθόδους διαφέρει. Στην πρώτη μέθοδο κατά την οποία ζητούμενο είναι η εκτίμηση της συγκέντρωσης του ραδονίου (^{222}Rn), ο ανιχνευτής τοποθετείται στο εσωτερικό ενός μικρού κυλινδρικού θαλάμου και απομονώνεται από το περιβάλλον μέσω ηθμού, ο οποίος είναι ένα λεπτό φύλλο πολυαιθυλενίου. Σκοπός της τοποθέτησης του ηθμού είναι η αποτροπή της εισόδου του θορονίου (^{220}Rn) στο χώρο ανίχνευσης ώστε να μην υπερεκτιμάται η συγκέντρωση του ραδονίου. Στην δεύτερη μέθοδο, ο ανιχνευτής καλύπτεται με ένα φύλλο αργιλίου και στη συνέχεια εκτίθεται απευθείας στο προς μέτρηση περιβάλλον ώστε οι συνθήκες έκθεσης να επηρεάζονται από τις φυσικές συνθήκες και κυρίως από τη συγκέντρωση των αερολυμάτων του χώρου. Η μέθοδος μετά τη βαθμονόμησης της σε θάλαμο με γνωστή συγκέντρωση ραδονίου και αερολυμάτων υποβάθρου, χρησιμοποιήθηκε για την μέτρηση του ραδονίου και των θυγατρικών του στο σπήλαιο Περάματος του νομού Ιωαννίνων.

7.1. Ανάπτυξη ανιχνευτικού συστήματος μέτρησης ραδονίου.

7.1.1. Πειραματικός διαχωρισμός ^{222}Rn και ^{220}Rn .

Όπως έχει αναφερθεί σε προηγούμενα κεφάλαια, η ύπαρξη τριών ραδιοϊσοτόπων του ραδονίου μπορεί να επιφέρει υπερεκτίμηση της συγκέντρωσης του σημαντικότερου από αυτά, του ^{222}Rn . Το ^{219}Rn λόγω της πολύ μικρής σχετικής αφθονίας του ουρανίου ^{235}U (0.711% του φυσικού ουρανίου) αλλά και του μικρού χρόνου ημιζωής (περίπου 3.69 sec) έχει πολύ μικρή πιθανότητα να εισέλθει στον ατμοσφαιρικό αέρα μετά το σχηματισμό του στο υπέδαφος ή τα δομικά υλικά και να επηρεάσει έτσι την μέτρηση ραδονίου. Όσον αφορά το ^{220}Rn αν και αυτό έχει σχετικά μικρό χρόνο ημιζωής (55.6 sec), το θόριο ^{232}Th , στο οποίο τη ραδιενεργό σειρά ανήκει το ^{220}Rn , συναντάται σε μεγαλύτερες ποσότητες στη φύση από ότι το ^{238}U . Αυτό έχει ως αποτέλεσμα η συγκέντρωση του θορονίου σε κλειστούς χώρους να μην μπορεί να θεωρηθεί πάντα αμελητέα. Τα τελευταία χρόνια έχουν μάλιστα αναφερθεί περιπτώσεις κατά τις οποίες η ενεργός δόση που προσλαμβάνεται από τον οργανισμό λόγω της παρουσίας του θορονίου είναι συγκρίσιμη με την αντίστοιχη που οφείλεται στο ραδόνιο. ([Doi et al., 1994], [Yamasaki et al., 1995], [Lida et al., 1996], [Yu et al., 1999], [Pillai and Paul, 1999], [Yu et al., 2000a], [Yu et al., 2000b], [Yu et al., 2001a]).

Τα ανωτέρω επιβάλλουν την ανάγκη πειραματικού διαχωρισμού των ραδιοϊσοτόπων του ραδονίου και κύρια του ^{220}Rn . Ο διαχωρισμός αυτός επιτυγχάνεται με τη χρήση ηθμών, οι οποίοι εμποδίζουν την είσοδο του ^{220}Rn στο χώρο μέτρησης. Ως θάλαμος μετρήσεων επιλέχθηκε για λόγους που αναλύονται στην επόμενη παράγραφο του παρόντος κεφάλαιου ένα μικρό κυλινδρικό δοχείο με ύψος 6.0 cm και διάμετρο 3.6 cm ανοιχτό μόνο από τη μία βάση όπου και τοποθετείται ο ηθμός. Αν και το ^{220}Rn διαχέεται διαμέσου των ηθμών, λόγω του σημαντικά μικρότερου χρόνου ημιζωής μεταστοιχείωνεται εντός του ηθμού πριν προλάβει να τον διαπεράσει. Ο συγκεκριμένος τρόπος διαχωρισμού χρησιμοποιείται επί αρκετά χρόνια και πλήθος εργασιών έχουν γίνει με αντικείμενο τη μελέτη των χαρακτηριστικών των ηθμών. Από πολλούς ερευνητές θεωρείται ότι η χρήση πλαστικών ηθμών, όπως πολυαιθυλενίου, προσφέρουν τα καλύτερα αποτελέσματα εμποδίζοντας την είσοδο στο ^{220}Rn χωρίς να μειώνουν σημαντικά την διέλευση του ^{222}Rn . ([Ward et al., 1977], [Jha, 1982], [Hafez and Somogyi, 1986], [Ramachandran et al., 1987]). Καθόσον το πολυαιθυλένιο είναι ένα οικονομικά προσιτό και ταυτόχρονα εύχρηστο υλικό επιλέχθηκε να χρησιμοποιηθεί ως ηθμός του ανιχνευτικού συστήματος μέτρησης της συγκέντρωσης του ραδονίου. Πρέπει επίσης να αναφερθεί ότι ο ηθμός εκτός του ^{220}Rn εμποδίζει την είσοδο στο

Μελέτη της συμπεριφοράς των θυγατρικών ραδιοϊσοτόπων του ραδονίου στον ατμοσφαιρικό αέρα
 θάλαμο μέτρησης και των θυγατρικών προϊόντων του ραδονίου, που παρευρίσκονται
 προσαρτημένα ή ελεύθερα στον αέρα, καθώς και της σκόνης και της υγρασίας.

Μετά τη διάχυση του ραδονίου διαμέσου του ηθμού στο εσωτερικό του θαλάμου μέτρησης (diffusion chamber), σχηματίζονται θυγατρικά προϊόντα τα οποία αδυνατούν να εξέλθουν. Επίσης θεωρείται αμελητέο το ποσό του ίδιου του αερίου που διαφεύγει από το θάλαμο διαπερνώντας για δεύτερη φορά τον ηθμό. Με αυτόν τον τρόπο στο εσωτερικό του θαλάμου παραμένουν το ραδόνιο και τα θυγατρικά του ισότοπα, τα οποία έρχονται σε κατάσταση ραδιενεργού ισορροπίας μετά τη διέλευση λίγων λεπτών. Ωστόσο η συγκέντρωση του ραδονίου στον θάλαμο μέτρησης δεν είναι σταθερή από την πρώτη στιγμή της τοποθέτησης του θαλάμου στον προς μέτρηση χώρο. Η συγκέντρωσή του αυξάνει με εκθετικό τρόπο και φθάνει τη μέγιστη τιμή μετά από χρονικό διάστημα που εξαρτάται από το είδος, το πάχος και το εμβαδόν του ηθμού. Συγκεκριμένα η συγκέντρωση του ραδονίου στο εσωτερικό του θαλάμου περιγράφεται ([Ward et al., 1977], [Fleischer et al., 1980]) από τη διαφορική εξίσωση:

$$\frac{dC^{ch}}{dt} = -\lambda C^{ch} + \frac{PA}{\delta V^{ch}}(C - C^{ch}) \quad (7.1.1.1)$$

όπου με C^{ch} ($Bq\ m^{-3}$) συμβολίζεται η συγκέντρωση ραδιενέργειας του ραδονίου στο εσωτερικό του θαλάμου μέτρησης όγκου V^{ch} (cm^3), με C ($Bq\ m^{-3}$) η πραγματική συγκέντρωση ραδιενέργειας του χώρου, με λ η σταθερά αποδιέγερσης του ραδονίου, με P ($cm^2\ s^{-1}$) η διαπερατότητά του διαμέσου του φίλτρου και με δ (cm), A (cm^2) το πάχος και το εμβαδόν του ηθμού. Η παραπάνω εξίσωση προκύπτει από την αρχή διατήρησης της μάζας. Ο πρώτος όρος στο δεξί μέλος της εξίσωσης περιγράφει την μείωση της συγκέντρωσης του ραδονίου στο εσωτερικό του θαλάμου μέτρησης λόγω της ραδιενεργού αποδιέγερσης και ο δεύτερος όρος αντιπροσωπεύει την αύξησή της λόγω της διαχύσεως του ραδονίου στο εσωτερικό με χρόνο υστέρησης τ_M :

$$\tau_M = \frac{V\delta}{AP} \quad (7.1.1.2)$$

Ο χρόνος αυτός ισούται με το χρόνο που διαρκεί η διάχυση του ραδονίου δια του υλικού του ηθμού. Λαμβάνοντας υπόψη την αρχική συνθήκη $C^{ch} = 0$ λύση της εξίσωσης (7.1.1.1) είναι:

$$C^{ch} = \frac{\tau C}{\tau_M} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right), \quad t \leq T \quad (7.1.1.3)$$

όπου T ο συνολικός χρόνος έκθεσης του θαλάμου στον προς μέτρηση χώρο ενώ με τ συμβολίζεται ο χρόνος:

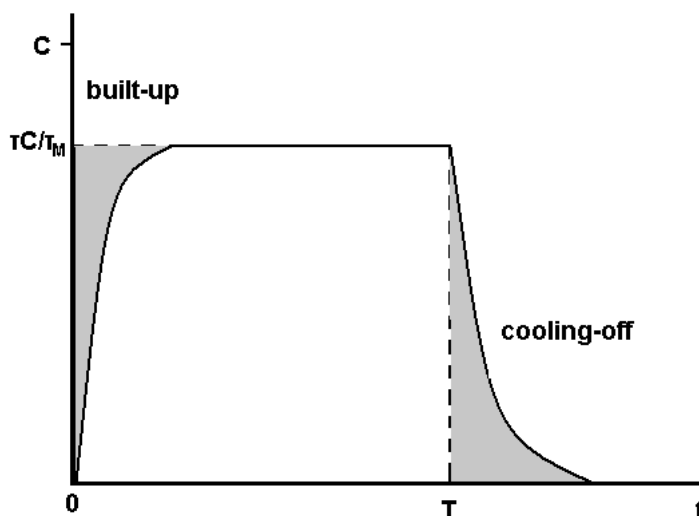
$$\frac{1}{\tau} = \lambda + \frac{1}{\tau_M} \quad (7.1.1.4)$$

Όταν ο χρόνος έκθεσης ξεπεράσει το χρόνο τ ($t \gg \tau$), η συγκέντρωση στο εσωτερικό του θαλάμου μέτρησης αποκτά τη μέγιστη τιμή, η οποία αποτελεί κλάσμα της πραγματικής συγκέντρωσης C του χώρου. Τόσο ο χρόνος τ όσο και το κλάσμα της συγκέντρωσης εξαρτώνται από το χρόνο υστέρησης τ_M , ο οποίος καθορίζεται από τα χαρακτηριστικά του ηθμού.

Αμέσως μετά την απομάκρυνση του θαλάμου από το χώρο μέτρησης, η συγκέντρωση του ραδονίου στο εσωτερικό του παύει να τροφοδοτείται και μειώνεται σταδιακά:

$$C^{ch} = \frac{\tau C}{\tau_M} \left(1 - \exp\left(-\frac{T}{\tau}\right) \right) \exp\left(-\frac{(t-T)}{\tau}\right), \quad t > T \quad (7.1.1.5)$$

Οι δύο παραπάνω διαδικασίες (στη διεθνή βιβλιογραφία συναντώνται με τους όρους built-up και cooling-off) παρουσιάζονται ποιοτικά στο σχήμα 7.1.1.1.



Σχήμα 7.1.1.1. Η συγκέντρωση ραδιενέργειας του ραδονίου στο εσωτερικό του θαλάμου μέτρησης συναρτήσει του χρόνου έκθεσης.

Όπως γίνεται φανερό το έλλειμμα στην καταγραφή ιχνών κατά το πρώτο στάδιο της έκθεσης του ανιχνευτή μπορεί να αντισταθμισθεί με την καθυστέρηση της απομάκρυνσης του ανιχνευτή από το εσωτερικό του θαλάμου μέτρησης και τη διατήρηση του ηθμού. Η καθυστέρηση αυτή είναι αναγκαία καθώς σε διαφορετική περίπτωση η επιφανειακή συγκέντρωση των ιχνών που καταγράφεται αντιστοιχεί σε μικρότερη διάρκεια έκθεσης από την πραγματική.

7.1.2. Πειραματικός προσδιορισμός των χαρακτηριστικών του ηθμού.

Από τα παραπάνω γίνεται εμφανές ότι τα χαρακτηριστικά του ηθμού και κυρίως ο χρόνος υστέρησης τ_M επηρεάζουν τη λειτουργία του θαλάμου μέτρησης. Για τον λόγο αυτό είναι αναγκαίος ο πειραματικός προσδιορισμός τους. Αυτός πραγματοποιήθηκε με την έκθεση ενός αριθμού ζευγών θαλάμων μέτρησης σε περιβάλλον ραδονίου γνωστής συγκεντρώσεως. Ως πηγή ραδονίου χρησιμοποιήθηκε πηγή ραδίου ^{226}Ra ραδιενέργειας 2000 Bq. Το κάθε ζεύγος αποτελούνταν από δύο θαλάμους, ο ένας από τους οποίους ήταν καλυμμένος με ηθμό πολυαιθυλενίου ενώ ο άλλος παρέμενε ανοιχτός ως προς τον περιβάλλοντα χώρο. Η διάρκεια έκθεσης κυμάνθηκε μεταξύ 1-10 ημερών εντός του θαλάμου παραγωγής ραδονίου που περιγράφεται στην παράγραφο 5.3.4.

Αρχικά προσδιορίσθηκε η διαπερατότητα P του ραδονίου από τον ηθμό πολυαιθυλενίου μέσω της σχέσης [Ward et al., 1977]:

$$P = \frac{\lambda \delta V V^{ch}}{A(V + V^{ch})} \left(\frac{C^{ch}}{C - C^{ch}} \right) \quad (7.1.2.1)$$

όπου με V (m^3), V^{ch} (m^3) συμβολίζονται ο όγκος του θαλάμου βαθμονόμησης και ο όγκος του θαλάμου μέτρησης. Με C (Bq m^{-3}) και C^{ch} (Bq m^{-3}) συμβολίζονται οι συγκεντρώσεις ραδιενέργειας στο χώρο βαθμονόμησης και στο εσωτερικό του θαλάμου μέτρησης αντίστοιχα. Το πάχος (δ) του ηθμού μετρήθηκε με τη χρήση δέσμης σωματιδίων άλφα όπως περιγράφεται στο κεφάλαιο 6 και εκτιμήθηκε ίσο με $(7.00 \pm 0.55) \times 10^{-4}$ cm. Πρακτικά, ο όγκος του θαλάμου βαθμονόμησης είναι πολύ μεγαλύτερος από τον αντίστοιχο του θαλάμου μέτρησης $V \gg V^{ch}$ και δεν επηρεάζει τη διαπερατότητα, έτσι:

$$V \gg V^{ch} \Rightarrow V + V^{ch} \approx V \text{ οπότε } P = \frac{\lambda \delta V^{ch}}{A} \left(\frac{C^{ch}}{C - C^{ch}} \right) \quad (7.1.2.2)$$

Η διαπερατότητα του ραδονίου για το συγκεκριμένο φίλτρο εκτιμήθηκε πειραματικά ίση με $(7.64 \pm 0.15) \times 10^{-7}$ $\text{cm}^2 \text{s}^{-1}$. Σημειώνεται ότι η σταθερά διαχύσεως του ραδονίου στον αέρα είναι περίπου $0.1 \text{ cm}^2 \text{s}^{-1}$ και στο νερό $10^{-5} \text{ cm}^2 \text{s}^{-1}$.

Στη συνέχεια εκτιμήθηκε ο χρόνος υστέρησης τ_M του ραδονίου κατά τη διέλευσή του από αυτό. Με γνωστή τη διαπερατότητα του ραδονίου δια του συγκεκριμένου ηθμού ο χρόνος υστέρησης υπολογίσθηκε μέσω της εξίσωσης (7.1.1.2) και βρέθηκε ίσος με (6.83 ± 1.01) h. Ο χρόνος αυτός είναι αρκετά μικρότερος από το χρόνο ημιζωής του ραδονίου (μόλις το 7%). Ως αποτέλεσμα αναμένουμε ότι πολύ μικρό ποσοστό του θα μεταστοιχειώνεται κατά τη διαδικασία διαχύσεως διαμέσου του φίλτρου. Σχετικά ορίζεται ο παράγοντας διαχωρισμού

ίσος με το λόγο των συγκεντρώσεων ραδιενέργειας του ραδονίου στο εσωτερικό και εξωτερικό χώρο του θαλάμου μέτρησης:

$$R_{222Rn} = \frac{C^{ch}}{C} \quad (7.1.2.3)$$

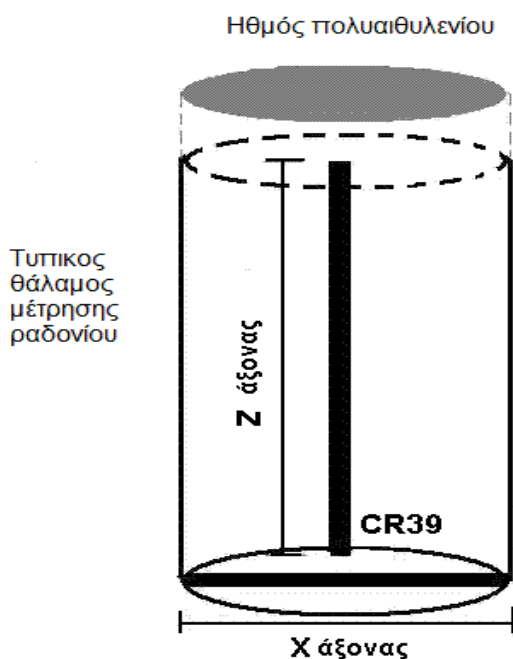
Ο παράγοντας διαχωρισμού του ^{222}Rn βρέθηκε ίσος με $(95 \pm 5)\%$. Για το θορόνιο (^{220}Rn) ο παράγοντας διαχωρισμού δεν ήταν δυνατό να εκτιμηθεί πειραματικά καθώς απαιτείται πηγή ^{232}Th . Ωστόσο, υποθέτοντας ότι ο χρόνος υστέρησης του ^{220}Rn δε διαφέρει σημαντικά από τον αντίστοιχο του ^{222}Rn , ο χρόνος παραμονής του αερίου ^{220}Rn στον ηθμό (6.83 ± 1.01) h είναι σημαντικά μεγαλύτερος από το χρόνο ημιζωής του (55.6 s). Έτσι το ^{220}Rn , δεν προλαβαίνει να διαπεράσει το φίλτρο πριν μεταστοιχειωθεί. Παρόμοιοι ηθμοί πολυαιθυλενίου έχει βρεθεί ότι επιτρέπουν μόλις στο 0.3% του θορονίου να εισέλθει στο θάλαμο μέτρησης. [Amgarou, 2002]. Συγκρίνοντας τα παραπάνω ποσοστά για τα δύο σημαντικά ραδιοϊσότοπα του ραδονίου συμπεραίνουμε ότι το θορόνιο επηρεάζει ελάχιστα την τιμή της εκτιμώμενης συγκέντρωσης ραδιενέργειας με το θάλαμο μέτρησης ο οποίος αναπτύχθηκε και έτσι μπορεί να αγνοηθεί στις μετρήσεις συγκεντρώσεων ραδονίου.

Τέλος, όπως αναφέρθηκε στο προηγούμενο εδάφιο μετά την απομάκρυνση του θαλάμου μέτρησης από το χώρο της μέτρησης, ο ανιχνευτής CR-39 θα πρέπει να παραμείνει για ένα χρονικό διάστημα εντός του θαλάμου με διατήρηση του ηθμού και κατά συνέπεια και της εσωτερικής συγκέντρωσης του ραδονίου. Ο χρόνος αυτός, εξαρτάται από τη διαπερατότητα του ραδονίου διαμέσου του ηθμού, μπορεί να υπολογισθεί μέσω της εξίσωσης (7.1.1.4) και για το συγκεκριμένο ανιχνευτικό σύστημα εκτιμήθηκε ίσος με (0.22 ± 0.03) h ή ίσος με 13 περίπου λεπτά. Σε περιπτώσεις όπου η συνολική έκθεση είναι πολύ μεγαλύτερη (της τάξεως των μηνών), το χρονικό αυτό διάστημα μπορεί να θεωρηθεί πρακτικά αμελητέο.

7.1.3. Μελέτη της γεωμετρίας του θαλάμου μέτρησης.

Το σχήμα και η γεωμετρία του θαλάμου μέτρησης που χρησιμοποιείται για την εκτίμηση της συγκεντρώσεως του ραδονίου έχουν στο παρελθόν αποτελέσει αντικείμενο εκτεταμένης έρευνας. Τόσο θεωρητικές ([Nikezic, 1994], [Nikezic et al., 1996], [Nikezic and Yu, 1999], [Pressyanov et al., 1999], [Nikezic and Stevanovic, 2005], [Mansy et al., 2005], [Palacios et al., 2005]) όσο και πειραματικές εργασίας ([Koo et al., 2002], [Koo et al., 2003], [Rehman et al., 2003]) έχουν καταλήξει στο συμπέρασμα ότι οι διαστάσεις του θαλάμου επηρεάζουν την επιφανειακή συγκέντρωση των ιχνών και κατά συνέπεια την απόκριση των ανιχνευτών πυρηνικών ιχνών. Η εξήγηση που δίνεται είναι ότι οι ανιχνευτές, οι οποίοι συνήθως τοποθετούνται στη βάση του θαλάμου μέτρησης, ακτινοβολούνται από τα

θυγατρικά ραδιοϊσότοπα του ραδονίου που έχουν εναποτεθεί στα τοιχώματα του θαλάμου. Σε ότι αφορά το σχήμα του θαλάμου μέτρησης σε όλες τις σχετικές εργασίες χρησιμοποιήθηκαν κυλινδρικά πλαστικά δοχεία καλυπτόμενα από διάφορα είδη ηθμών [Nikolaev and Ilie, 1999]. Ειδικά στις περιπτώσεις όπου χρησιμοποιήθηκαν θάλαμοι καλυπτόμενοι από ηθμούς με ανιχνευτές τοποθετημένους στη βάση τους, διάφορες εργασίες έχουν προτείνει τις διαστάσεις που είναι καλό οι θάλαμοι να έχουν ώστε να μεγιστοποιείται η πιθανότητα ανίχνευσης των σωματιδίων άλφα από τους ανιχνευτές. Έτσι έχει παρατηρηθεί μεγιστοποίηση της ευαισθησίας των ανιχνευτών όταν η ακτίνα του κυλίνδρου είναι 2 cm ως 5 cm και το ύψος του 5 cm ως 10 cm ([Nikezic et al., 1996], [Nikezic and Yu, 1999], [Rehman et al., 2003], [Mansy et al., 2005]). Ωστόσο, όπως επισημαίνεται από τους Nikezic and Yu [1999], ειδικά η αύξηση του ύψους του κυλίνδρου προκαλεί αύξηση του ποσοστού του ^{218}Po , το οποίο παραμένει στον αέρα του θαλάμου χωρίς να εναποτίθεται στις επιφάνειες, γεγονός που προσθέτει αβεβαιότητα στην μέτρηση της επιφανειακής συγκέντρωσης των ιχνών και κατά συνέπεια και στην εκτίμηση της συγκεντρώσεως του ραδονίου.



Σχήμα 7.1.3.1. Τοποθέτηση των ανιχνευτών κατά μήκος του ύψους (άξονας z) και της διαμέτρου (άξονας x) ενός κυλινδρικού θαλάμου μέτρησης.

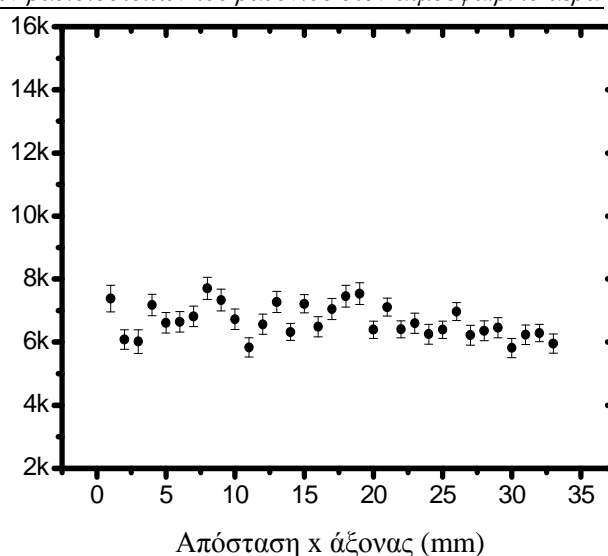
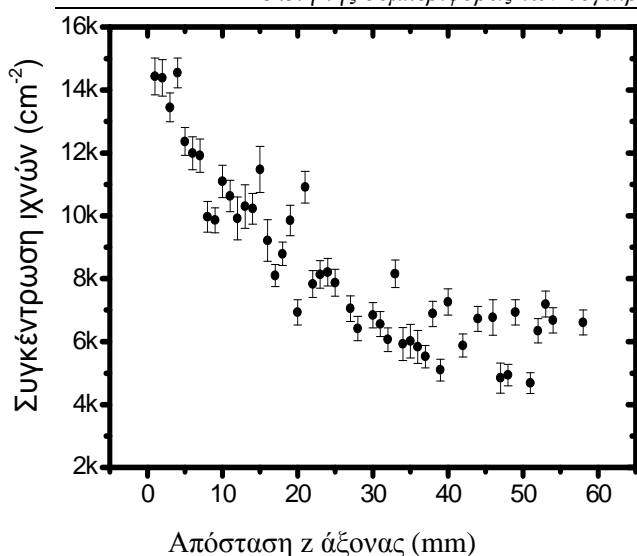
προσαρμόστηκαν ώστε να εφάπτονται της βάσης και του τοιχώματος του θαλάμου στις προαναφερθείσες διευθύνσεις. Δύο θάλαμοι από κάθε γεωμετρία εκτέθηκαν σε χώρο παραγωγής ραδονίου για διάστημα μιας εβδομάδας. Στη συνέχεια οι ανιχνευτές υπέστησαν χημική επεξεργασία 8 ωρών με διάλυμα NaOH συγκέντρωσης 6N στους 75° C. Οι εικόνες των ιχνών που καταγράφηκαν αποσκοπούσαν στην εκτίμηση της επιφανειακής συγκέντρωσης των ιχνών σε διάφορες θέσεις κατά μήκος των διευθύνσεων του ύψους και

Η αύξηση της ευαισθησίας του ανιχνευτικού συστήματος επιφέρει αύξηση του αριθμού των ιχνών που καταγράφονται και κατά συνέπεια συντελεί στην καλύτερη στατιστική ανάλυση. Έτσι, για την επιλογή της γεωμετρίας του θαλάμου μέτρησης μελετήθηκε η κατανομή των ιχνών σε τέσσερις διαφορετικούς τύπους θαλάμων. Το ύψος και των τεσσάρων επιλέχθηκε σταθερό και ίσο με 6cm, ενώ οι ακτίνες τους επιλέχθηκαν μεταξύ 1.8 cm με 4.7 cm, εύρος στο οποίο αναμένεται η υψηλότερη ευαισθησία. Η κατανομή του αριθμού των ιχνών διερευνήθηκε τόσο κατά τη διεύθυνση της ακτίνας όσο και κατά τη διεύθυνση του ύψους του θαλάμου. Στο σχήμα 7.1.3.1. παρουσιάζεται ο τρόπος με τον οποίο επιμήκη τεμάχια του ανιχνευτή CR-39 κόπηκαν και

της διαμέτρου των θαλάμων. Η καταμέτρηση των ιχνών πραγματοποιήθηκε με τη χρήση του προγράμματος TRIAC II. Στα σχήματα 7.1.3.2., 7.1.3.3., 7.1.3.4. και 7.1.3.5. παρουσιάζονται αποτελέσματα των μετρήσεων της επιφανειακής συγκέντρωσης για τις τέσσερις διαφορετικές γεωμετρίες.

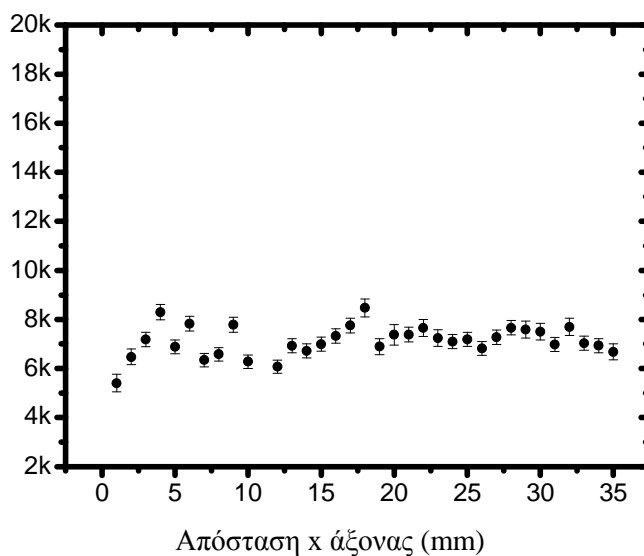
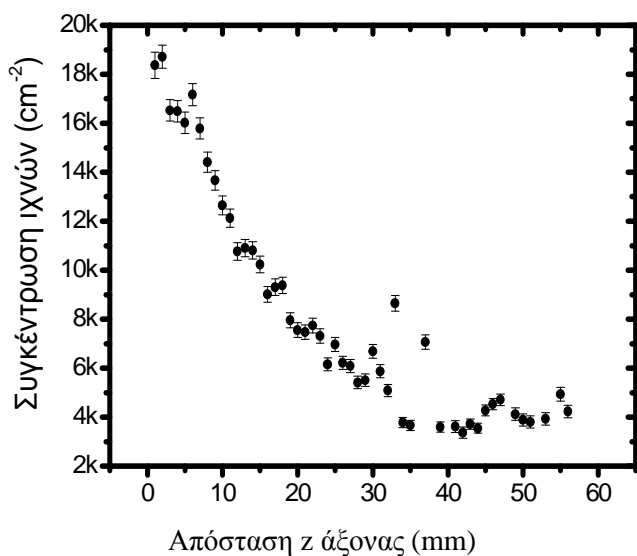
Όσον αφορά τα αποτελέσματα από τον κατακόρυφα τοποθετημένο ανιχνευτή, η αρίθμηση των θέσεων αρχίζει με αφετηρία το επάνω μέρος του θαλάμου, όπου τοποθετείται ο ηθμός και διαμέσου αυτού εισέρχεται το ραδόνιο στο χώρο. Όπως φαίνεται στα σχήματα, ανεξάρτητα από τη γεωμετρία, παρατηρείται μεγαλύτερη συγκέντρωση ιχνών στις πλησιέστερες προς το φίλτρο περιοχές. Σταδιακά και με φορά προς τη βάση του θαλάμου, η συγκέντρωση των ιχνών ελαττώνεται. Επίσης, στους ανιχνευτές που τοποθετήθηκαν στη βάση των θαλάμων, η συγκέντρωση των ιχνών δεν παρουσιάζει συστηματική διακύμανση. Μάλιστα στις περιπτώσεις των θαλάμων με ακτίνα από 1.4 cm ως 3.6 cm, ο μέσος όρος του αριθμού των ιχνών ανά τετραγωνικό εκατοστό είναι περίπου ίσος. Μικρή αύξηση παρουσιάζεται στην περίπτωση του θαλάμου με το μεγαλύτερο όγκο και ακτίνα 4.7 cm. Το φαινόμενο της αυξημένης συγκέντρωσης των ιχνών, κοντά στον ηθμό του πολυαιθυλενίου του θαλάμου μέτρησης παρατηρήθηκε πρόσφατα και από μια ακόμα ερευνητική ομάδα [Leung et al., 2007]. Η εξήγηση που προτείνεται είναι ότι τα θυγατρικά προϊόντα του ραδονίου που εναποτίθενται, στην εξωτερική πλευρά του φίλτρου, εκπέμπουν σωματίδια με ενέργεια ικανή ώστε να διαπεράσουν το λεπτό φίλτρο και να φθάσουν στην επιφάνεια του κατακόρυφα τοποθετημένου ανιχνευτή. Κατά αυτόν τον τρόπο στις πλησιέστερα στον ηθμό περιοχές του ανιχνευτή προσπίπτουν περισσότερα, σε σχέση με τα κατώτερα μέρη, σωματίδια τα οποία προέρχονται από θυγατρικά ισότοπα του ραδονίου εκτός του θαλάμου μέτρησης. Με δεδομένο ότι τα εναποτεθειμένα επί του φίλτρου θυγατρικά εκπέμπουν σωματίδια με ενέργεια 6.00 MeV και 7.69 MeV και ότι το πάχος του ηθμού απορροφά λιγότερο από 1 MeV, στα σωματίδια απομένει αρκετή ενέργεια ώστε να διασχίσουν μια απόσταση μερικών εκατοστών εντός του αέρα του θαλάμου μέτρησης και να φθάσουν στην επιφάνεια του κατακόρυφα τοποθετημένου ανιχνευτή.

Ανακεφαλαιωτικά, από τη μελέτη της επίδρασης της γεωμετρία του θαλάμου μέτρησης στις μετρήσεις, δεν παρατηρήθηκε αξιοσημείωτη αύξηση της συγκέντρωσης των ιχνών συναρτήσει της ακτίνας του θαλάμου μέτρησης σε ανιχνευτές που ήταν τοποθετημένοι στη βάση του θαλάμου. Κατά συνέπεια δεν προκύπτει θετική για την απόκριση του ανιχνευτή επίδραση της γεωμετρίας, στο συγκεκριμένο εύρος ακτίνων που μελετήθηκε. Έτσι η γεωμετρία του θαλάμου μέτρησης που επιλέχθηκε ήταν η μικρότερη (ακτίνα 1.8 cm και ύψος 6.0cm) για λόγους περισσότερο πρακτικούς.



α) Κατανομή της επιφανειακής συγκέντρωσης των ιχνών κατά μήκος ανιχνευτή τοποθετημένου παράλληλα με τον άξονα του κυλινδρικού θαλάμου. (Ανιχνευτής 1)

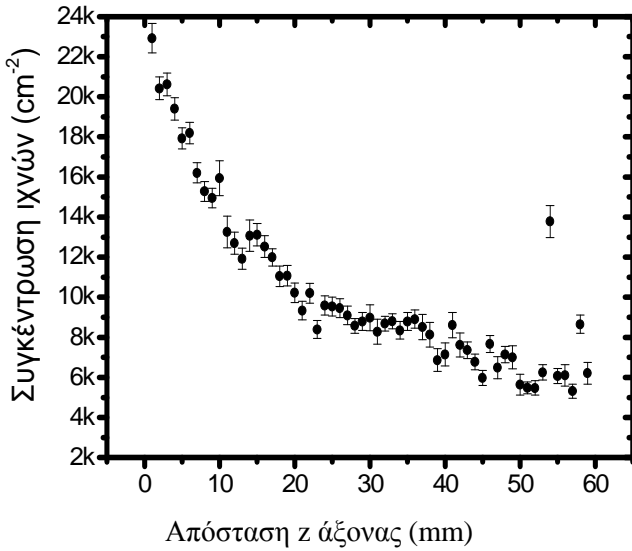
β) Κατανομή της επιφανειακής συγκέντρωσης των ιχνών κατά μήκος ανιχνευτή τοποθετημένου επάνω στην διάμετρο του κυλινδρικού θαλάμου. (Ανιχνευτής 1)



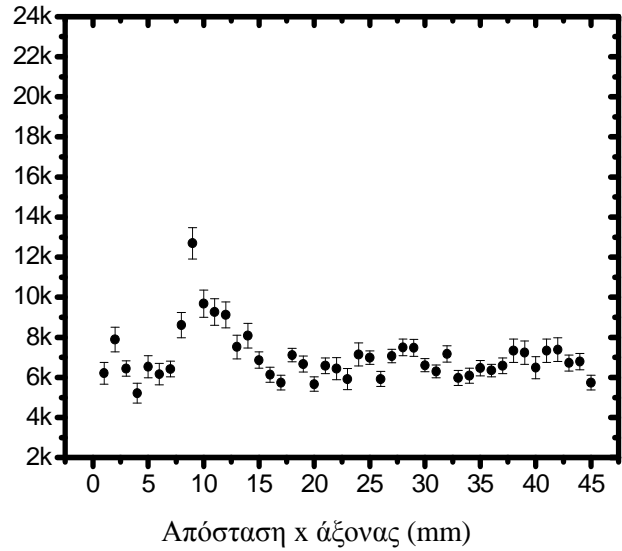
γ) Κατανομή της επιφανειακής συγκέντρωσης των ιχνών κατά μήκος ανιχνευτή τοποθετημένου παράλληλα με τον άξονα του κυλινδρικού θαλάμου. (Ανιχνευτής 2)

δ) Κατανομή της επιφανειακής συγκέντρωσης των ιχνών κατά μήκος ανιχνευτή τοποθετημένου επάνω στην διάμετρο του κυλινδρικού θαλάμου. (Ανιχνευτής 2)

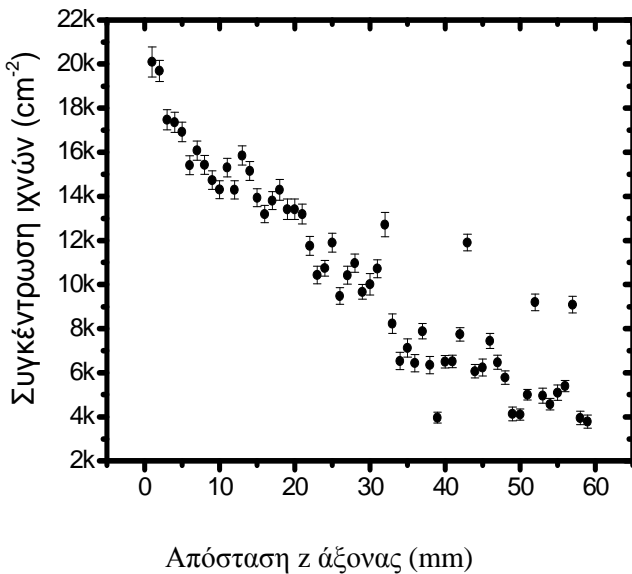
Σχήμα 7.1.3.2. Αποτελέσματα των μετρήσεων της επιφανειακής συγκέντρωσης των ιχνών σε επιλεγμένες διευθύνσεις εντός κυλινδρικού θαλάμου μέτρησης διαμέτρου 3.6 cm και ύψους 6.0 cm.



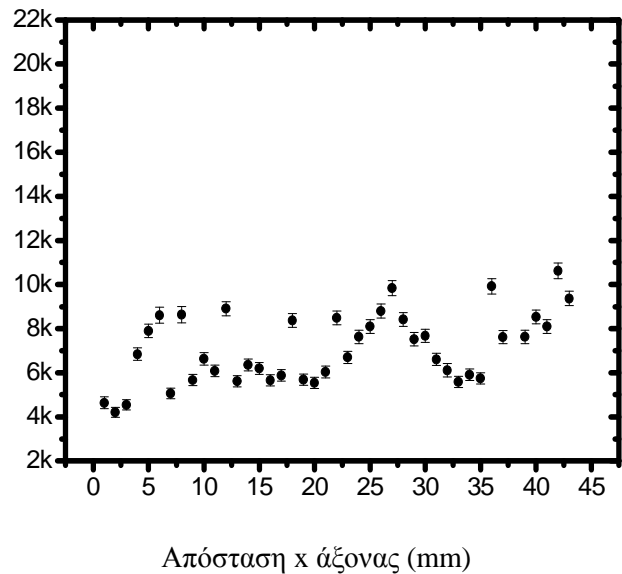
α) Κατανομή της επιφανειακής συγκέντρωσης των ιχνών κατά μήκος ανιχνευτή τοποθετημένου παράλληλα με τον άξονα του κυλινδρικού θαλάμου. (Ανιχνευτής 1)



β) Κατανομή της επιφανειακής συγκέντρωσης των ιχνών κατά μήκος ανιχνευτή τοποθετημένου επάνω στην διάμετρο του κυλινδρικού θαλάμου. (Ανιχνευτής 1)



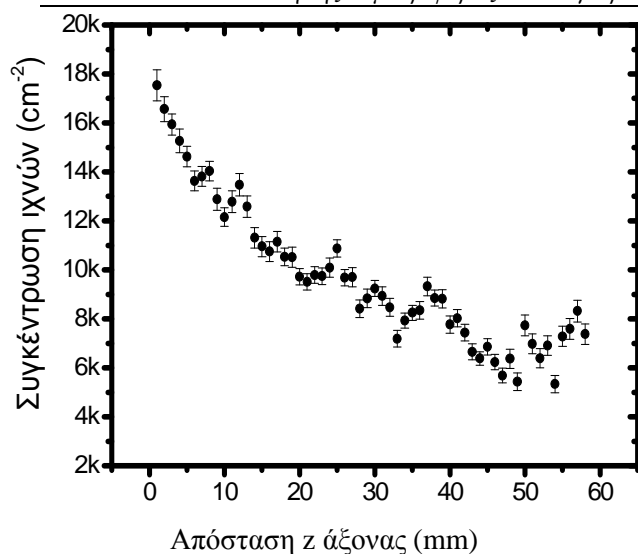
γ) Κατανομή της επιφανειακής συγκέντρωσης των ιχνών κατά μήκος ανιχνευτή τοποθετημένου παράλληλα με τον άξονα του κυλινδρικού θαλάμου. (Ανιχνευτής 2)



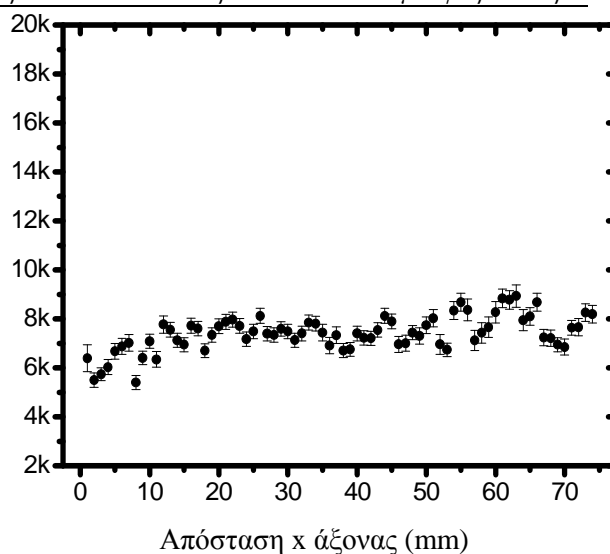
δ) Κατανομή της επιφανειακής συγκέντρωσης των ιχνών κατά μήκος ανιχνευτή τοποθετημένου επάνω στην διάμετρο του κυλινδρικού θαλάμου. (Ανιχνευτής 2)

Σχήμα 7.1.3.3. Αποτελέσματα των μετρήσεων της επιφανειακής συγκέντρωσης των ιχνών σε επιλεγμένες διευθύνσεις εντός κυλινδρικού θαλάμου μέτρησης διαμέτρου 4.6cm και ύψους 6.0cm.

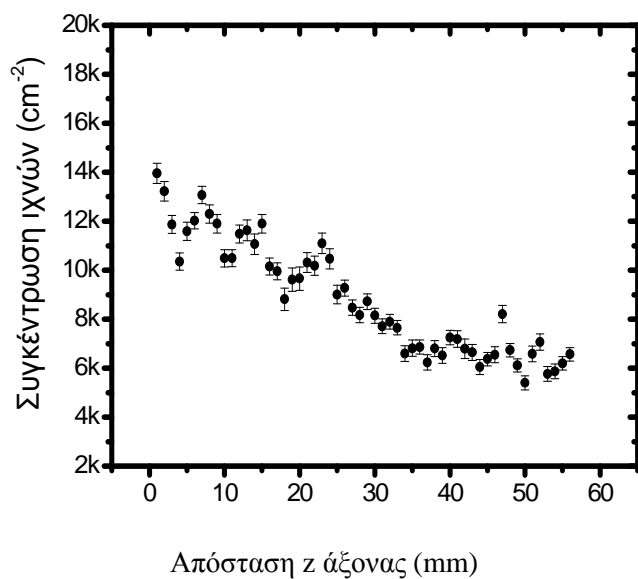
Μελέτη της συμπεριφοράς των θυγατρικών ραδιοϊσοτόπων του ραδονίου στον ατμοσφαιρικό αέρα



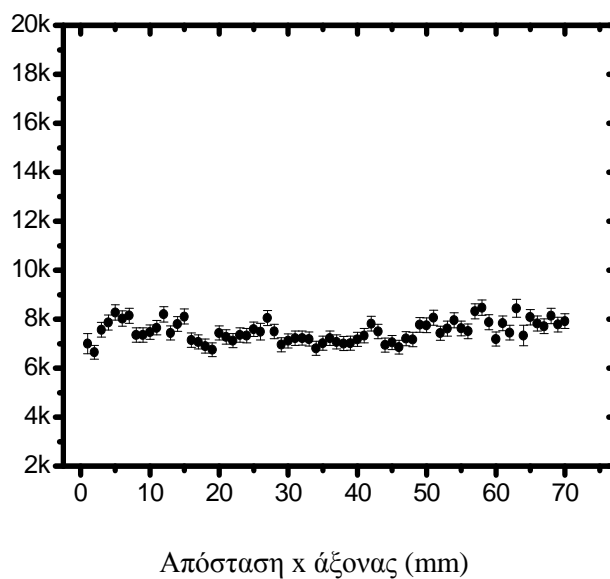
α) Κατανομή της επιφανειακής συγκέντρωσης των ιχνών κατά μήκος ανιχνευτή τοποθετημένου παράλληλα με τον άξονα του κυλινδρικού θαλάμου. (Ανιχνευτής 1)



β) Κατανομή της επιφανειακής συγκέντρωσης των ιχνών κατά μήκος ανιχνευτή τοποθετημένου επάνω στην διάμετρο του κυλινδρικού θαλάμου. (Ανιχνευτής 1)

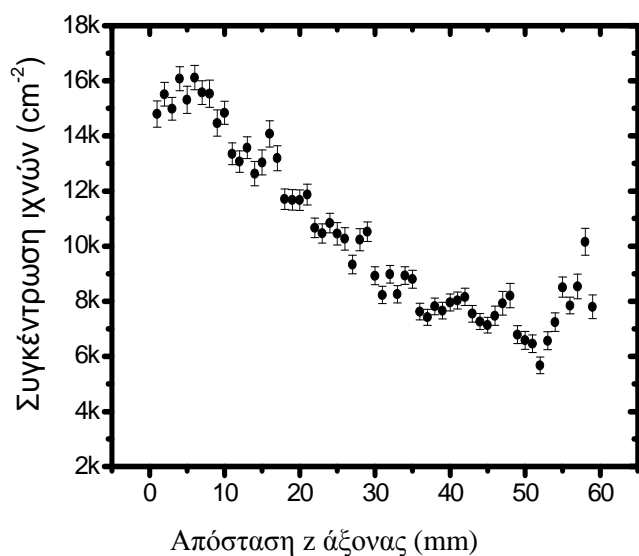


γ) Κατανομή της επιφανειακής συγκέντρωσης των ιχνών κατά μήκος ανιχνευτή τοποθετημένου παράλληλα με τον άξονα του κυλινδρικού θαλάμου. (Ανιχνευτής 2)

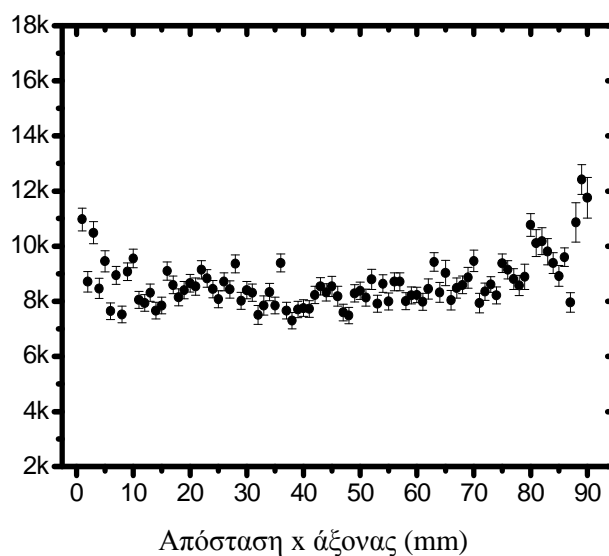


δ) Κατανομή της επιφανειακής συγκέντρωσης των ιχνών κατά μήκος ανιχνευτή τοποθετημένου επάνω στην διάμετρο του κυλινδρικού θαλάμου. (Ανιχνευτής 2)

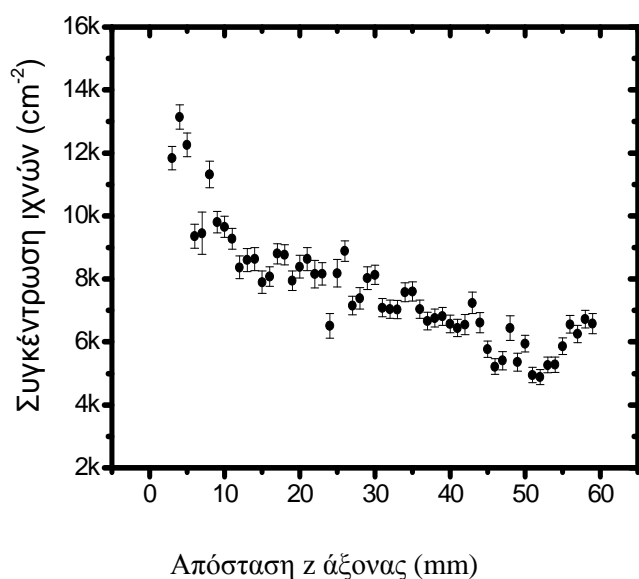
Σχήμα 7.1.3.4. Αποτελέσματα των μετρήσεων της επιφανειακής συγκέντρωσης των ιχνών σε επιλεγμένες διευθύνσεις εντός κυλινδρικού θαλάμου μέτρησης διαμέτρου 7.2cm και ύψους 6.0cm.



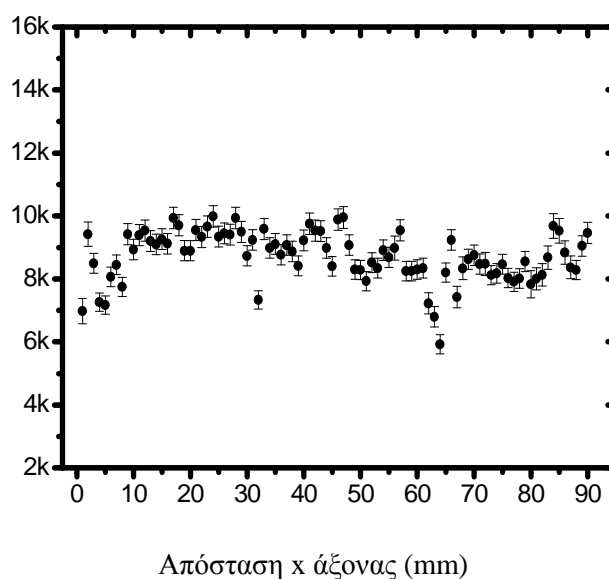
α) Κατανομή της επιφανειακής συγκέντρωσης των ιχθών κατά μήκος ανιχνευτή τοποθετημένου παράλληλα με τον άξονα του κυλινδρικού θαλάμου. (Ανιχνευτής 1)



β) Κατανομή της επιφανειακής συγκέντρωσης των ιχθών κατά μήκος ανιχνευτή τοποθετημένου επάνω στην διάμετρο του κυλινδρικού θαλάμου. (Ανιχνευτής 1)



γ) Κατανομή της επιφανειακής συγκέντρωσης των ιχθών κατά μήκος ανιχνευτή τοποθετημένου παράλληλα με τον άξονα του κυλινδρικού θαλάμου. (Ανιχνευτής 2)



δ) Κατανομή της επιφανειακής συγκέντρωσης των ιχθών κατά μήκος ανιχνευτή τοποθετημένου επάνω στην διάμετρο του κυλινδρικού θαλάμου. (Ανιχνευτής 2)

Σχήμα 7.1.3.5. Αποτελέσματα των μετρήσεων της επιφανειακής συγκέντρωσης των ιχθών σε επιλεγμένες διευθύνσεις εντός κυλινδρικού θαλάμου μέτρησης διαμέτρου 9.4cm και ύψους 6.0cm.

7.1.4. Προσδιορισμός της ευαισθησίας του συστήματος.

Έχοντας επιλέξει τόσο τον ηθμό όσο και τη γεωμετρία του θαλάμου μέτρησης, ακολούθησε η πειραματική εκτίμηση της ευαισθησίας του συστήματος ως προς την ικανότητα ανίχνευσης του ραδονίου. Η ευαισθησία (ε) μπορεί να ορισθεί ως η σταθερά αναλογίας μεταξύ μιας γνωστής έκθεσης σε ραδόνιο προς την πειραματικά μετρημένη ποσότητα της επιφανειακής συγκέντρωσης των ιχνών (ρ), δηλαδή:

$$\rho = \varepsilon \int_0^T C(t) dt \quad (7.1.4.1)$$

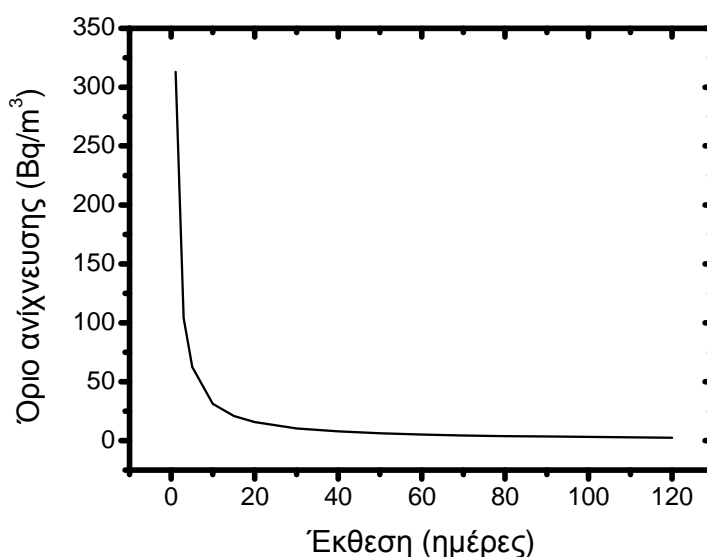
όπου με T συμβολίζεται ο ολικός χρόνος έκθεσης του συστήματος σε περιβάλλον ραδονίου με συγκέντρωση ραδιενέργειας C . Οι μονάδες μέτρησης της ευαισθησίας εξαρτώνται από τις μονάδες και των υπόλοιπων χρησιμοποιημένων μεγεθών. Συνηθέστερα χρησιμοποιούνται οι εξής: [$\text{m}^{-2}/\text{Bq sec m}^{-3}$], [$\text{cm}^{-2}/\text{kBq h m}^{-3}$] κλπ.

Όπως ορίστηκε η ευαισθησία αφορά την καταγραφή ιχνών σωματιδίων από τον ανιχνευτή είτε προέρχονται από το ραδόνιο είτε από τα θυγατρικά του προϊόντα. Για το λόγο αυτό ονομάζεται και ολική ευαισθησία. Στη βιβλιογραφία συναντάται επίσης και το μέγεθος της μερικής ευαισθησίας που αφορά την ικανότητα καταγραφής ιχνών από σωματίδια συγκεκριμένου ραδιοϊσοτόπου. Καθώς ο αριθμός των ιχνών εξαρτάται από τις συνθήκες χημικής επεξεργασίας, η ολική ευαισθησία θα πρέπει να προσδιορίζεται κάθε φορά που μεταβάλλονται οι συνθήκες χημικής επεξεργασίας του ανιχνευτή. Στην παρούσα εργασία για τον πειραματικό προσδιορισμό της ευαισθησίας έγινε χρήση του θαλάμου παραγωγής ραδονίου (παράγραφος 5.3.4.). Εντός του θαλάμου χωρητικότητας 160 L τοποθετήθηκε πηγή ραδίου ^{226}Ra ραδιενέργειας 2000 Bq σε μορφή υδατικού διαλύματος ποτισμένου σε απορροφητικό χάρτη. Η πηγή ραδίου εκλύει στο χώρο ραδόνιο, του οποίου η συγκέντρωση δεν είναι σταθερή, αλλά αυξάνει με το χρόνο. Έτσι η συγκέντρωση υπολογίζεται θεωρητικά με χρήση των εξισώσεων Bateman για διάφορα χρονικά διαστήματα έκθεσης και στη συνέχεια συσχετίζεται με την επιφανειακή συγκέντρωση των ιχνών. Ένας αριθμός ανιχνευτικών συστημάτων εκτέθηκαν για χρονικά διαστήματα από 2-10 ημέρες και στη συνέχεια υπέστησαν χημική επεξεργασία 8h σε διάλυμα NaOH συγκέντρωσης 6N σε θερμοκρασία 75°C. Για την καταγραφή των εικόνων της επιφάνειας των ανιχνευτών έγινε χρήση φακού μικροσκοπίου που παρείχε οπτικό πεδίο (2.127 ± 0.001) mm². Στον πίνακα 7.1.4.1. παρουσιάζονται τα αποτελέσματα της καταμέτρησης των ιχνών και η ευαισθησία του συστήματος όπως υπολογίστηκε μέσω της εξίσωσης (7.1.4.1) για τα αντίστοιχα χρονικά διαστήματα έκθεσης στο θάλαμο βαθμονόμησης.

Διάρκεια έκθεσης (ημέρες)	Συγκέντρωση ιχνών (cm^{-2})	Ευαισθησία $\times 10^{-2}$ ($\text{m}^{-2}/\text{Bq s m}^{-3}$)
2	742 ± 18	2.13 ± 0.05
3	1841 ± 30	2.48 ± 0.04
4	2492 ± 36	2.00 ± 0.03
5	2508 ± 29	1.36 ± 0.02
6	5148 ± 60	2.03 ± 0.02
7	5378 ± 41	1.64 ± 0.01
10	7658 ± 57	1.31 ± 0.01

Πίνακας 7.1.4.1. Αποτελέσματα της βαθμονόμησης του ανιχνευτικού συστήματος προσδιορισμού της συγκέντρωσης του ραδονίου.

Καθώς η ευαισθησία του συστήματος δεν εξαρτάται από το χρόνο έκθεσης τα αποτελέσματα προσεγγίστηκαν με μία ευθεία της μορφής $y=y_0$. Έτσι υπολογίστηκε τιμή της ευαισθησίας ίση με $\varepsilon = (1.85 \pm 0.16) \times 10^{-2}$ ($\text{m}^{-2}/\text{Bq s m}^{-3}$). Για τη συγκεκριμένη τιμή της ευαισθησίας και θεωρώντας μια τυπική τιμή του αριθμού των ιχνών υποβάθρου (background) ίση με 50 ίχνη ανά τετραγωνικό εκατοστό, το όριο ανίχνευσης ($3\sigma_{\text{bg}}$) του ανιχνευτικού συστήματος συναρτήσει του χρόνου έκθεσης παρουσιάζεται στο σχήμα 7.1.4.1.



Σχήμα 7.1.4.1. Όριο ανίχνευσης θαλάμου μέτρησης συναρτήσει του χρόνου έκθεσης σε περιβάλλον ραδονίου.

Γίνεται σαφές ότι η αύξηση του χρόνου έκθεσης των ανιχνευτών επιφέρει την αύξηση και του αριθμού των ιχνών που καταγράφονται εξασφαλίζοντας έτσι καλύτερη στατιστική, ελαχιστοποιώντας ταυτόχρονα και το όριο ανίχνευσης της μεθόδου. Το όριο ανίχνευσης θα πρέπει να προσδιορίζεται κάθε φορά πριν από μια σειρά μετρήσεων. Ο λόγος είναι ότι ο αριθμός των ιχνών υποβάθρου (background) αυξάνει συναρτήσει του χρόνου αποθήκευσης των ανιχνευτών, μια διαδικασία που συνήθως δεν μπορεί να αντιμετωπισθεί πλήρως.

Μελέτη της συμπεριφοράς των θυγατρικών ραδιοϊσοτόπων του ραδονίου στον ατμοσφαιρικό αέρα
Προκειμένου να βελτιωθεί το όριο ανίχνευσης θα πρέπει να προκαθορισθεί ανάλογα ο χρόνος έκθεσης των ανιχνευτών.

7.2. Ανιχνευτικό σύστημα μέτρησης των θυγατρικών του ραδονίου.

7.2.1. Πειραματική επαλήθευση του διαχωρισμού των ^{218}Po και ^{214}Po .

Στο κεφάλαιο 6 παρουσιάστηκε η ανάπτυξη μεθόδου για τον πειραματικό διαχωρισμό των εναποτεθειμένων σε επιφάνειες θυγατρικών ραδιοϊσοτόπων του ραδονίου και ειδικά εκείνων που μεταστοιχειώνονται με αποδιέγερση άλφα. Οι ανιχνευτές πυρηνικών ιχνών CR-39 καλύπτονται πριν από την έκθεσή τους με φύλλο αργιλίου ώστε να απορροφάται μέρος της ενέργειας των σωματιδίων άλφα. Στη συνέχεια, τα γεωμετρικά και οπτικά χαρακτηριστικά των ιχνών χρησιμοποιούνται για το διαχωρισμό εκείνων των ιχνών που σχηματίζονται από σωματίδια ενέργειας που υπολογίζεται ίση με την ενέργεια των σωματιδίων που εκπέμπονται κατά την αποδιέγερση του εναποτεθειμένου ^{218}Po και ^{214}Po .

Για την πειραματική επαλήθευση της μεθόδου έγινε σύγκριση των αποτελεσμάτων της μεθόδου που αναπτύχθηκε με τα αποτελέσματα συστήματος φασματοσκοπίας ανιχνευτή ημιαγωγού τύπου CAM PIPS. Οι εν λόγω ανιχνευτές τροφοδοτούνται με τάση χωρίς κίνδυνο καταστροφής τους σε ατμοσφαιρικές συνθήκες και χρησιμοποιούνται ευρέως σε πολλές περιβαλλοντολογικές μετρήσεις ραδιενέργειας. Σε ένα θάλαμο βαθμονόμησης χωρητικότητας 67 L (παρόμοιο με αυτόν που αναφέρεται στην παράγραφο 5.3.4 με τη διαφορά ότι ήταν μικρότερος και κατασκευασμένος από πλαστικό ώστε να διέρχεται μέσω ανοιγμάτων το καλώδιο τροφοδοσίας του ανιχνευτή CAM PIPS τοποθετήθηκαν ένας ανιχνευτής τύπου CAM PIPS και αριθμός ανιχνευτών CR-39 κατάλληλα καλυμμένων με φύλλο αργιλίου παρουσία ραδιενεργού πηγής ραδίου ραδιενέργειας 4000 Bq. Στόχος ήταν η σύγκριση των αποτελεσμάτων των δύο συστημάτων όσο αφορά τα θυγατρικά ραδιοϊσότοπα του ραδονίου, τα οποία ανιχνεύονται εναποτεθειμένα στην επιφάνεια των ανιχνευτών.

Γενικά είναι δύσκολο να συγκριθούν αποτελέσματα από δύο τόσο διαφορετικά ανιχνευτικά συστήματα. Το εύρος ενεργειών των σωματιδίων που ανιχνεύονται διαφέρει σημαντικά. Στην περίπτωση του ανιχνευτή CAM PIPS η ρύθμιση των ηλεκτρονικών μονάδων που τον υποστηρίζουν οδήγησε σε εύρος ενεργειών σωματιδίων άλφα από 1000 keV έως 9000 keV. Το αντίστοιχο εύρος ενεργειών για του ανιχνευτές CR-39 με 8 ώρες χημικής επεξεργασίας σε διάλυμα NaOH συγκέντρωσης 6N σε θερμοκρασία 75° C κυμαίνεται μεταξύ 1000 keV και 6000 keV. Επιπρόσθετα, η ικανότητα ανίχνευσης των σωματιδίων μπορεί να θεωρηθεί με ικανοποιητική ακρίβεια σταθερή συναρτήσει της ενέργειας και της γωνίας πρόσπτωσης των σωματιδίων μόνο στην περίπτωση

φασματοσκοπίας με ανιχνευτή CAM PIPS. Όπως αποδείχθηκε πειραματικά και αναφέρθηκε στο κεφαλαίο 6, δεν ισχύει παρόμοια παραδοχή για τους ανιχνευτές πυρηνικών ιχνών, καθώς το μέγεθος των ιχνών ή η φωτεινότητά τους μπορεί να μη παρέχουν τη δυνατότητα διάκρισης του ίχνους από το υπόβαθρο των εικόνων για τις συγκεκριμένες συνθήκες επεξεργασίας και το σύστημα συλλογής δεδομένων που χρησιμοποιείται. Η παραδοχή αυτή μπορεί μόνο προσεγγιστικά να αξιοποιηθεί για εύρος ενεργειών 1500 keV ως 5500 keV και για γωνίες πρόσπτωσης των σωματιδίων από 90° ως 45° ως προς την επιφάνεια του ανιχνευτή. Τα ανωτέρω θα πρέπει να ληφθούν σοβαρά υπόψη στην επιλογή του κριτηρίου σύγκρισης των δύο ανιχνευτικών συστημάτων, προκειμένου τα ιδιαίτερα χαρακτηριστικά ανίχνευσης να μην επηρεάσουν τη σύγκριση.

Ως το πλέον κατάλληλο κριτήριο επιλέχθηκε ο λόγος του αριθμού των γεγονότων (ή αντίστοιχα των ιχνών) που προκύπτουν από τα εναποτεθειμένα θυγατρικά ισότοπα. Συγκεκριμένα για καθένα από τα συστήματα υπολογίστηκε ξεχωριστά ο λόγος του αριθμού των γεγονότων (ή ιχνών) που οφείλονται στην εναπόθεση του πολωνίου ^{214}Po ως προς τον αντίστοιχο αριθμό που οφείλονται στην εναπόθεση του πολωνίου ^{218}Po . Αρχικά αναλύθηκαν τα φάσματα που συλλέχθηκαν με τον ανιχνευτή CAM PIPS. Εντοπίστηκαν οι κορυφές που αντιστοιχούν στα σωματίδια άλφα από τα δυο θυγατρικά ισότοπα και μετρήθηκαν τα γεγονότα που ανιχνεύθηκαν σε συγκεκριμένο χρονικό διάστημα έκθεσης. Για το ίδιο διάστημα έκθεσης διαχωρίστηκαν και καταμετρήθηκαν τα ίχνη που καταγράφηκαν με τους ανιχνευτές CR-39 και αφορούσαν τα σωματίδια άλφα των εναποτεθειμένων θυγατρικών.

Επίσης για το συγκεκριμένο λόγο μπορεί να πραγματοποιηθεί και θεωρητικός υπολογισμός με χρήση του προτύπου των Jacobi-Knutson ([Jacobi, 1972], [Knutson, 1988]). Για την εφαρμογή του προτύπου απαιτείται ο προσδιορισμός ενός αριθμού μεταβλητών που επηρεάζουν τη συμπεριφορά των θυγατρικών του ραδονίου στον αέρα. Οι σημαντικότερες αφορούν το ρυθμό αερισμού του χώρου (λ_v), το ρυθμό προσάρτησης των θυγατρικών σε αερολύματα (λ_a) και το ρυθμό εναπόθεσης των προσαρτημένων και των μη προσαρτημένων ραδιοϊσοτόπων (λ_d^a και λ_d^m αντίστοιχα) στις διαθέσιμες επιφάνειες. Ο πειραματικός προσδιορισμός των ανωτέρω μεγεθών είναι πολύπλοκη διαδικασία και απαιτεί τη χρήση ανιχνευτικών συστημάτων συνεχούς καταγραφής της συγκεντρώσεως του ραδονίου και των θυγατρικών του σε ένα χώρο. Μπορεί ωστόσο να πραγματοποιηθεί χρήση ενδεικτικών τιμών από τη βιβλιογραφία ([ICRP, 1987], [Knutson, 1988], [Porstendorfer, 1994], [UNSCEAR, 2000]), με κατάλληλη τροποποίηση ώστε να ανταποκρίνονται στις συνθήκες στο χώρο του θαλάμου βαθμονόμησης. Οι ενδεικτικές τιμές που χρησιμοποιήθηκαν παρουσιάζονται στον πίνακα 3.3.2.1. του κεφαλαίου 3, από τις οποίες οι ρυθμοί εναπόθεσης των προσαρτημένων και των μη προσαρτημένων θυγατρικών χρησιμοποιήθηκαν χωρίς τροποποίηση καθώς αφορούν ιδιότητες των ίδιων των θυγατρικών ή των αερολυμάτων-φορέων τους και δε

Μελέτη της συμπεριφοράς των θυγατρικών ραδιοϊσοτόπων του ραδονίου στον ατμοσφαιρικό αέρα σχετίζονται άμεσα με το χώρο έκθεσης. Για το ρυθμό αερισμού χρησιμοποιήθηκε η ελάχιστη τιμή εντός του προτεινόμενου εύρους με δεδομένο ότι ο θάλαμος βαθμονόμησης ήταν ερμητικά κλειστός και δεν υποστηριζόταν από κανένα μέσο τεχνητού εξαερισμού. Επίσης, για το ρυθμό προσάρτησης σε αερολύματα έγινε χρήση της μικρότερης τιμής καθώς στο εσωτερικό του θαλάμου υπήρχαν μόνο αερολύματα υποβάθρου.

	²¹⁸ Po (εναποτεθειμένο)	²¹⁴ Po (εναποτεθειμένο)	²¹⁴ Po / ²¹⁸ Po
Μοντέλο Jacobi-Knutson	(Bq/m ³)	(Bq/m ³)	
	$0.68C_{Rn}$	$0.96C_{Rn}$	1.41
Ανιχνευτής τύπου Cam Pips	(αρ. γεγονότων) x10 ³	(αρ.γεγονότων) x10 ³	
	1.10 ± 0.01	1.63 ± 0.02	1.48 ± 0.03
Ανιχνευτής τύπου CR-39	(αρ. ιχνών / cm ²) x10 ³	(αρ. ιχνών / cm ²) x10 ³	
	5.33 ± 0.31	7.09 ± 0.36	1.33 ± 0.10
	6.47 ± 0.34	7.91 ± 0.38	1.22 ± 0.09
	5.65 ± 0.32	6.89 ± 0.35	1.22 ± 0.09
	8.64 ± 0.40	12.8 ± 0.48	1.48 ± 0.09
	8.75 ± 0.28	12.1 ± 0.33	1.39 ± 0.06
	11.0 ± 0.45	15.2 ± 0.53	1.39 ± 0.07
	11.4 ± 0.32	13.5 ± 0.35	1.19 ± 0.05
	8.28 ± 0.39	11.6 ± 0.46	1.40 ± 0.09
	9.36 ± 0.29	11.0 ± 0.32	1.18 ± 0.05
	9.48 ± 0.42	12.5 ± 0.48	1.32 ± 0.08
	8.51 ± 0.28	11.6 ± 0.32	1.36 ± 0.06

Πίνακας 7.2.1.1 Αποτελέσματα μετρήσεων εναποτεθειμένων θυγατρικών ισοτόπων του ραδονίου ²¹⁸Po και ²¹⁴Po. Η προβλεπόμενη από το θεωρητικό πρότυπο τιμή της συγκεντρώσεως δίνεται ως κλάσμα της συγκέντρωσης του μητρικού ισοτόπου ραδονίου στον υπό μελέτη χώρο.

Στον πίνακα 7.2.1.1. απεικονίζονται οι πειραματικές τιμές του λόγου των ανιχνευόμενων θυγατρικών και η εκτίμηση του θεωρητικού προτύπου. Όπως διαπιστώνεται η πρόβλεψη του θεωρητικού προτύπου 1.41 βρίσκεται σε καλή συμφωνία με το αποτέλεσμα του ανιχνευτή CAM PIPS (1.48 ± 0.03). Επίσης, ικανοποιητική κρίνεται και η συμφωνία που

προκύπτει από τον αριθμητικό μέσο όρο των αποτελεσμάτων των ανιχνευτών CR-39. Συγκεκριμένα από τους έντεκα συνολικά ανιχνευτές που χρησιμοποιήθηκαν ο λόγος του αριθμού των ιχνών των εναποτεθειμένων θυγατρικών βρέθηκε ίσος με (1.32 ± 0.10) , τιμή κοντά τόσο στην θεωρητική πρόβλεψη όσο και στην τιμή που μετρήθηκε με τον ανιχνευτή CAM PIPS.

Συμπερασματικά, η προτεινόμενη μέθοδος κρίνεται ότι μπορεί να αξιοποιηθεί για τον πειραματικό διαχωρισμό των θυγατρικών ραδιοϊσοτόπων ^{218}Po και ^{214}Po του ραδονίου. Θα πρέπει ωστόσο να επισημανθεί η ανάγκη καλής στατιστικής η οποία απαιτεί την καταγραφή μεγάλων επιφανειακών συγκεντρώσεων ιχνών της τάξεως των $(2 - 4) \times 10^4$ ιχνών ανά cm^2 . Προσοχή απαιτείται στο ότι το σύνολο των ιχνών δεν είναι το μοναδικό μέγεθος που επηρεάζει τη στατιστική της μεθόδου. Κατά τη διαδικασία της επιλογής των ιχνών που αντιστοιχούν σε σωματίδια που εκπέμπονται από τα εναποτεθειμένα στην επιφάνεια των ανιχνευτών θυγατρικά ισότοπα απορρίπτεται σημαντικός αριθμός ιχνών λόγω της εφαρμογής των κριτηρίων διαχωρισμού. Το ποσοστό των ιχνών που επιλέγεται και ταξινομείται σε ένα από τα δύο θυγατρικά ισότοπα του ραδονίου, εκτός από τη συγκέντρωση του ίδιου στον αέρα εξαρτάται και από τις συνθήκες της ατμόσφαιρας. Για παράδειγμα αναφέρεται ότι η αύξηση της συγκέντρωσης των αερολυμάτων του χώρου οδηγεί σε αύξηση του ποσοστού των προσαρτημένων θυγατρικών και σε αντίστοιχη μείωση του αριθμού των εναποτεθειμένων στις επιφάνειες θυγατρικών ισοτόπων, δεδομένου ότι αυτά οφείλονται σχεδόν αποκλειστικά στα ελεύθερα μη προσαρτημένα θυγατρικά.

7.2.2. Εφαρμογή της μεθόδου σε μετρήσεις κλειστού χώρου.

Ο διαχωρισμός των εναποτεθειμένων θυγατρικών πραγματοποιήθηκε με στόχο την ανάπτυξη μιας μεθόδου μελέτης της συμπεριφοράς των θυγατρικών ραδιοϊσοτόπων του ραδονίου στον αέρα. Αυτή επηρεάζεται από συνθήκες του περιβάλλοντος και κυρίως από τη συγκέντρωση των αερολυμάτων και τον εξαερισμό του χώρου. Εφόσον το ραδόνιο προμηθεύει μεν τα θυγατρικά ισότοπα στο χώρο αλλά δεν ορίζει τη συμπεριφορά τους, δεν μπορεί να γίνει βαθμονόμηση της μεθόδου ως προς τη συγκέντρωση του αερίου. Αντίθετα απαιτείται η γνώση της συγκεντρώσεως των αερολυμάτων και του ρυθμού εξαερισμού του χώρου καθώς και η επιλογή ενός κατάλληλου μεγέθους προς μέτρηση. Ως μέγεθος για μελέτη μπορεί να επιλεγεί ο λόγος μεταξύ του αριθμού των ανιχνευόμενων σωματιδίων του εναποτεθειμένου ^{214}Po ως προς τον αντίστοιχο αριθμό του ^{218}Po καθώς η εναπόθεσή τους επηρεάζεται σημαντικά από τις προαναφερθείσες συνθήκες. Επίσης μπορεί να αξιοποιηθεί πειραματικά και ο λόγος του αριθμού των ιχνών που αντιστοιχούν στα εναποτεθειμένα

θυγατρικά ισότοπα προς το σύνολο των καταμετρημένων ιχνών. Το σύνολο των ιχνών αναλογεί στη συγκέντρωση του ραδονίου στο χώρο και έτσι ο λόγος αυτός απεικονίζει το ποσοστό του κάθε θυγατρικού ισότοπου που εναποτίθεται ως προς τη συγκέντρωση του ραδονίου στο χώρο. Τα ανωτέρω μεγέθη επηρεάζονται από τη μεταβολή της συγκεντρώσεως των αερολυμάτων του χώρου, όπως διερευνήθηκε και στο κεφάλαιο 3. Συγκεκριμένα, η αύξηση της συγκέντρωσης των αερολυμάτων επιφέρει αφενός μεν την αύξηση του λόγου του εναποτεθειμένου ^{214}Po προς το ^{218}Po και αφετέρου τη μείωση του ποσοστού και των δύο ως προς τη συγκέντρωση του μητρικού πυρήνα.

Η πειραματική παρακολούθηση της συγκέντρωσης των αερολυμάτων και του ρυθμού εξαερισμού απαιτεί τη χρήση εξειδικευμένων μετρητών. Ωστόσο, μπορεί να βρεθεί περιβάλλον αναφοράς κατάλληλο για τη βαθμονόμηση των ανιχνευτικών διατάξεων ως προς τα μεγέθη που επιλέχθηκαν, όπως ο αέρας ενός καλά εξαερισμένου δωματίου. Στη περίπτωση αυτή η συγκέντρωση αερολυμάτων θεωρείται ως συγκέντρωση υποβάθρου αερολυμάτων ίση με $(10^{-5} - 10^{-3}) \text{ gr/m}^3$. Εάν ο χώρος αυτός παραμείνει ερμητικά κλειστός σε όλη τη διάρκεια της έκθεσης, ο ρυθμός αερισμού λαμβάνει την ελάχιστη τιμή στο εύρος των τιμών αναφοράς. Για το πείραμα ελέγχου της μεθόδου χρησιμοποιήθηκε χώρος με τις προαναφερθείσες ιδιότητες και οι τιμές των σχετικών μετρήσεων μπορούν να χρησιμοποιηθούν ως τιμές αναφοράς για ένα περιβάλλον, στο οποίο η συγκέντρωση των αερολυμάτων θεωρείται ως συγκέντρωση υποβάθρου. Στον πίνακα 7.2.2.1. παρουσιάζονται οι πειραματικά προσδιορισμένες τιμές λόγων συγκεντρώσεων στο χώρο αναφοράς.

$^{218}\text{Po} / \text{Σύνολο}$	$^{214}\text{Po} / \text{Σύνολο}$	$^{218}\text{Po} + ^{214}\text{Po} / \text{Σύνολο}$
0.21 ± 0.01	0.28 ± 0.02	0.50 ± 0.02
0.26 ± 0.02	0.32 ± 0.02	0.57 ± 0.03
0.26 ± 0.02	0.32 ± 0.02	0.59 ± 0.03
0.24 ± 0.01	0.36 ± 0.02	0.60 ± 0.02
0.25 ± 0.01	0.34 ± 0.01	0.59 ± 0.02
0.26 ± 0.01	0.36 ± 0.01	0.62 ± 0.02
0.27 ± 0.01	0.32 ± 0.01	0.58 ± 0.01
0.27 ± 0.01	0.37 ± 0.02	0.64 ± 0.02
0.27 ± 0.01	0.32 ± 0.01	0.58 ± 0.02
0.25 ± 0.01	0.33 ± 0.01	0.58 ± 0.01

Πίνακας 7.2.2.1. Οι τιμές του λόγου του αριθμού των ιχνών ανά θυγατρικό προς το σύνολο των καταμετρημένων ιχνών για 11 ανιχνευτές CR-39.

Όπως φαίνεται οι τιμές των λόγων για τους έντεκα συνολικά ανιχνευτές έχουν παραπλήσιες τιμές παρά το ότι διαφέρει σημαντικά (έως και 50%) ο αριθμός των καταμετρημένων αντίστοιχων ιχνών. Χρησιμοποιώντας τον αριθμητικό μέσο όρο, ο λόγος του αριθμού των ιχνών από το εναποτεθειμένο πολώνιο ^{214}Po ως προς το σύνολο των καταμετρημένων ιχνών βρέθηκε ίσος με (0.33 ± 0.03) , ο αντίστοιχος λόγος για το ^{218}Po ίσος με (0.25 ± 0.02) και ο λόγος του αθροίσματος των δύο θυγατρικών ισοτόπων προς το σύνολο των ιχνών ίσος με (0.58 ± 0.04) .

Το ποσοστό του εναποτεθειμένου πολωνίου ^{214}Po βρέθηκε να είναι μεγαλύτερο από το αντίστοιχο του ^{218}Po σε κάθε περίπτωση. Το αποτέλεσμα αυτό έρχεται σε συμφωνία με τις θεωρητικές προβλέψεις και οφείλεται στον περισσότερο χρόνο που παραμένουν τα θυγατρικά ισότοπα πριν να σχηματίσουν το ^{214}Po . Παρά το ότι ο χρόνος ημιζωής του ^{214}Po (165μs) είναι πολύ μικρότερος του ^{218}Po (3 min) μεσολαβεί η παραγωγή τριών θυγατρικών πυρήνων μέχρι να σχηματισθεί το ^{214}Po και σχεδόν ακαριαία μεταστοιχειωθεί. Εκτός από το ^{218}Po που είναι ο πρώτος θυγατρικός πυρήνας του ραδονίου, ακολουθούν ο μόλυβδος ^{214}Pb και το βισμούθιο ^{214}Bi με χρόνους ημιζωής 27 min και 20 min αντίστοιχα. Μέσα στο χρονικό αυτό διάστημα, τα θυγατρικά ισότοπα μετά το ^{218}Po έχουν αρκετό χρόνο να διαχυθούν και να προσεγγίσουν μια επιφάνεια και τελικά να εναποτεθούν σε αυτήν. Με δεδομένο ότι από την αποδιέγερση βήτα δεν αποκτούν ενέργεια ανάκρουσης ικανή να τα αναγκάσει να επιστρέψουν στον αέρα, η πιθανότητα να πραγματοποιηθεί ο σχηματισμός του ^{214}Po ενώ ο μητρικός του πυρήνας να είναι ήδη εναποτεθειμένος είναι μεγαλύτερη από του ^{218}Po , το οποίο κατά το σχηματισμό του (μεταστοιχείωση του ραδονίου) βρίσκεται σίγουρα στον αέρα. Τέλος οι ανωτέρω τιμές χρησιμοποιήθηκαν ως τιμές αναφοράς για τις περιβαλλοντικές μετρήσεις που ακολούθησαν.

7.3. Εφαρμογή της μεθόδου σε περιβαλλοντικές μετρήσεις .

7.3.1. Μελέτη της συμπεριφοράς του ραδονίου και των θυγατρικών του στον αέρα του σπηλαίου Περάματος .

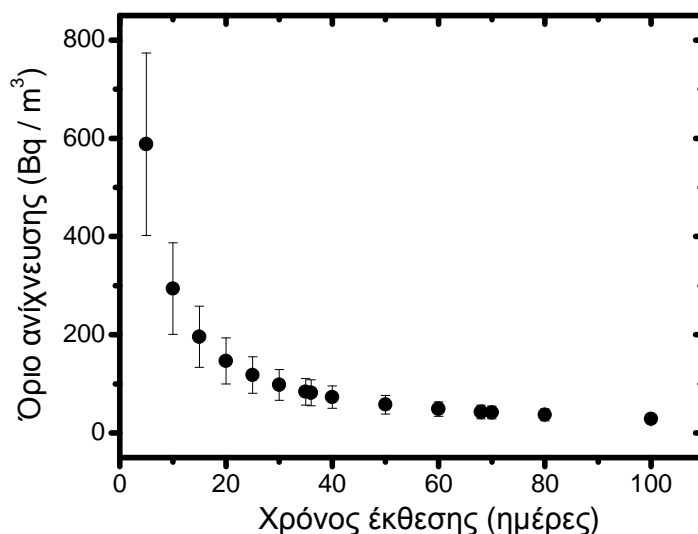
Βασικός στόχος της παρούσας διατριβής ήταν η ανάπτυξη μεθόδου για τον προσδιορισμό της συγκέντρωσης του ραδονίου και τη μελέτη της συμπεριφοράς των θυγατρικών του ισοτόπων στο περιβάλλον υπό διάφορες ατμοσφαιρικές συνθήκες. Βασική προϋπόθεση ήταν η μέθοδος να μην απαιτεί τροφοδοσία ρεύματος ή παρουσία εξειδικευμένου προσωπικού κατά την έκθεση των ανιχνευτών στον προς μέτρηση χώρο. Επίσης, οι ανιχνευτές θα έπρεπε να εγκαθίστανται εύκολα χωρίς η λειτουργία τους να

επηρεάζει τις συνθήκες του χώρου μέτρησης, να πραγματοποιούνται ολοκληρωμένες ως προς το χρόνο μετρήσεις και το κόστος εφαρμογής να είναι μικρό. Μετά την εκπλήρωση των ανωτέρω υποχρεώσεων ακολούθησε η πειραματική αξιοποίηση της μεθόδου, η οποία μπορεί να χρησιμοποιηθεί για μετρήσεις ακόμα και σε χώρους με αστάθμητους φυσικούς παράγοντες και πρακτικές δυσκολίες μέτρησης όπως τα σπήλαια, τα ορυχεία, τα αρτεσιανά φρέατα, υπό την επιφάνεια του εδάφους κ.λ.π.

Οι συμπεριφορά του ραδονίου και των θυγατρικών ισοτόπων μελετήθηκε στις συνθήκες του σπηλαίου Περάματος Ιωαννίνων. Το σπήλαιο του Περάματος βρίσκεται στο νομό Ιωαννίνων, εντός του λόφου Γκοριτσά δίπλα στη λίμνη Παμβώτιδα. Απέχει μόλις 4 χιλιόμετρα από την πόλη των Ιωαννίνων και αποτελεί ένα από τα κυριότερα τουριστικά ενδιαφέροντα της περιοχής. Ανακαλύφθηκε το 1942 και εξερευνήθηκε το 1954. Είναι το πρώτο σπήλαιο της χώρας, το οποίο αξιοποιήθηκε τουριστικά και υπολογίζεται ότι προσελκύει 85 με 88 χιλιάδες επισκέπτες ετησίως. Η επιφάνειά του καλύπτει περίπου 18.500 m² και μια διαδρομή περίπου 850 m είναι προσβάσιμη από τους επισκέπτες. Ο ασβεστόλιθος αποτελεί το βασικό πέτρωμα του υπεδάφους παρόμοιων σπηλαίων. Όπως έχει βρεθεί, ο ασβεστόλιθος περιέχει ποσότητες ουρανίου (1.3 ppm έως 2.4 ppm), οι οποίες μπορεί να μεταφερθούν από υπόγεια ύδατα και να συσσωρευθούν [Hakl et al., 1997] αυξάνοντας έτσι τοπικά τις συγκεντρώσεις σε ουράνιο και ράδιο. Το σχηματιζόμενο ραδόνιο διαχέεται διαμέσου των πόρων του πετρώματος και συσσωρεύεται στον αέρα του σπηλαίου. Η απουσία φυσικού και τεχνητού εξαερισμού οδηγεί στην αύξηση της συγκεντρώσεώς του, η οποία μπορεί να αποτελέσει κίνδυνο κυρίως για τους εργαζόμενους του σπηλαίου. Επιπρόσθετα η αυξημένη υγρασία (η οποία μετρήθηκε ίση με 92% - 97% κατά τη διάρκεια μιας διαδρομής) επηρεάζει τον αριθμό των αιωρούμενων σωματιδίων, το μέγεθός τους αλλά και την ικανότητα διαχύσεως των θυγατρικών του ραδονίου ([Porstendorfer and Mercer, 1978], [Pagelkopf and Porstendorfer, 2003]). Οι ανωτέρω παράγοντες επηρεάζουν τη συμπεριφορά των θυγατρικών ισοτόπων, η οποία μελετήθηκε μέσω της σύγκρισης των εναποθεθειμένων θυγατρικών ως προς το χώρο αναφοράς του εργαστηρίου. Στην περίπτωση των σπηλαίων, η εναπόθεση σε επιφάνειες είναι ιδιαίτερα σημαντική από ράδιο-βιολογικής απόψεως διαδικασία επειδή εκτός της μεταστοιχείωσης είναι ο μόνος τρόπος απομάκρυνσης των θυγατρικών ισοτόπων του ραδονίου από τον αέρα, καθώς η απομάκρυνσή τους μέσω αερισμού θεωρείται αμελητέα. Η θερμοκρασία, τέλος του σπηλαίου λόγω της υψηλής θερμοχωρητικότητας των πετρωμάτων παραμένει σταθερή και ίση με 17° C σε όλη τη διάρκεια του χρόνου.

Τα ανιχνευτικά συστήματα που αναπτύχθηκαν αξιοποιήθηκαν για τη μέτρηση του αέρα του σπηλαίου σε δύο διαφορετικές χρονικές περιόδους. Και στις δύο περιπτώσεις ζεύγη ανιχνευτών εκτέθηκαν σε συγκεκριμένα σημεία, τα οποία επιλέχθηκαν με κριτήριο να απέχουν μεταξύ τους μερικές δεκάδες μέτρα και να καλύπτουν όλο το εύρος της

ακολουθούμενης διαδρομής. Τα σημεία επιλέχθηκαν σε χώρους ώστε η συγκέντρωση ραδονίου του κάθε χώρου να μην επηρεάζεται σημαντικά από τις συγκεντρώσεις των υπολοίπων χώρων. Το κάθε ζεύγος ανιχνευτών αποτελούνταν από έναν ανιχνευτή μέτρησης της συγκέντρωσης του ραδονίου καλυμμένο με φίλτρο πολυαιθυλενίου για την αποφυγή μέτρησης και του θορονίου (^{220}Rn) και από έναν ανιχνευτή καλυμμένο κατάλληλα με φύλλο αργιλίου εκτεθειμένο απευθείας στο περιβάλλον του σπηλαίου. Με τον πρώτο ανιχνευτή γινόταν η μέτρηση της συγκέντρωσης του ραδονίου και με τον δεύτερο μέτρηση της επιφανειακής συγκέντρωσης των εναποτεθειμένων θυγατρικών του ^{218}Po και ^{214}Po . Πριν την έκθεση των ανιχνευτών μετρήθηκαν τα ίχνη υποβάθρου των χρησιμοποιούμενων ανιχνευτών. Λόγω της αποθήκευσης της συγκεκριμένης εργοστασιακής σειράς των ανιχνευτών για διάστημα ενός περίπου χρόνου πριν τις μετρήσεις, ο αριθμός των ιχνών υποβάθρου ήταν αυξημένος και καταμετρήθηκε ίσος με $(470 \pm 149) \text{ cm}^{-2}$. Καθώς ο αριθμός αυτός δεν μεταβλήθηκε σημαντικά μεταξύ των δύο μετρήσεων, θεωρήθηκε κοινός. Το όριο ανίχνευσης ($3\sigma_{bg}$) της συγκεντρώσεως του ραδονίου που εκτιμήθηκε για τους συγκεκριμένους ανιχνευτές CR-39 παρουσιάζεται συναρτήσει του χρόνου έκθεσης στο σχήμα 7.3.1.1.



Σχήμα 7.3.1.1. Όριο ανίχνευσης της συγκέντρωσης του ραδονίου στο σπήλαιο του Περάματος, λόγω των ιχνών υποβάθρου, συναρτήσει του χρόνου έκθεσης.

Η πρώτη μέτρηση πραγματοποιήθηκε κατά τους μήνες Ιανουάριο- Φεβρουάριο του 2007 και διήρκεσε συνολικά 36 ημέρες. Για το συγκεκριμένο διάστημα έκθεσης, το όριο ανίχνευσης της συγκέντρωσης του ραδονίου υπολογίστηκε ίσο με $(82 \pm 26) \text{ Bq/m}^3$. Η δεύτερη μέτρηση πραγματοποιήθηκε στο διάστημα από τα τέλη Μαρτίου έως τις αρχές Ιουνίου του ίδιου έτους. Οι ανιχνευτές εκτέθηκαν επί 68 ημέρες και το όριο ανίχνευσης για το συγκεκριμένο διάστημα έκθεσης υπολογίστηκε ίσο με $(43 \pm 14) \text{ Bq/m}^3$. Οι ανιχνευτές CR-39

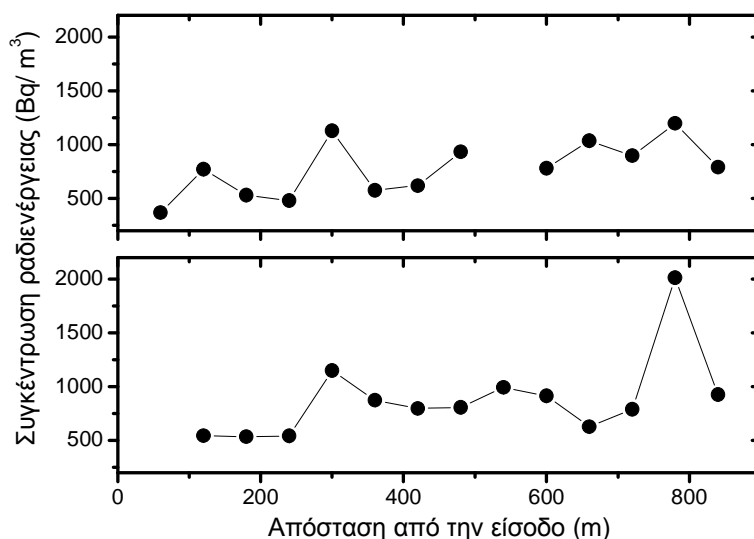
Μελέτη της συμπεριφοράς των θυγατρικών ραδιοϊσοτόπων του ραδονίου στον ατμοσφαιρικό αέρα
μετά την απομάκρυνσή τους από τους χώρους των μετρήσεων υπέστησαν χημική επεξεργασία με διάλυμα NaOH συγκεντρώσεως 6N σε θερμοκρασία 75° C για 8 h και η ανάλυση των ιχθών πραγματοποιήθηκε με το πρόγραμμα TRIAC II. Τα αποτελέσματα των μετρήσεων της συγκεντρώσεως του ραδονίου παρουσιάζονται στον πίνακα 7.3.1.1.

Τοποθεσία	Μέτρηση 1 Συγκέντρωση (Bq / m ³)	Μέτρηση 2 Συγκέντρωση (Bq / m ³)
Είσοδος σπηλαίου	368 ± 8.00	-
Πρώτη στροφή	771 ± 12.0	545 ± 7.00
Αρχή σκαλοπατιών αλυσίδας	530 ± 10.0	535 ± 7.00
Αίθουσα Σταυρού	482 ± 9.00	542 ± 7.00
Αγροτικός θυμώνας	1130 ± 14.0	1150 ± 10.0
Πύργος Πίζας	577 ± 10.0	875 ± 9.00
Λαχαναγορά	618 ± 10.0	797 ± 9.00
Φτερούγα αετού	934 ± 13.0	808 ± 9.00
Νεκρή πολιτεία	-	993 ± 10.0
Άγιος Βασίλης	782 ± 12.0	915 ± 9.00
κ. Αρκούδας	1040 ± 13.0	628 ± 8.00
Πριν τα 163 σκαλιά	898 ± 13.0	790 ± 9.00
Μικρό πλατύσκαλο	1200 ± 14.0	2010 ± 14.0
Έξοδος σπηλαίου	791 ± 12.0	926 ± 9.00

Πίνακας 7.3.1.1. Συγκέντρωση ραδιενέργειας του ραδονίου σε 14 επιλεγμένα σημεία του σπηλαίου Περάματος.

Η μέγιστη και η ελάχιστη τιμή βρέθηκαν ίσες με (2012 ± 14) Bq/m³ και με (368 ± 8) Bq/m³, αντίστοιχα. Οι τιμές αυτές συγκρινόμενες με δεδομένα από σπήλαια διεθνώς κρίνονται όχι ιδιαίτερα υψηλές και παρουσιάζουν μικρή διακύμανση. ([Wilkening and Watkins, 1976], [Papastefanou et al., 1986], [Kobal et al., 1987], [Hakl et al., 1990], [Cunningham and La Rock, 1991], [Eheman et al., 1991], [Hunyadi et al., 1991], [Hyland and Gunn, 1994], [Lively and Krafthefer, 1995], [Duffy et al., 1996], [Jovanovic, 1996], [Solomon et al., 1996], [Szerbin, 1996], [Sajo-Bohus et al., 1997], [Duenas et al., 1999], [Przylibski, 1999], [Sperrin et al., 2000], [Vaupotic et al., 2001], [Friend and Gooding, 2002], [Gillmore et al., 2002]). Η μέση τιμή της συγκεντρώσεως ραδιενέργειας της πρώτης

περιόδου εκτιμήθηκε ίση με $(778 \pm 256) \text{ Bq/m}^3$ ενώ της δεύτερης με $(886 \pm 387) \text{ Bq/m}^3$. Οι τιμές αυτές βρίσκονται σε καλή συμφωνία με τις αντίστοιχες που μετρήθηκαν το 2004. [Papachristodoulou et al., 2004]. Στο σχήμα 7.3.1.2. παρουσιάζονται τα αποτελέσματα των μετρήσεων συναρτήσει της απόστασης από την είσοδο του σπηλαίου. Η σχετικά μικρή διακύμανση των τιμών κατά την ακολουθούμενη διαδρομή είναι μια ένδειξη ομοιόμορφα κατανεμημένης συγκέντρωσης του ουρανίου και του ραδίου στα πετρώματα του σπηλαίου. Οι ελάχιστες τιμές παρουσιάζονται κοντά στις εισόδους γεγονός που οφείλεται στον αυξημένο αερισμό του χώρου κοντά σε αυτές. Στα ενδότερα του σπηλαίου η μικρή μεταβολή της συγκέντρωσης φανερώνει την έλλειψη ρηγμάτων στην οροφή του σπηλαίου που θα οδηγούσε στον τοπικό εξαερισμό του χώρου και την μείωση της συγκεντρώσεως.



Σχήμα 7.3.1.2. Η διακύμανση της συγκέντρωσης ραδιενέργειας του ραδονίου συναρτήσει της απόστασης από την είσοδο του σπηλαίου.

Η ενεργός δόση (effective dose) που δέχεται ένας οργανισμός λόγω της έκθεσής του στο ραδόνιο του σπηλαίου μπορεί να υπολογισθεί μέσω της σχέσης:

$$E = C_{Rn} \cdot F \cdot t \cdot DCF \cdot u \quad (7.3.1.1)$$

όπου με C_{Rn} συμβολίζεται η συγκέντρωση του ραδονίου (Bq/m^3), με F ο παράγοντας ισοδυναμίας (Equilibrium factor) μεταξύ του ραδονίου και των θυγατρικών του, με t ο συνολικός χρόνος έκθεσης στο συγκεκριμένο περιβάλλον ραδιενέργειας, με DCF ο παράγοντας μετατροπής της ενεργού δόσης (dose conversion factor), ο οποίος θεωρήθηκε ίσος με $(1.4 \text{ mSv/mJ h m}^{-3})$ [ICRP 94] και με u ένας παράγοντας μετατροπής μεταξύ των μονάδων των προηγούμενων μεγεθών και ο οποίος λαμβάνεται ίσος με $(5.6 \times 10^{-6} \text{ mJ m}^{-3}/$

Bq m⁻³) [ICRP 94]. Ο παράγοντας ισοδυναμίας θεωρήθηκε ίσος με 0.5, μια τιμή που χρησιμοποιείται συχνά στη διεθνή βιβλιογραφία για σπήλαια με μικρό ρυθμό εξαερισμού. ([Kobal et al., 1987], [Hyland and Gunn, 1994], [Duffy et al., 1996], [Szerbin, 1996], [Duenas et al., 1999], [Vaupotic et al., 2001], [Friend and Gooding, 2002], [Gillmore et al., 2002]).

Επίσης για την εκτίμηση της ενεργού δόσης θα πρέπει να υπολογισθεί και ο συνολικός χρόνος παραμονής ενός ατόμου κατά τη διάρκεια ενός χρόνου εντός του σπηλαιίου. Για τους επισκέπτες του σπηλαιίου ο χρόνος αυτός ισούται με περίπου 1 h ανά διαδρομή. Για τους μόνιμα απασχολούμενους εργαζόμενους του σπηλαιίου ο χρόνος παραμονής είναι σημαντικά μεγαλύτερος. Ο καθένας πραγματοποιεί κατά μέσο όρο τρεις φορές το γύρο του σπηλαιίου ημερησίως, εργαζόμενος 6 ημέρες την εβδομάδα, απασχόληση που μεταφράζεται σε 972 h παραμονής στο σπήλαιο ετησίως. Τα παραπάνω έχουν ως αποτέλεσμα ο μεν επισκέπτης να λαμβάνει κατά μέσο όρο από $(3.05 \pm 1.00) \mu\text{Sv y}^{-1}$ έως $(3.47 \pm 1.52) \mu\text{Sv y}^{-1}$ ανά διαδρομή και ο μόνιμα απασχολούμενος εργαζόμενος από $(2.96 \pm 0.98) \text{mSv y}^{-1}$ έως $(3.38 \pm 1.48) \text{mSv y}^{-1}$. Οι τιμές αυτές δεν ξεπερνούν το άνω όριο που θέτει η διεθνής επιτροπή ακτινοπροστασίας [ICRP 65] και η οποία προτείνει ότι το επίπεδο ετήσιας δόσης πάνω από το οποίο θα πρέπει να λαμβάνονται μέτρα κυμαίνεται από 3-10 mSv y⁻¹.

Στην περίπτωση των επισκεπτών το ποσό είναι πολύ μικρό για να αποτελέσει κίνδυνο για την υγεία τους. Από την άλλη όσο αφορά τους μόνιμα εργαζόμενους θα πρέπει να συνυπολογισθεί το ποσό ενεργού δόσης που λαμβάνουν από την φυσική ραδιενέργεια σε χώρους εκτός σπηλαιίου. Λαμβάνοντας υπόψη ότι αυτή ανέρχεται στα 2.4 mSv y⁻¹ [UNSCEAR, 2000] η συνολική δόση αθροιστικά εξακολουθεί να παραμένει μικρότερη από τα άνω όρια. Θα πρέπει ωστόσο να σημειωθεί ότι η δόση που δέχονται στο χώρο εργασίας τους αγγίζει το 60% του συνόλου που δέχονται από όλες τις φυσικές πηγές κατά τη διάρκεια ενός έτους.

Τα αποτελέσματα των μετρήσεων των εναποτεθειμένων θυγατρικών ισοτόπων του ραδονίου παρουσιάζονται στον πίνακα 7.3.1.2. Ένας αριθμός ανιχνευτών, ειδικά στην πρώτη περίοδο των μετρήσεων, τέθηκε εκτός λειτουργίας κατά τη διάρκεια της έκθεσης. Την κύρια αιτία αποτέλεσε η επίσταξη στην επιφάνεια των ανιχνευτών σταγονιδίων νερού που εμπόδιζε την καταγραφή σωματιδίων. Ο λόγος του αριθμού των ιχνών που προήλθαν από εναποτεθειμένο πολώνιο ²¹⁴Po ως προς τον αντίστοιχο αριθμό ιχνών του πολωνίου ²¹⁸Po βρέθηκε ίσος με (1.51 ± 0.23) , τιμή αυξημένη κατά 14% σε σχέση με την τιμή αναφοράς (1.32 ± 0.10) που μετρήθηκε στο εργαστήριο. Ακολούθως, ο λόγος των ιχνών του εναποτεθειμένου πολωνίου ²¹⁸Po ως προς το σύνολο των καταμετρημένων ιχνών βρέθηκε ίσος με (0.14 ± 0.02) . Σε σύγκριση με την αντίστοιχη τιμή αναφοράς (0.25 ± 0.02) παρουσιάζεται ελάττωση 44% του ποσοστού του πολωνίου ²¹⁸Po που εναποτίθεται στο περιβάλλον του σπηλαιίου σε σχέση με το χώρο αναφοράς, όπου η συγκέντρωση των αερολυμάτων θεωρήθηκε ως συγκέντρωση υποβάθρου. Αντίστοιχα για το πολώνιο ²¹⁴Po ο

λόγος του αριθμού των ιχνών που οφείλεται στην εναπόθεσή του ως προς το σύνολο των καταμετρημένων

$^{218}\text{Po} / \text{Σύνολο}$	$^{214}\text{Po} / \text{Σύνολο}$	$^{214}\text{Po} / ^{218}\text{Po}$
0.15 ± 0.01	0.22 ± 0.01	1.51 ± 0.10
0.14 ± 0.01	0.23 ± 0.01	1.69 ± 0.09
0.20 ± 0.01	0.15 ± 0.01	0.76 ± 0.05
0.18 ± 0.01	0.26 ± 0.01	1.43 ± 0.06
0.16 ± 0.01	0.19 ± 0.01	1.23 ± 0.07
0.15 ± 0.01	0.19 ± 0.01	1.23 ± 0.08
0.14 ± 0.01	0.21 ± 0.01	1.52 ± 0.10
0.14 ± 0.01	0.21 ± 0.01	1.47 ± 0.09
0.10 ± 0.01	0.19 ± 0.01	1.94 ± 0.19
0.07 ± 0.01	0.22 ± 0.01	2.92 ± 0.17
0.15 ± 0.01	0.20 ± 0.01	1.33 ± 0.08
0.14 ± 0.01	0.20 ± 0.01	1.47 ± 0.11
0.14 ± 0.01	0.20 ± 0.01	1.38 ± 0.12
0.10 ± 0.01	0.20 ± 0.01	1.92 ± 0.18

Πίνακας 7.3.1.2. Οι τιμές του λόγου του αριθμού των ιχνών ανά θυγατρικό προς το σύνολο των καταμετρημένων ιχνών και ο μεταξύ τους λόγος για τους ανιχνευτές που εκτέθηκαν στο σπήλαιο Περάματος.

ιχνών, βρέθηκε ίσος με (0.21 ± 0.02) . Σε σύγκριση με την αντίστοιχη τιμή αναφοράς του εργαστηρίου (0.33 ± 0.03) παρουσιάστηκε μείωση κατά 37% στο ποσοστό του ^{214}Po που εναποτίθεται σε επιφάνειες στο περιβάλλον του σπηλαίου. Η ελάττωση της εναπόθεσης και των δύο θυγατρικών οδηγεί σε αντίστοιχη αύξηση του ποσοστού τους στον αέρα του σπηλαίου. Ειδικά στην περίπτωση του πολωνίου ^{214}Po , του οποίου το ποσοστό που παραμένει μη προσαρτημένο σε αερολύματα θεωρείται αμελητέο, το σύνολο της αύξησης της συγκέντρωσής του στον αέρα αφορά την αύξηση του ποσοστού που προσαρτάται σε αερολύματα. Αντίστοιχη συμπεριφορά δεν παρατηρήθηκε στην περίπτωση του ^{218}Po . Η μείωση της εναπόθεσης οδηγεί σε αύξηση και του ποσοστού των προσαρτημένων και του ποσοστού των μη προσαρτημένων ατόμων του πολωνίου ^{218}Po στον αέρα του σπηλαίου. Η παρατηρούμενη ελάττωση του ποσοστού και των δύο θυγατρικών ραδιοϊσοτόπων του ραδονίου που εναποτίθεται στις επιφάνειες ήταν αναμενόμενη και σύμφωνη με τις

Μελέτη της συμπεριφοράς των θυγατρικών ραδιοϊσοτόπων του ραδονίου στον ατμοσφαιρικό αέρα
θεωρητικές προβλέψεις του μοντέλου των Jacobi-Knutson ([Jacobi, 1972], [Knutson, 1988]). Οι μεγάλες τιμές της υγρασίας στον αέρα του σπηλαίου οδηγούν στην αύξηση του αριθμού και του μεγέθους των αιωρούμενων σωματιδίων αλλά και στη μείωση της σταθεράς διαχύσεως των θυγατρικών. Οι παράγοντες αυτοί αυξάνουν τον ρυθμό προσάρτησης των θυγατρικών σε αερολύματα και παρατείνουν την παραμονή στον αέρα του σπηλαίου μεγαλύτερου ποσοστού των ισοτόπων του πολωνίου κυρίως με τη μορφή ραδιενεργών αερολυμάτων.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 8

Συμπεράσματα και προοπτικές

Στην παρούσα διατριβή αναπτύχθηκε μία νέα μέθοδος ταυτόχρονου προσδιορισμού της συγκεντρώσεως του ραδονίου και διαχωρισμού των εναποτεθειμένων θυγατρικών του ισοτόπων του πολωνίου ^{218}Po και ^{214}Po . Η ράδιο-βιολογική αξία των συγκεκριμένων θυγατρικών είναι μεγάλη καθώς κατά τη μεταστοιχείωσή τους εκπέμπουν σωματίδια άλφα με ενέργεια ικανή να προκαλέσει σοβαρές βλάβες στον ανθρώπινο οργανισμό. Στη νέα αυτή μέθοδο χρησιμοποιήθηκε ως ανιχνευτικό σύστημα ο πλαστικός ανιχνευτής πυρηνικών ιχνών CR-39, καθώς κάλυπτε τις βασικές προδιαγραφές τις μεθόδου, την πραγματοποίηση, δηλαδή, ολοκληρωμένων ως προς το χρόνο μετρήσεων και την ευρεία χρήση της σε περιβαλλοντικές μελέτες όπου συνεχής παροχή τροφοδοσίας και επιτήρηση δεν είναι δυνατή. Αναπτύχθηκε το πρόγραμμα ανάλυσης ιχνών TRIAC II, το οποίο καταμετρά τα ίχνη και εκτιμά τα γεωμετρικά και οπτικά τους χαρακτηριστικά. Ο διαχωρισμός των ισοτόπων του πολωνίου ^{218}Po και ^{214}Po πραγματοποιήθηκε ύστερα από αναλυτική μελέτη των χαρακτηριστικών των ιχνών συναρτήσει της ενέργειας και της γωνίας πρόσπτωσης των σωματιδίων άλφα.

Από το σύνολο τόσο της θεωρητικής όσο και τις πειραματικής μελέτης που πραγματοποιήθηκε προέκυψαν τα παρακάτω συμπεράσματα:

1. Μεταξύ των ανιχνευτικών συστημάτων που πραγματοποιούν ολοκληρωμένες ως προς το χρόνο μετρήσεις επιλέχθηκαν έπειτα από βιβλιογραφική μελέτη οι πλαστικοί ανιχνευτές πυρηνικών ιχνών. Από το σύνολό τους καταλληλότητα στην ανίχνευση του πολωνίου ^{218}Po και ^{214}Po εμφάνισαν οι ανιχνευτές τύπου CR-39 καθώς έχουν αυξημένη ευαισθησία στην καταγραφή σωματιδίων άλφα εντός ικανοποιητικού εύρους ενεργειών. Ταυτόχρονα δεν επηρεάζονται από ακτινοβολίες βήτα ή γάμμα, γεγονός που επιτρέπει την εύκολη και άμεση διάκριση των άλφα ραδιενεργών πυρήνων.
2. Η ανάπτυξη ειδικού λογισμικού για την επεξεργασία των ιχνών που προκύπτουν ως αποτέλεσμα της πρόσπτωσης των σωματιδίων άλφα επί των ανιχνευτών κρίθηκε αναγκαία ελλείψει μάλιστα καθιερωμένου κώδικα. Έτσι αναπτύχθηκε κατάλληλο λογισμικό (TRIAC και TRIAC II) για την επεξεργασία και ανάλυσή τους. Αποδείχθηκε πειραματικά

ότι τα χαρακτηριστικά των ιχνών επηρεάζονται από τους εξής παράγοντες: την ενέργεια, την γωνία πρόσπτωσης των σωματιδίων άλφα και τις συνθήκες χημικής επεξεργασίας των ανιχνευτών. Όσο μεγαλύτερη είναι η ενέργεια των σωματιδίων τόσο πιο μακροχρόνια χημική χάραξη απαιτείται ώστε να καταγράφονται επαρκώς ίχνη. Το ίδιο ισχύει και στις περιπτώσεις πρόσπτωσης υπό γωνίες που αποκλίνουν πολύ από την κατακόρυφο ως προς την επιφάνεια του ανιχνευτή.

3. Η αύξηση της διάρκειας της χημικής επεξεργασίας των ανιχνευτών ευνοεί την εμφάνιση ιχνών από σωματίδια υψηλότερης ενέργειας, παράλληλα όμως τα ίχνη των σωματιδίων μικρότερης ενέργειας αποκτούν μεγάλες διαστάσεις. Η αύξηση αυτή, ειδικά στην περίπτωση μεγάλων επιφανειακών συγκεντρώσεων, μπορεί να οδηγήσει στην αλληλοεπικάλυψη σημαντικού αριθμού ιχνών και σε αδυναμία εκτίμησης με ακρίβεια των χαρακτηριστικών τους. Καθώς, όμως η αυξημένη επιφανειακή συγκέντρωση βελτιώνει την στατιστική των δεδομένων, επιλέχθηκαν οι βέλτιστες συνθήκες χημικής επεξεργασίας ώστε τα ίχνη να μην εμφανίζουν αλληλοεπικάλυψη σε τέτοιο βαθμό. Συγκεκριμένα, οι συνθήκες αυτές αφορούσαν την παραμονή των ανιχνευτών εντός υδατικού διαλύματος NaOH, συγκέντρωσης 6N στους 75°C για διάστημα 8 ωρών.
4. Η μελέτη των γεωμετρικών χαρακτηριστικών των ιχνών συναρτήσε της ενέργειας των σωματιδίων έδειξε ότι μεταξύ του μήκους του μεγάλου και του μικρού άξονα των ιχνών και της ενέργειας δεν παρουσιάζεται γραμμική συσχέτιση. Σωματίδια με διαφορετικές ενέργειες ή (και) γωνίες πρόσπτωσης μπορούν να προκαλέσουν ίχνη με τις ίδιες διαστάσεις. Έτσι, προέκυψε η ανάγκη εισαγωγής και τρίτης παραμέτρου με σκοπό την ενεργειακή διάκριση των θυγατρικών ισοτόπων του ραδονίου. Επιλέχθηκε η μέση τιμή της φωτεινότητας που παρουσιάζουν τα ίχνη. Το μέγεθος αυτό σχετίζεται με το βάθος του ίχνους και κατά επέκταση με την ενέργεια που μεταφέρεται από το σωματίδιο στο υλικό του ανιχνευτή. Βρέθηκε ότι η φωτεινότητα μετά από 14 ώρες χημικής επεξεργασίας του ανιχνευτή παρουσίασε γραμμική συσχέτιση με την ενέργεια των σωματιδίων στο εύρος ενεργειών 1.5 MeV με 5.5 MeV.
5. Επίσης αποδείχθηκε ότι με τις επιλεγμένες συνθήκες χημικής επεξεργασίας δεν είναι ορατά ίχνη σωματιδίων ενέργειας μεγαλύτερης από 6.00 MeV. Καθώς τα εκπεμπόμενα σωματίδια από το εναποτεθειμένο πολώνιο ^{214}Po έχουν ενέργεια 7.69 MeV κρίθηκε αναγκαία η κάλυψη των ανιχνευτών με υλικό που θα απορροφούσε μέρος της ενέργειας των σωματιδίων. Μεταξύ των υλικών που δοκιμάστηκαν επιλέχθηκε φύλλο αργιλίου πάχους περίπου 14 μm . Διαπιστώθηκε ότι η χρήση του είχε ως αποτέλεσμα τη

συγκέντρωση των τιμών των γεωμετρικών χαρακτηριστικών των ιχνών (μεγάλου μια μικρού άξονα) σε δύο κύριες περιοχές τιμών, γεγονός που παρείχε σοβαρές ενδείξεις για το διαχωρισμό των θυγατρικών του ραδονίου.

6. Πειραματικά ο διαχωρισμός των εναποθεθειμένων θυγατρικών ισοτόπων του ραδονίου, πραγματοποιήθηκε βάση των χαρακτηριστικών των ιχνών τους. Συγκεκριμένα, από το σύνολο των ιχνών επιλέγονται εκείνα των οποίων τόσο τα γεωμετρικά (μεγάλος και μικρός άξονας) όσο και τα οπτικά (φωτεινότητα) χαρακτηριστικά αντιστοιχούν σε ενέργεια σωματιδίων ίσης με των εκπεμπόμενων από το εναποθεθειμένο πολώνιο ^{218}Po και ^{214}Po . Ως κριτήριο για την επαλήθευση της μεθόδου χρησιμοποιήθηκε ο λόγος μεταξύ του αριθμού των ιχνών που αντιστοιχούν στα δύο εναποθεθειμένα ραδιοϊσότοπα του πολωνίου ($^{214}\text{Po} / ^{218}\text{Po}$). Τα αποτελέσματα συγκρίθηκαν με τα αντίστοιχα που προέκυψαν από την ταυτόχρονη χρήση ενός ημιαγωγού ανιχνευτή τύπου CAM PIPS. Διαπιστώθηκε ικανοποιητική συμφωνία μεταξύ των αποτελεσμάτων των δυο μεθόδων καθώς και με την προβλεπόμενη τιμή από το θεωρητικό πρότυπο των Jacobi [1972] και Knutson [1988].
7. Η εφαρμογή της μεθόδου στο σπήλαιο Περάματος έδειξε μείωση της τάσης εναπόθεσης των θυγατρικών ισοτόπων του ραδονίου σε σύγκριση με το περιβάλλον αναφοράς του εργαστηρίου όπου η συγκέντρωση των αερολυμάτων θεωρήθηκε ίση με τη συγκέντρωση υποβάθρου. Μετρήθηκε αύξηση κατά 14% του λόγου των ιχνών του πολωνίου ^{214}Po προς τα ίχνη του ^{218}Po σε σύγκριση με την τιμή αναφοράς στο χώρο του εργαστηρίου. Επίσης, μειώθηκε το ποσοστό των ιχνών που αντιστοιχούσαν σε καθένα από τα δύο εναποθεθειμένα θυγατρικά ισότοπα κατά 44% για το ^{218}Po και κατά 37% για το ^{214}Po . Και οι δύο παραπάνω διαπιστώσεις έρχονται σε συμφωνία με τις προβλέψεις του θεωρητικού προτύπου των Jacobi-Knutson αποδεικνύοντας ότι αύξηση της συγκέντρωσης των αερολυμάτων ενός χώρου προκαλεί ελάττωση της τάσης των θυγατρικών του ραδονίου να εναποτίθενται σε επιφάνειες. Ως αποτέλεσμα αυτά παρευρίσκονται σε μεγαλύτερα ποσοστά στον εισπνεόμενο αέρα. Τέλος, οι μετρήσεις της συγκέντρωσης ραδιενέργειας του ραδονίου έδειξαν πρόσθετη ετήσια ενεργό δόση για τους εργαζόμενους του σπηλαίου, που δεν υπερβαίνει ωστόσο τα όρια που θεσπίστηκαν από τη Διεθνή Επιτροπή Ακτινοπροστασίας. Πρέπει όμως να σημειωθεί ότι η δόση που δέχονται στο χώρο εργασίας τους προσεγγίζει το 60% του συνόλου της δόσης που δέχονται από όλες τις φυσικές πηγές ραδιενέργειας στη διάρκεια ενός έτους. Για τους επισκέπτες η δόση ανά διαδρομή μπορεί να θεωρηθεί πρακτικά αμελητέα.

Η μέθοδος διάκρισης των θυγατρικών ραδιοϊσοτόπων του ραδονίου που αναπτύχθηκε στα πλαίσια της παρούσας διατριβής, θα μπορούσε να αποτελέσει ένα χρήσιμο εργαλείο για μια σειρά μελλοντικών μελετών. Ως προτάσεις για την συνέχεια της παρούσας έρευνας προτείνονται:

1. Η ανάπτυξη ειδικού θαλάμου ραδιενεργών αερολυμάτων στον οποίο θα δοκιμαστεί η μέθοδος σε περιβάλλον με καλά προσδιορισμένη και μεταβαλλόμενη συγκέντρωση αερολυμάτων.
2. Η συμπληρωματική μελέτη της συμπεριφοράς των θυγατρικών ραδιοϊσοτόπων του θορονίου ^{220}Rn και ειδικά του πολωνίου ^{216}Po και ^{212}Po .
3. Η εφαρμογή της μεθόδου σε περιβαλλοντικές μελέτες για τη συνεχή παρακολούθηση της συγκεντρώσεως του ραδονίου και της εναπόθεσης των θυγατρικών του σε χώρους όπου οι συνθήκες δεν επιτρέπουν τη χρήση άλλων ανιχνευτικών συστημάτων όπως σε σπήλαια, φρέατα, ορυχεία, και το έδαφος.

Ειδικότερα το πρόγραμμα TRIAC II με τις δυνατότητες που προσφέρει για ανάλυση δεδομένων των πλαστικών ανιχνευτών πυρηνικών ιχνών θα μπορούσε να αξιοποιηθεί και σε άλλα πεδία έρευνας, όπως:

1. Στην ανίχνευση και ενεργειακή διάκριση φορτισμένων σωματιδίων ή και νετρονίων σε πειράματα που αφορούν βασική έρευνα στην πυρηνική φυσική.
2. Στη μελέτη της συγκεντρώσεως ραδίου και ουρανίου σε υδάτινους πόρους με σκοπό την ποσοτικοποίηση της παροχής γλυκού νερού στην παράκτια ζώνη.
3. Στην ανίχνευση σωματιδίων που προέρχονται από κοσμική ακτινοβολία.
4. Σε πειράματα συσχέτισης των σεισμικών γεγονότων με τη μεταβολή της συγκεντρώσεως του ραδονίου στο έδαφος.

Βιβλιογραφία

- Agricola, G. 1556. *De Re Metallica*. Translated from the Latin by H. C. Hoover and L. H. Hoover, 1950. Dover Publications Inc.
- Ahlen S., Ambrosio M., Antolini R., Auriemma G., Baldini A., Barbarino G. C., Barish B., Battistoni G., Bellotti R., Bemporad C. (1993). First supermodule of the MACRO detector at Gran Sasso. *Nucl. Instrum. Meth. A* , 324, pp. 337-362.
- Allen M. D. and Raabe O. G. (1985). Slip correction factor measurements of spherical solid aerosol particles in an improved Millikan apparatus. *Aerosol Sci. Technol.*, 4, pp. 269-286.
- Amgarou K. (2002). Long term measurements of indoor radon and its progeny in the presence of thoron using nuclear track detectors, a novel approach. PhD Thesis, chapter 8.
- Barillon R., Fromm M., Chambaudet A., Marah H., Sabir A. (1997). Track etch velocity study in a radon detector (LR 115, cellulose nitrate). *Radiat. Meas.*, 28, pp. 619-628.
- Bateman H. (1910). The solution of a system of differential equations occurring in the theory of radioactive transformations, *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 15, pp 423-427.
- Becquerel H. (1896). Sur les radiations émises par phosphorescence. *Comptes Rendus*, 122, pp 420–421.
- Bedogni R. (2003). Development of a reader for the routine analysis of CR39 fast neutron dosimeters. *Radiat. Meas.*, 36, pp. 239-243.

- Berger M. J., Hubbell J. H. XCOM: Photon cross sections database, Web Version 1.2. Available from <<http://physics.nist.gov/xcom>>, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD 20899, USA, 1999.
- Beth H. A. (1930). Theory of the passage of rapid corpuscular rays through matter. *Ann. Physik*, 5, pp. 235-400.
- Block F. (1933). Stopping power of atoms with many electrons. *Z. Physik*, 81, pp. 363-376.
- Boinard P., Banks W. M., Pethrick R. A. (2005). Changes in the dielectric relaxations of water in epoxy resin as a function of the extent of water ingress in carbon fibre composites. *Polymer*, 46, pp. 2218-2229.
- Bonetti R., Capra L., Chiesa C., Guglielmetti A. and Miblorino C. (1991). Energy response of LR-115 cellulose nitrate to alpha particle beams. *Nucl. Tracks Radiat. Meas.*, 18, pp. 321-324.
- Boukhair A., Haessler A., Adloff J. C., Nourredine A. (2000). New code for digital imaging system for track measurements. *Nucl. Instr. and Meth. B*, 160, pp. 550-555.
- Breslin A. J., George A.C. and Weinstein M. C. (1996). Investigation of the radiological characteristics of uranium mines atmospheres. US AEC Report HASL-220.
- Bruno R. C. (1983). Verifying a model of radon decay products behaviour indoors. *Health Phys.*, 45, pp. 471-480.
- Brun C., Fromm M., Jouffroy M., Meyer P., Groetz J. E., Abel F., Chambaudet A., Dorschel B., Hermsdorf D., Bretschneider R., Kadner K., Kuhne H. Intercomparative study of the detection characteristics of the CR-39 SSNTD for light ions: Present status of the besancon - dresden approaches. (1999) *Radiat. Meas.*, 31, pp. 89-98.
- Busigin A. and Phillips C. R. (1980). Uncertainties in the measurements of airborne radon daughters. *Health Phys.*, 39, pp. 943.
- Busigin A., Van der Vooren A. W., Babcock J. C. and Phillips C.R. (1981) The nature of unattached RaA(²¹⁸Po) particles. *Health Phys.*, 40, pp 333-343.

- Busigin A., Pogorski S. and Phillips C. R. (1982). Optimization of radon daughter measurements techniques. International Conference on Radiation Hazards in Mining.
- Canny J. (1986). IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence 8, 679
- Capra D., Silibello C. and Quierazza G. (1994). Influence of ventilation rate on indoor radon concentration, theoretical evaluation and experimental data in a test chamber. J. Environ. Radioact., 24, pp. 205-215.
- Cartwright B. G., Shirk E. K. and Price P. B. (1978). A nuclear track recording polymer of unique sensitivity and resolution. Nucl. Instrum. Meth., 153, pp. 457-460.
- Chambaudet A., Berger F., Klein D., Fellmann D. and Barillon R. (1991) Development of an automatic image scanner for nuclear track analysis. Nucl. Tracks Radiat. Meas. 19, pp. 247-248.
- Chamberlain A. C and Dyson E. C. (1956). The dose to the trachea and bronchi from the decay products of radon and thoron. Br. J. Radiol., 29, pp 317.
- Chapuis, A., Lopez, A., Fontan, J., Billard, F., & Madelaine, G. J. (1970). Spectre granulometrique des aerosols radioactifs dans mine d'uranium. J. Aerosol Sci., 1, pp.243.
- Chemical Rubber Company (2001), Handbook of Chemistry and Physics, ed. Lide D.L., The CRC Press, 82 th Edition.
- Cheng, Y. S., & Yeh, H. C. (1980). Theory of a screen-type diffusion battery. J. Aerosol Sci., 11, pp 313-320.
- Cheng Y. S., Allen M. D., Gallegos D. P., Yeh H. C. and Peterson K. (1988). Drag force and slip correction factor of aggregate aerosols. Aerosol Sci. Technol., 8, pp. 199-214.
- Cheng Y. S., Chen T. R., Yeh H C., and Peterson K. (2000). Inter-comparison of activity size distribution of thoron progeny and a mixture of radon and thoron progeny. J. Environ. Radioact., 51, pp. 59-78.
- Chu K. D. and Hopke P. K. (1988). Neutralization kinetics for Polonium 218. Environ. Sci. Tech., 22, pp. 711-717.

- Craft B. F., Oser J. L., and Norris P. W. (1966). A method for determining relative amounts of combined and uncombined radon daughter activity in underground uranium mines. *Am. Ind. Hyg. Assoc. J.*, 27, pp 154.
- Cliff K. D. (1978a). The measurements of low concentrations of radon-222 daughters in air. *Phys. Med. Biol.*, 23, pp 55.
- Cliff K. D. (1978b). Revised coefficients for the measurements of radon-222 daughters' concentrations. *Phys. Med. Biol.*, 23, pp 1206.
- Cross F. T., Harley N. I. and Hofmann W. (1985), Health effects and risks from ^{222}Rn in drinking water, *Health Phys.*, 48, pp 649-670.
- Cunningham K. I. and La Rock E. J. (1991). Recognition of microclimate zones through radon mapping, Lechuguila Cave, Carlsbad Caverns National Park, New Mexico. *Health Phys.*, 61, pp. 493-500.
- Da Silva A. A. R., Yoshimura E. M. (2005). Track analysis system for application in alpha particle detection with plastic detectors. *Radiat. Meas.*, 39, pp. 621-625.
- Dhairyan M. P., Marathe P. K. and Massand O. P. (2003). Use of CR-39 solid state nuclear track detector in neutron personnel monitoring. *Rad. Meas.*, 36, pp. 435-438.
- Diamant Y., Marom G., Broutman L. J. (1981) *J. Appl. Polymer Sci.*, 26, pp.3015.
- Doi M., Fujimoto K., Kobayashi S. and Yonehara H. (1994) Spatial distribution of thoron and radon concentration in the indoor air of a traditional Japanese wooden house. *Health Phys.*, 66, pp. 43-49.
- Dolleiser M., Hashemi-Nezhad S. R. (2002). A fully automated optical microscope for analysis of particle track in solids. *Nucl. Instr. and Meth. B*, 198, pp. 98-107.
- Dorian M. D. (1997). Particle size distributions of radioactive aerosols in the environment. *Radiat. Prot. Dosim.*, 69, pp. 117-132.

- Dorn E. F. (1900). Ueber die von radioaktiven Substanzen ausgesandte Emanation. *Abhandlungen der Naturforschenden Gesellschaft zu Halle*, 22, pp. 155.
- Dorschel B., Hartmann H., Kadner K., Rossler P (1995). Studies on the variation of the track etch rate along alpha particle trajectories in CR-39. *Radiat. Meas.*, 25, pp. 157-158.
- Dörschel B., Fülle D., Hartmann H., Hermsdorf D., Kadner K., Radlach Ch. (1997). *Radiat. Prot. Dosim.*, 69, pp. 267.
- Dorschel B. and Henniger J. (2000). The program StopPow. A useful tool for computation of energy loss and range of light ions in SSNTDs. *Nucl. Instr. and Meth. B*, 171, pp. 423-430.
- Dorschel B., Hermsdorf D., Reichelt U., Starke S. (2003). Computation of etched track profiles in CR-39 and comparison with experimental results for light ions of different kinds and energies. *Radiat. Meas.*, 37, pp. 573-582.
- Duenas C., Fernandez M. C., Canete S., Carretero J., Liger E. (1999). ²²²Rn concentrations, natural flow rate and the radiation exposure levels in the Nerja Cave. *Atmos. Environ*, 33, pp. 501-510.
- Duffy J. T., Madden J. S., Mackin G. M., Mc Garry A. T., Colgan P. A. (1996). A reconnaissance survey of radon in show caves in Ireland. *Environ. Int*, 22, pp. S415-S423.
- Durrani S. A., Bull R. K. (1987). *Solid State Nuclear Track Detection: Principles, Methods and Applications*. Pergamon Press, Oxford.
- Eheman C., Carson B., Rifenburg J., Hoffman D. (1991). Occupational exposure to radon daughters in Mammoth Cave National Park. *Health Phys.*, 60, pp. 831-835.
- Espinoza G., Golarri G. I., Gamboa I. (1986). Digital image counting system for nuclear track detectors. *Nucl. Tracks*, 12, pp. 235-239.
- Fajan K. (1913). *Radioactive Transformations and the Periodic System of The Elements*. *Berichte der Deutschen Chemischen Gesellschaft*, 46, pp. 422-439.

- Fews A. P. and Henshaw D. L. (1982). Nucl. Instrum. and Meth in Phys. Res., High resolution alpha particle spectroscopy using CR-39 plastic track detector 197, pp. 517-529.
- Fews, A.P. (1992). Flexible analysis of etched nuclear particle tracks. Nucl. Instr. Meth. B 72, pp. 91–103.
- Fleischer R. L. (1977). Reducing noise in uranium exploration. US Patent 4, 063, 087.
- Fleischer R. L. (1984). Theory of passive measurement of radon daughters and working levels by the nuclear track technique. Health phys., 47, pp. 263-270.
- Fleischer R. L. (1988). Radon in the environment-opportunities and hazards. Nucl. Track Radiat. Meas., 14, pp. 421–435.
- Fleischer R. L., Giard W. R. and Turner L. G. (2000). Membrane based thermal effect in ^{222}Rn dosimetry. Radiat. Meas., 32, pp. 325–328.
- Font Ll. (1997). Radon generation, entry and accumulation indoors. PhD Thesis, University of Barcelona.
- Fragopoulou M., Manolopoulou M, Stoulos S., Golovatyuk S., Krivopustov M. I., Sosnin A. N., Westmeier W., Brandt R., Debeauvais M. and ZamaniValasiadou M. (2005). On the behaviour of spallation neutrons from extended Pb targets plus moderator: A comparison between SSNTD measurements and calculation. Rad. Meas., 40, pp. 460-462.
- Frey G., Hopke P. K. and Stukel J. J. (1981). Effect of trace gases and water vapor on the diffusion coefficient of ^{218}Po . Science, 211, pp. 480-481.
- Friedlander S. K. (2000). Smoke, dust and haze: fundamentals of aerosol dynamics. Oxford University Press.
- Friend C. R. L., Gooding T. D. (2002). Variation in the concentration of radon in parts of the Ogof Flynnon Ddu system Penwyllt Southh Wales and estimates of doses to recreational cavers. J. Environ. Radioact., 58, pp. 45-57.

- Fromm M., Membrey F., Chambaudet A., Saouli R., El-Rahamany A. (1991). A study of CR-39 bulk etch properties under various temperatures and concentration conditions to modelize the dissolution rate. *Nucl. Track Radiat. Meas.*, 19, pp.169–170.
- Fromm M. , Meyer P., Chambaudet A. (1996). Ion track etching in isotropic polymers: etched track shape and detection efficiency. *Nucl. Instrum. and Meth Phys. Res. B*, 107, pp. 337-343.
- Fromm M., Vaginay F., Meesen G., Chambaudet A., Poffijn A. (2003). Watching at the correlation between the specific track-etch rate and the primary physical parameters of the swift ion interaction with the CR-39, *Radiat. Meas.*, 36, pp. 93-98.
- Gadgil A. J., Kong D. and Nazaroff W. W. (1992). Deposition of unattached radon progeny from enclosure flows. *Radiat. Prot. Dosim.*, 45, pp. 337-341.
- George A.C. (1972). Measurements of uncombined fraction of radon daughter with wire screens. *Health Phys.*, 23, pp. 390.
- George A. C. and Breslin A. J. (1986). Deposition of radon daughters in humans exposed to uranium mine atmospheres. *Health Phys.*, 50, pp. 605-618.
- George A. C. and Knutson E. O. (1994). Particle size of unattached radon progeny in filtered room air. *Radiat. Prot. Dosim.*, 56, pp. 119-121.
- Gillmore K. G., Phillips P. S., Denman A. R., Gilbertson D. D. (2002). Radon in the Creswell Crags Permian limestone caves. *J. Environ. Radioact.*, 62, pp. 165-179.
- Green P. F., Ramli A. G., Al Najjar S. A. R., Abu-Jarad F. and Durrani S., A. (1982). A study of bulk-etch rates and track etch rates in CR-39. *Nucl. Instr. and Meth.*, 203, pp.551-559.
- Hakl J., Lenart L., Somogy G. (1990). Radon concentrations in caves of the bulk region. *Nucl. Tracks Radiat. Meas.*, 17, pp. 75-76
- Harley N. H., Chittaporn P., Fisenne I. M., and Perry P. (2000). ^{222}Rn decay products as tracers of indoor and outdoor aerosol particle size. *J. Environ. Radioact.*, 51, pp. 27-35

- Hatori T. and Ishida H. (1994). A continuous monitor for radon decay and its unattached fraction. *Radiat. Prot. Dosim.*, 55, pp. 113-122.
- Henke R., Ogura K., Benton E. V. (1986). Standard method for measurement of bulk etch in CR-39. *Nucl. Tracks* 12. pp. 307-310.
- Henshaw D. L., Fews A. P., Webster D. J. (1979) Etching properties of the CR-39 polymeric nuclear track detector. *Proc. 10th Int. Conf. SSNTDs, Lyons*. Pergamon Press, Oxford.
- Hinds W. C. (1999). *Aerosol Technology, properties, behavior and measurements of airborne particles*. John Willey and sons inc, second edition.
- Ho J. P. Y., Yip C. W. Y., Koo V. S. Y., Nikezic D., Yu K. N. (2002). Measurement of bulk etch rate of LR115 detector with atomic force microscopy. *Radiat. Meas.*, 35, pp. 571-573.
- Ho J. P. Y., Yip C. W. Y., Nikezic D., Yu K. N. (2003). Differentiation between tracks and damages in SSNTD under the atomic force microscope. *Radiat. Meas.*, 36, pp. 155- 159.
- Holmgren R. M., Wagner W. W., Lloyd R. D. and Pendleton R. C. (1977). Relative filter efficiencies for sampling radon daughters in air. *Health Phys.*, 32, pp. 297.
- Holub R. F. and Knutson O., E. (1987). Measuring polonium-218 diffusion coefficient spectra using multiple wire screens. In P. K. Hopke, *Radon and its decay product* (pp. 357-364). Washington, DC: American Chemical Society.
- Holub R. F., Knutson O., E., Soloman S. (1988). Tests of the graded wire screen technique for measuring the amount and size distribution of unattached radon progeny. *Rad. Prot. Dosim.*, 24, pp. 265-268.
- Huet C., Tymen G. and Boulaud D. (2001). Size distribution, equilibrium ratio and unattached fraction of radon decay products under typical indoor domestic conditions. *Sci. Total Environ.*, 272, pp. 97-103.

- Hunyadi I., Hakl J., Lenart L. Geczy G., Csige I. (1991). Regular surface radon measurements in Hungarian Karstic regions. *Nucl. Tracks Radiat. Meas.*, 19, pp. 321-326.
- Hyland R., Gunn J. (1994). International comparison of cave radon concentrations identifying the potential alpha radiation risks to British cave users. *Health Phys.*, 67, pp. 176-179.
- Iimoto T., Fujimoto K., Tokonami S., Kurosawa R. (1998). Characteristics of major filters used for ^{222}Rn progeny measurements. *Rad. Meas.*, 29 no 2, pp. 161-164.
- Ilic R., Kristof E. S., Dijanosic R., Skvarc J. and Dobnikar R. (1995). Thermal neutron dosimetry using electrochemically etching CR-39 detectors *Rad. Meas.*, 25, pp. 453-456.
- International Commission on Radiological Protection (ICRP) (1959). Recommendations of the International Commission on Radiological Protection. *Annals of the ICRP 2*, Pergamon Press.
- International Commission on Radiological Protection (ICRP) (1981). Limits of radon daughters by workers. *Annals of the ICRP 2*, Pergamon Press.
- International Commission on Radiological Protection (ICRP) (1987). Lung cancer risk from indoor exposures to radon progeny. *Annals of the ICRP 50*, Pergamon Press.
- International Commission on Radiological Protection (ICRP) (1994). Protection against radon ^{222}Rn at home and at work. *Annals of the ICRP 65*, Pergamon Press.
- Ioannides K. G., Stamoulis K. C., Papachristodoulou C. A. (2000). A survey of ^{222}Rn concentrations in dwellings of the town of Metsovo in North-Western Greece. *Health Phys.*, 79, pp. 697-702.
- Jacobi W. (1972). Activity and potential α -energy of ^{222}Rn and ^{220}Rn daughters in different air atmospheres. *Health Phys.*, 22, pp. 441-450.

- Jakes J., Gais P., Voigt J. (1997). Electrochemically etched tracks by means of confocal microscopy, *Radiat. Meas.*, 28 , pp. 853–856.
- James, A. C., Bradford, G. F., & Howell, D. M. (1972). Collection of unattached RaA atoms using wire gauze. *J. Aerosol Sci.*, 3, pp 243-254.
- James A. C. and Strong J. C. (1973). A radon daughter monitor for use in mines. *Proceedings of the 3rd International Congress of the Radiation Protection Association.*
- Jovanovic P. (1996). Radon measurements in karst caves in Slovenia. *Environ. Int.*, 22, pp. S429-S432.
- Klaproth M. (1789). Chemische Untersuchung des Uranits, einer neuentdeckten metallischen Substanz. Helmstädt, In: *Chemische Annalen für die Freunde der Naturlehre, Arzneygelahrtheit,Haushaltungskunst und Manufacturen.* 2.S. pp. 387-403
- Knutson E. O., George A. C., Frey J. and Koh B (1983). Radon daughter plateout. *Health Phys.*, 45, pp. 445-452.
- Knutson E. O. (1988). Modeling indoor concentrations of radon's decay products. in: *Radon and its decay products in indoor air*, eds. Nazaroff W. W. and Nero A. V., John Wiley & Sons, pp. 161-202.
- Knutson E. O., George A. C. and Tu K. W. (1997). The graded screen technique for measuring the diffusion coefficient of radon decay products. *Aerosol Sci. Technol.*, 27, pp. 604-624.
- Kobal I., Smodis B., Burger J., Skofljanec M. (1987). Atmospheric ²²²Rn in tourist caves of Slovenia. *Health Phys.*, 52, pp. 473-479.
- Kodaira S., Yasuda N., Hasebe N., Doke T., Ota S., Ogura K. (2007). New method of the precise measurement for the thickness and bulk etch rate of the solid-state track detector. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 574, pp. 163-170.
- Kojima H. (1988). Experimental estimation of a recoil factor in alpha decay of RaA. *Res. Let. Atmos. Elec.*, 8, pp. 69-74.

- Kojima H., Abe S. and Fujitaka K. (1993). Semi-empirical estimation of deposition velocity of unattached radon daughters in a room. *Radiat. Prot. Dosim.*, 46, pp. 103-109.
- Kokkas P. Kokkinidis P., Pavlopoulos P. and Vlachos S. (1996). An image processing system for track-etch detectors. *Radiat. Meas.*, 26, pp. 187-191.
- Koo, V. S. Y., Yip, C. W. Y., Ho, J. P. Y., Nikezic, D., Yu, K. N. (2002). Experimental study of track density distribution on LR115 Detector and deposition fraction of ^{218}Po in diffusion chamber. *Nucl Instrum Meth. A* 491, pp. 470–473.
- Koo, V. S. Y., Yip, C. W. Y., Ho, J. P. Y., Nikezic, D., Yu, K. N. (2003). Deposition fractions of ^{218}Po in diffusion chambers. *Applied Rad. and Isot.* , 59, pp. 49-52.
- Kotrappa P., Bhanti D. P. and Raghunath B. (1976). Diffusion coefficients for unattached decay products of thoron- dependence on ventilation and relative humidity. *Health Phys.*, 31, pp. 378-380
- Lembrechts J., Janssen M. and Stoop P. (2001). Ventilation and radon transport in Dutch dwellings, a computer modelling and field measurements. *Sci. Total Environ.*, 272, pp. 73-78.
- Leonard B. E. (1996). High ^{222}Rn levels enhanced surface deposition, increased diffusion coefficient, humidity and air exchange effects. *Health Phys.*, 70, pp. 372-387.
- Lively R. S., Krafthefer B. C. (1995). ^{222}Rn variation in Mystery cave, Minnesota. *Health Phys.*, 68, pp. 590-594.
- Malet J., Michielsen N., Boulaud D. and Renoux A. (2000). Mass transfer of diffusive species with non constant in flight formation and removal in laminar tube flow: application to unattached short-lived radon daughters. *Aerosol Sci. Technol.*, 32, pp. 168-183.
- Malik F., Khan E. U., Qureshi I. E., Husaini S. N., Sahjid M., Karim S., Jamil K. (2002). Swelling in CR-39 and its effect on bulk etch-rate. *Radiat. Meas.*, 35, pp. 301-305.
- Mansy M., Sharaf M. A., Eissa H. M., El-Kamees S. U., Abo-Elmagd M. (2005). Theoretical calculation of SSNTD response for Radon measurements and optimum diffusion chambers dimensions. *Rad. Meas.* in press.

- Martz D. E., Holleman D. F, McCurdy D. E. and Schiager K. J. (1969). Analysis of atmospheric concentrations of RaA, RaB and RaC by alpha spectroscopy. *Health Phys.*, 17, pp. 131.
- Matiullah R. S., Zaman W. (2005). Discovery of new enchants for CR-39 detector. *Radiat. Meas.*, 39, pp. 337–343.
- Mc Laughlin J. P. and Fitzgerald B. (1992). A new technique to measure the activities of short-lived radon progeny deposited on surfaces. *Radiat. Prot. Dosim.*, 56, pp. 241-246.
- Mercer T. T. (1976). The effect of particle size on the escape of recoiling RaB atoms from particulate surface. *Health Phys.*, 31, pp. 173-174.
- Mohammed A. (1999). Activity size distributions of short-lived radon progeny in indoor air. *Radiat. Prot. Dosim.*, 86, pp. 139-145.
- Mozzo P., Trotti F., Temporin A., Lanciai M., Predicatori F., Righetti F., and Tacconi A., (1996). a-spectroscopy on CR-39 track detectors for the dosimetry of radon daughters. *Envir. Intern.* , 22, pp. 595-600.
- Nakane Y. and Sakamoto Y. (2001). Study on energy response of a solid state nuclear track detector to neutrons up to 80MeV. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A*, 471, pp. 348–357.
- National Academy of Science (1968), *Radiation Exposure of Uranium Miners*, Washington DC.
- National Council on Radiation Protection and Measurements (NCRP) (1984). *Evaluation of occupational and environmental exposures to radon and radon daughters in the United States*. NCRP Report No. 78, Bethesda, MD.
- National Council on Radiation Protection and Measures (NCRP) (1987). *Measurement of radon and radon daughters in air* NCRP report No. 97., Bathesda Maryland.
- National Research Council (NRC) (1991). *Comparative dosimetry of radon in mines and homes*. Washington DC., National Academy Press

- National Research Council (NRC) (1991). Health effects of exposure to radon: BEIR VI. Washington DC., National Academy Press
- Nazaroff W. W., Moed B.A. and Sextro R.G. (1988a). Soil as a source of indoor radon: generation, migration, and entry in: Radon and its decay products in indoor air, eds. Nazaroff W. W. and Nero A. V., John Wiley & Sons, pp. 57-112.
- Nazaroff W. W., Doyle S. M., Nero A. V. and Sextro R. G. (1988b). Radon entry via portable water. in: Radon and its decay products in indoor air, eds. Nazaroff W. W. and Nero A. V., John Wiley & Sons, pp. 131-157.
- Nazaroff W. W., Kong D and Gadgil A. J. (1992). Numerical investigation of the deposition of the unattached ^{218}Po and ^{212}Pb from natural convection enclosure flow. *J. Aerosol Sci.*, 23, pp. 339-352.
- Nazaroff W. W., Gadgil A. J. and Weschler C. J. (1993). Critique of the use of deposition velocity in modeling indoor air quality. in: Modeling of indoor air quality and exposure, eds. Niren N. Nagda, American Society for Testing and Materials, Philadelphia, pp. 81-104, ASTM STP 1205.
- Nero A. V. (1988). Radon and its decay products in indoor air: an overview. in: Radon and its decay products in indoor air, eds. Nazaroff W. W. and Nero A. V., John Wiley & Sons, pp. 1-53.
- Ng F. M. F., Luk K. Y., Nikezic D., Yu K. N. (2007). Determination of alpha-particle track depths in CR-39 detector from their cross-sections and replica heights *Nucl. Instr. and Meth. B*, in press
- Nikalaev V. A. and Ilic R. (1999). Etched track radiometer in radon measurements: a review. *Radiat. Meas.*, 30, pp. 1–13.
- Nikezic, D. (1994). Determination of detector efficiency for radon and radon daughters with CR-39 track detector—A Monte Carlo study. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 344, pp. 406 – 414.

- Nikezic, D., Baixeras C., Kostic D. (1996). Sensitivity determination and optimization of a cylindrical diffusion chamber for radon measurements with CR39. Nucl. Instrum. Meth. A, 373, pp. 290 – 298.
- Nikezic D. and Yu K. N. (1998). The influence of thoron and its progeny on radon measurement with CR39 detectors in diffusion chambers. Nucl. Instr. and Meth. A, 419, pp. 175-180.
- Nikezic D., Yu K. N., Cheung T. T. K., Haque A. K. M. M. and Vucic D. (2000). Effects of different lung morphology models on the calculated dose conversion factor from Rn progeny. J. Environ. Radioact., 47, pp 263-277.
- Nikezic D. and Janicijevic A., (2002). Bulk etching rate of LR115 detectors Appl. Radiat. Isot., 57, pp. 275-278.
- Nikezic D. and Yu K. N. (2003). Three-dimensional analytical determination of the track parameters: over-etched tracks. Radiat. Meas., 37, pp. 39-45.
- Nikezic D. and Yu K. N. (2004). Formation and growth of tracks in nuclear track materials. Materials Science and Engineering ,R 46, pp. 51–123.
- Nikezic D., Ng F. M. F., Yip C. W. Y., Yu K. N. (2005). Application of the ray tracing method in studying α tracks in SSNTDs. Rad. Meas., 40, pp. 375-379.
- Nikezic D and Stevanovic N. (2005). Radon progeny behavior in diffusion chamber. Nucl. Instrum. Meth. in Phys. Res. B, 239, pp. 399 – 406.
- Official Journal of the European Communities (OJEC) (1996). Basic safety standards for the protection of the health of workers and the general public against the dangers arising from ionizing radiation. Council Directive 96/29/Euroatom, 39, L159.
- Pagelkopf P., Porstendorfer J. (2003). Neutralization rate and the fraction of the positive ^{218}Po clusters in air. Atmosph. Environ., 37, pp. 1057-1064.

- Palacios D., Sajo-Bohus L., Greaves E. D. (2005). Radon progeny distributions inside a diffusion chamber and their contributions to track density in SSNTD. *Rad. Meas.* in press.
- Parker J. R. *Algorithms for Image Processing and Computer Vision*, New York, John Wiley & Sons, Inc., 1997
- Papachristodoulou C. A., Ioannides K., G., Stamoulis K. C., Patiris D. L., Pavlides S. B. (2004). Radon activity levels and effective doses in the Perama cave, Greece. *Health Phys.*, 86.
- Papachristodoulou C. A., Patiris D. L., Ioannides K., G. (2007). Determination of bulk etch rate for CR-39 nuclear track detectors using an X-ray fluorescence method. *Nucl. Instr. and Meth. B*, 264, pp. 177-182.
- Papastefanou C., Manolopoulou M., Savvides E., Charalambous S. (1986). Natural radiation dose in Petralona cave. *Health Phys.*, 68, pp. 590-594.
- Patiris D. L., Blekas K., Ioannides K. G. (2006). TRIAC A code for track measurements using image analysis tools. *Nucl. Instr. and Meth. B*, 244, pp. 392-396.
- Patiris D. L., Blekas K., Ioannides K. G. (2007). TRIAC II A MatLab code for track measurements from SSNT detectors. *Comp. Phys. Commun.*, 177, pp. 329-338.
- Patiris D. L., Ioannides K. G. (2009). Discriminative detection of deposited radon daughters on CR-39 track detectors using TRIAC II code. *Nucl. Instr. and Meth. B*, 267, pp. 2440-2448.
- Phillips C. R., Khan A. and Leung H. M. Y. (1988). The nature and determination of the unattached fraction of radon and thoron progeny. in: *Radon and its decay products in indoor air*, eds. Nazaroff W. W. and Nero A. V., John Wiley & Sons, pp. 203-256.
- Planinic J. (1992). ^{222}Rn detection efficiency and sensitivity coefficient of the LP-115 nuclear track detector. *Health Phys.*, 62, pp. 356-358.

- Pogorski S., Khan A. and Phillips C. R. (1982). Optimized counting intervals for concentrations measurements of the decay products of radon and thoron in an uranium mine. International Conference on Radiation Hazards in Mining.
- Porstendorfer J., Mercer T. T. (1978). Influence of humidity upon the attachment rate. Atmosph. Environ., 12, pp. 2223-2228.
- Porstendorfer J. (1994). Properties and behaviour of radon and thoron and their decay products in the air. Health Phys., 17, pp. 300-305.
- Porstendorfer J. and Reineking A. (1999). Radon characteristics in air and dose conversion factor. Health Phys., 76, pp. 300-305.
- Pressyanov D., Rusinov I., Simeonov G. (1999). Radon progeny deposition in track-detection diffusion chambers. Nucl. Instrum. Meth. A , 435, pp. 509–513.
- Price P. B. and Krischer W. (1985). Semi-automated, three dimensional measurement of etched tracks in Solid State Nuclear Tracks Detectors. Nucl. Instr. and Meth. A, 234, pp. 158-167.
- Przylibski T. A. (1999). Radon concentration changes in the air of two caves in Poland. J. Environ. Radioact., 48, pp. 81-94.
- Raes F., Janssens A. and Vanmarcke H. (1985). A closer look at the behavior of radioactive decay products in air. Sci. Total Environ., 45, pp. 205-218.
- Ramachandran T. V., Lalit B. Y. and Mishra U. C. (1987). Measurements of radon permeability through some membranes. Nucl. Tracks Radiat. Meas., 13, pp. 81–84.
- Ramamurthi M. and Hoke P. K. (1989). On improving the validity of wire screen unattached fraction Rn daughter measurements. Health Phys., 56, pp. 189-194.
- Ramsay W. and Gray R. W. (1910). La densité de l'emanation du radium. Comptes rendus hebdomadaires des seances de l'Academie des sciences, 151, pp. 126–128.

- Rana M. A. and Qureshi I. E. (2002). Studies of CR-39 etch rates. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B, 198, pp. 129–134.
- Rehman F. , Jamil K. , Zakaullah M., Abu-Jarad F., Mujahid S. A. (2003). Experimental and Monte Carlo simulation studies of open cylindrical radon monitoring device using CR39. J. Envir. Rad., 65, pp. 243-254.
- Reist P. C. (1993) Introduction to Aerosol Science, McGraw-Hili, New York,
- Rogers V. C. and Neilson K. K. (1991). Correlations for predicting air permeabilities and ²²²Rn diffusion coefficient of soils. Health Phys., 61, pp. 225-230.
- Rogers V. C., Neilson K. K. and Holt R. B. (1995). Radon diffusion coefficients for aged residential concretes. Health Phys., 68, pp. 832-834.
- Rusov V. D. and Sviridov V. I. (1992). Recognition and assessment of nuclear track parameters in automatic processing of radiographic images. Nucl. Tracks Radiat. Meas., 20, No. 2, pp. 301-304.
- Rutherford E. and Owens R. B. (1899). Thorium and uranium radiation. Trans. R. Soc. Can., 2, pp. 9–12
- Rutherford E. (1900). A radioactive substance emitted from thorium compounds. Philosophical Mag., 40, pp. 1–4.
- Rutherford E. and Brooks H. T. (1901). The new gas from radium. Trans. R. Soc. Can., 7, pp. 21–25.
- Rutherford E. and Soddy F. (1902a). The Radioactivity of Thorium Compounds I Trans. Chem. Soc., 81, pp. 321-350.
- Rutherford E. and Soddy F. (1902b). The Radioactivity of Thorium Compounds II Trans. Chem. Soc., 81, pp. 837-860.
- Rutherford E. and Soddy F. (1902c). The Cause and Nature of Radioactivity I Phil. Mag., 6iv, pp. 370-396.

- Rutherford E. and Soddy F. (1902d). The Cause and Nature of Radioactivity II Phil. Mag., 6iv, pp. 569-585.
- Sajo-Bohus L., Greaves E. D., Palfalvi J., Urbani F., Merlo G. (1997). Radon concentration measurements in Venezuelan caves using SSNTDs. Rad. Meas., 28, pp. 725-728.
- Savvidis I., Lamproudis C., Papaevangelou T., Eleftheriadis C. and The n_TOF Collaboration (2007). n_TOF experiment: Neutron beam profile and fast neutron background determination, using CR-39 passive neutron detector. Rad. Meas., 42, pp. 1492-1498.
- Schmidt V. and Hamel P. (2001). Measurements of deposition velocity of radon decay products for the examination of correlation between air activity concentration of radon and accumulated ^{210}Po surface activity. Sci. Total Environ., 272, pp. 189-194.
- Scientific Nations Scientific Committee on the Effect of Atomic Radiation (1982), Ionizing Radiation: Sources and Biological Effects, United Nations Press, New York.
- Sharaf M. A. and Abo-Elmagd M. (2005). Thermal effects on CR-39 detector response and permeability of some membranes used in radon measurements. Radiat. Meas., 39, pp. 441-445.
- Shi B. and Hopke P. K. (1991). Neutralization of ^{218}Po ions by small ion recombination in O_2 , Ar and N_2 . Health Phys., 61, pp. 209-214.
- Shimo S. and Saito H. (2000). Size distribution of radon progeny aerosol in door and outdoor air. J. Environ. Radioact., 51, pp. 49-57.
- Silk H. C. H. and Barnes R. S. (1961). The observation of dislocations in mica. Acta Metallurgica, 9(6), pp. 558-562.
- Skvarc J., Ilic R., Kodre, A. (1992). Digital evaluation of ^6Li (n, α) reaction product tracks in CR-39 detector. Nucl. Instru. Meth. B 71, pp. 60-64.

- Soilleux P. J. (1970). The measurements of the size spectrum and charge to total ratio of condensation nuclei having naturally occurring radon daughter products attached to them. *Health Phys.*, 18, pp. 245.
- Solomon S. B., Langroo R., Lyons R. G., James J. M. (1996). Radon exposure to tour guides in Australia show caves. *Environ. Int.*, 22, pp. S409-S413.
- Somogyi G. and Szalay A. S. (1973). Track diameter kinetics in dielectric track detector. *Nucl. Instr. and Meth.*, 109, pp. 211–232.
- Somogyi G. and Hunyadi I. (1979) Etching properties of the CR-39 polymeric nuclear track detector. *Proc. 10th Int. Conf. SSNTDs*, Lyons. Pergamon Press, Oxford.
- Somogyi G. (1981). Status of development in the field of CR-39 track detectors. *Proc. 11th Int. Conf. SSNTDs*, pp. 101-113, Bristol. Pergamon Press, Oxford.
- Somogyi G. (1984). Current problems in chemical track etching. *Nucl. Tracks and Rad. Meas.*, 8, pp. 27-35.
- Sperrin M., Denman T., Phillips P. S. (2000). Estimating the dose from radon to recreational cave users in the Mendips UK. *J. Environ. Radioact.*, 49, pp. 235-240.
- Stejny J. (1987). The polymer physics of CR-39 – The state of understanding. *Rad. Prot. Dosim.*, 20, pp. 31-36.
- Stranden E. (1988). Building materials as a source of indoor radon. in: *Radon and its decay products in indoor air*, eds. Nazaroff W. W. and Nero A. V., John Wiley & Sons, pp. 113-130.
- Swedjemark G. A. (1984). Temporal variation of the radon concentration indoors. *Radiat. Prot. Dosim.*, 7, pp. 255-258.
- Szerbin P. (1996). Natural radioactivity of certain spas and caves in Hungary. *Environ. Int.*, 22, pp. S389-S398.
- Taner A. B. (1980). Radon migration in the ground: A supplementary review. In *Proc. of Natural Rad. Env. III (Conf-780422)*, Houston, April 23-28, 1978, pp. 5-56.

- Thatcher L. T., Fairchild W. A. and Nazaroff W. W. (1996). Particle deposition from natural convection enclosure flow onto smooth surfaces. *Aerosol Sci. Technol.*, 25, pp. 359-374.
- Thomas J, W. (1972). Measurements of radon daughters in air. *Health Phys.*, 23, pp. 783.
- Thomas J. W. and Hinchliffe L. E. (1972). Filtration of 0.001 μ m particles by wire screens. *J. Aerosol Sci.*, 3, pp 387.
- Tokonami S., Limoto T. and Kurosawa R. (1996). Continuous measurement of the equilibrium factor F and the unattached fraction f_p of radon progeny in the environment. *Environ. Int.*, 22, pp S611- S616.
- Tokonami S., Takahashi F., Limoto T. and Kurosawa R. (1997). A new device to measure the activity size distribution of radon progeny in low level environment. *Health Phys.*, 73, pp. 494-497.
- Tokonami S. (1999). Determination of the diffusion coefficient of unattached radon progeny with a graded screen array at the EML environmental chamber. *Radiat. Prot. Dosim.*, 81, pp. 285-290.
- Tokonami S. (2000). Experimental verification of the attached theory of radon decay progeny onto ambient aerosols. *Health Phys.*, 78, pp. 74-79.
- Tokonami S. (2005). Summary of dosimetry (radon and thoron) studies. *Int. Congr. Ser.*, 1276, pp. 151-154.
- Tommasino L. (1970). Electrochemical etching of damage track detectors by H.V. pulse and sinusoidal wave forms. *CNEN Report RT/PROT*, vol. 1.
- Tsivoglou E.C. Ayer H. E. and Holaday D. A. (1953). Occurrence of non equilibrium atmospheric mixtures of radon and its daughters. *Nucleonics* 11(9), 40
- Tso M. W., Chor-yi Ng and Leung J. K. (1994). Radon release from building materials in Hong Kong. *Health Phys.*, 67, pp. 378-384.

- Tymen G., Robe M. C. and Rannou A. (1992). Measurements of aerosol and radon daughters in five radon houses. *Radiat. Prot. Dosim.*, 45, pp. 319-322.
- Tymen G., Kerouanton D., Huet C., and Boulaud D. (1999). An annular diffusion channel equipped with a track detector film for long term measurements of activity concentration and size distribution of nanometer ^{218}Po particles. *J. Aerosol Sci.*, 30, pp. 205-216.
- Uhlig M. (1912). Uber den Schneeberger Lungenkrebs, *Virchows Arch Pathol. Anat. Physiol.*, 230, pp. 76-98.
- United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation (UNSCEAR) (1993). Sources and effects of ionizing radiation. Report to the General Assembly, with Scientific Annexes, United Nations Publications, New York.
- United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation (UNSCEAR) (2000). Sources and effects of ionizing radiation. Vol. I: Sources, United Nations Publications, New York. Available at [http:// www.unscear.org/2000vol1.htm](http://www.unscear.org/2000vol1.htm).
- Vaupotic J., Csige I., Radolic V., Hunyadi I., Planinic J., Kobal I. (2001). Methodology of radon monitoring and dose estimates in Postojna Cave Slovenia. *Health Phys.*, 80, pp. 142-147.
- Viques S., Espinosa G. and Castafio V. M. (1991). Image processing analysis of chemical tracks. *Nucl. Tracks Radiat. Meas.* 19, pp. 271-272.
- Voytchev M., Klein D., Chambaudet A., Georgiev G. and Iovtchev M. (1999). Applications of a silicon photodiode detector for radon progeny measurements. *Radiat. Meas.*, 31, pp. 375-378.
- Ward W. J. (1977). A convenient method for reducing ^{220}Rn background in uranium exploration. US Patent 4, 064, 436.
- Waxweiler R. J. (1981). Epidemiological problems associated with exposure to several agents. *Env. Health Persp.*, 42, pp. 51-56

- Wilkening M. H. (1952). Natural radioactivity as a tracer in the sorting of aerosols according to mobility. *Rev. Sci. Instrum.*, 23, pp 13.
- Wilkening M. H. and Watkins O. E. (1976). Air exchange and Rn-222 concentrations in the Carlsbad caverns. *Health Phys.*, 31, pp. 139-145.
- Willeke K. and Baron P. A. (1993). *Aerosol measurements: principles, techniques and applications*. John Wiley & Sons.
- Xu M., Nematollahi M., Sextro R. G., Gadgil A. J. and Nazaroff W. W. (1994). Deposition of tobacco smoke particles in low ventilation room. *Aerosol Sci. Technol.*, 20, pp. 194-206.
- Yamasaki T., Guo Q. and Lida T. (1995). Distributions of thoron progeny concentrations in dwellings. *Radiat. Prot. Dosim.*, 59, pp 135-140.
- Yasuda N., Uchikawa K., Amemiya K., Watanabe N., Takahashi H., Nakazawa M., Yamamoto M., Ogura K. (2001). Estimation of the latent track size of CR-39 using atomic force microscope. *Radiat. Meas.*, 34, pp. 45-49.
- Yip R. K. K., Tam P. K. S., and Leung D. N. K. (1992). "Modification of Hough transform for circles and ellipses detection using a 2-dimensional array", *Pattern Recognition*, 25, pp. 1007–1022.
- Yip C. W. Y., Ho J. P. Y., Nikezic D., Yu K. N. (2003). A fast method to measure the thickness of removed layer from etching of SSNTD based on EDXRF, *Radiat. Meas.*, 36, pp. 161-164.
- Yisheng L., Deyan T., Xiaohai H., Ying Z. and Di A. (1993). Automated image analysis system for etched track counting--a preliminary study. *Nucl. Tracks Radiat. Meas.* 22, pp. 217-218.
- Young D. A. (1958). *Nature* ,182, pp. 375.
- Yu K. N. (1993). The effects of typical covering materials on radon exhalation rate from concrete surfaces. *Radiat. Prot. Dosim.*, 59, pp. 135-140.

- Yu K. N., Lau B. M. F., Guan Z. J., Lo T. Y. and Young E. C. M. (2000b). Survey of the radon dose conservation factor for office. *J. Environ. Radioact.*, 51, pp 379-385.
- Yu K. N., Lau B. M. F., Guan Z. J., Lo T. Y. and Young E. C. M. (2001a). Bronchial Rn dose for residences. *J. Environ. Radioact.*, 54, pp 221-229
- Yu K. N., Wong B. T. Y., Law J. Y. P., Lau B. M. F. and Nikezic D. (2001b). Indoor conversion coefficients for radon progeny for different ambient environments. *Environ. Sci. Technol.*, 35, pp 2136-2140.
- Yu K. N., Ng F. M. F., Ho J. P. Y., Yip C. W. Y., Nikezic D., *Radiat. Prot. Dosim.*, in press.
- Zhuo W., Lida T., Moriizumi J., Aoygi T. and Takahashi I. (2001). Simulation of the concentrations and distribution of indoor radon and thoron. *Radiat. Prot. Dosim.*, 93, pp. 357-368.
- Ziegler J. T. and Biersak J. P. (1985). *The stopping and range of ions in solids*. New York: Pergamon Press.

Παράρτημα

Ο κώδικας του προγράμματος TRIAC II

Tο πρόγραμμα επεξεργασίας εικόνων από ανιχνευτές πυρηνικών ιχνών TRIACII αναπτύχθηκε στα πλαίσια της παρούσας διατριβής. Ο κώδικας του προγράμματος είναι γραμμένος στη γλώσσα προγραμματισμού MatLab, αποτελείται από δώδεκα συνολικά αρχεία καθένα από τα οποία παρουσιάζονται στο παρόν εδάφιο. Συνοπτικά, το αρχείο TRIACII.m αποτελεί τον κώδικα του γραφικού περιβάλλοντος αλληλεπίδρασης με το χρήστη το οποίο μέσω του αρχείου-εικόνας TRIACII.fig εκκινούν το πρόγραμμα στην επιλεγμένη από το χρήστη λειτουργία. Ο κώδικας του αρχείου είναι γραμμένος από τους προγραμματιστές της MathWorks εταιρίας ανάπτυξης της MatLab. Σε αυτόν έγιναν οι απαραίτητες προσθήκες ώστε να δημιουργεί και να θέτει σε λειτουργία το γραφικό περιβάλλον αλληλεπίδρασης του προγράμματος TRIAC II. Η πρώτη λειτουργία (MODE I) του προγράμματος στηρίζεται στον κώδικα που αποτελεί το αρχείο Phys4.m. Αυτό κατά τη ροή του καλεί τις εμπλεκόμενες συναρτήσεις-αρχεία. Αντίστοιχα, η δεύτερη λειτουργία (MODE II) οδηγείται από το αρχείο Phys5.m το οποίο με τη σειρά του καλεί τις απαραίτητες συναρτήσεις. Τα αρχεία KM4.m και KM5.m περιέχουν τον κώδικα της ομαδοποίησης των εικονοστοιχείων των αναλυόμενων εικόνων, τη μετατροπή τους σε δυαδική μορφή και της μορφοποίησης. Τα αρχεία myhough3_1.m, Hough_ellipse.m και fit_ellipse.m περιλαμβάνουν τον κώδικα του μετασχηματισμού Hough που απαιτείται για τον εντοπισμό του αριθμού των ιχνών σε κάθε αντικείμενο για την περίπτωση των κυκλικών και των ελλειπτικών ιχνών. Το αρχείο subtract.m αφαιρεί μικρά τμήματα της από τα άκρα της εικόνας προκειμένου να απομακρύνονται ίχνη που δεν εμφανίζονται κατά το μεγαλύτερο ποσοστό εντός του οπτικού πεδίου και τέλος τα αρχεία TestI.m και TestII.m αφορούν τη βαθμονόμηση του προγράμματος. Τα αρχεία πλαισιώνονται και από ένα αρχείο βοήθειας TRIACII Help.pdf το οποίο εκτελείται είτε μέσω του γραφικού περιβάλλοντος είτε και από μόνο του.

- **Αρχείο TRIAC II.m**

```

01. function varargout = TRIACII(varargin)
02.
03. % Copyright 2002-2003 The MathWorks, Inc.
04.
05. % Last Modified by GUIDE v2.5 06-Sep-2006 14:02:39
06.
07. % Begin initialization code
08.
09. gui_Singleton = 1;
10. gui_State = struct('gui_Name',    mfilename, ...
11.                  'gui_Singleton', gui_Singleton, ...
12.                  'gui_OpeningFcn', @TRIACII_OpeningFcn, ...
13.                  'gui_OutputFcn', @TRIACII_OutputFcn, ...
14.                  'gui_LayoutFcn', [] , ...
15.                  'gui_Callback', []);
16. if nargin && ischar(varargin{1})
17.     gui_State.gui_Callback = str2func(varargin{1});
18. end
19.
20. if nargout
21.     [varargout{1:nargout}] = gui_mainfcn(gui_State, varargin{:});
22. else
23.     gui_mainfcn(gui_State, varargin{:});
24. end
25.
26. % End initialization code
27.
28.
29. % Executes just before TRIACII is made visible.
30.
31. function TRIACII_OpeningFcn(hObject, eventdata, handles, varargin)
32.
33. % Choose default command line output for TRIACII
34.
35. handles.output = hObject;
36.
37. % Update handles structure
38.
39. guidata(hObject, handles);
40.
41. % Outputs from this function are returned to the command line.
42.
43. function varargout = TRIACII_OutputFcn(hObject, eventdata, handles)
44.
45. % Get default command line output from handles structure
46.
47. varargout{1} = handles.output;
48. function edit1_Callback(hObject, eventdata, handles)
49. clust= str2double(get(hObject, 'String'));

```

```
50. if isnan(clust)
51.     set(hObject, 'String', 0);
52.     errordlg('Input must be a number','Error');
53. end
54.
55. handles.metricdata.clust = clust;
56. guidata(hObject,handles)
57.
58. % Executes during object creation, after setting all properties.
59.
60. function edit1_CreateFcn(hObject, eventdata, handles)
61. if ispc
62.     set(hObject,'BackgroundColor','white');
63. else
64.     set(hObject,'BackgroundColor',get(0,'defaultUicontrolBackgroundColor'));
65. end
66.
67. function edit2_Callback(hObject, eventdata, handles)
68. morph= str2double(get(hObject, 'String'));
69. if isnan(morph)
70.     set(hObject, 'String', 0);
71.     errordlg('Input must be a number','Error');
72. end
73.
74. handles.metricdata.morph = morph;
75. guidata(hObject,handles)
76.
77. % Executes during object creation, after setting all properties.
78.
79. function edit2_CreateFcn(hObject, eventdata, handles)
80. if ispc
81.     set(hObject,'BackgroundColor','white');
82. else
83.     set(hObject,'BackgroundColor',get(0,'defaultUicontrolBackgroundColor'));
84. end
85.
86. function edit3_Callback(hObject, eventdata, handles)
87. File_Name= get(hObject, 'String');
88. handles.metricdata.File_Name = File_Name;
89. guidata(hObject,handles)
90.
91. % Executes during object creation, after setting all properties.
92.
93. function edit3_CreateFcn(hObject, eventdata, handles)
94. if ispc
95.     set(hObject,'BackgroundColor','white');
96. else
97.     set(hObject,'BackgroundColor',get(0,'defaultUicontrolBackgroundColor'));
98. end
99.
100. function edit4_Callback(hObject, eventdata, handles)
```

```
101. Image_hist= get(hObject, 'String');
102. handles.metricdata.Image_hist = Image_hist;
103. guidata(hObject,handles)
104. % Executes during object creation, after setting all properties.
105.
106. function edit4_CreateFcn(hObject, eventdata, handles)
107. if ispc
108.     set(hObject,'BackgroundColor','white');
109. else
110.     set(hObject,'BackgroundColor',get(0,'defaultUicontrolBackgroundColor'));
111. end
112.
113. function edit5_Callback(hObject, eventdata, handles)
114. Group_hist= get(hObject, 'String');
115. handles.metricdata.Group_hist = Group_hist;
116. guidata(hObject,handles)
117.
118. % Executes during object creation, after setting all properties.
119.
120. function edit5_CreateFcn(hObject, eventdata, handles)
121. if ispc
122.     set(hObject,'BackgroundColor','white');
123. else
124.     set(hObject,'BackgroundColor',get(0,'defaultUicontrolBackgroundColor'));
125. end
126.
127. function edit6_Callback(hObject, eventdata, handles)
128. check= str2double(get(hObject, 'String'));
129. if isnan(check)
130.     set(hObject, 'String', 0);
131.     errordlg('Input must be a number','Error');
132. end
133.
134. handles.metricdata.check = check;
135. guidata(hObject,handles)
136.
137. % Executes during object creation, after setting all properties.
138.
139. function edit6_CreateFcn(hObject, eventdata, handles)
140. if ispc
141.     set(hObject,'BackgroundColor','white');
142. else
143.     set(hObject,'BackgroundColor',get(0,'defaultUicontrolBackgroundColor'));
144. end
145.
146. function edit7_Callback(hObject, eventdata, handles)
147. group= str2double(get(hObject, 'String'));
148. if isnan(group)
149.     set(hObject, 'String', 0);
150.     errordlg('Input must be a number','Error');
151. end
```

```
152.
153. handles.metricdata.group = group;
154. guidata(hObject,handles)
155.
156. % Executes during object creation, after setting all properties.
157. function edit7_CreateFcn(hObject, eventdata, handles)
158. if ispc
159.     set(hObject,'BackgroundColor','white');
160. else
161.     set(hObject,'BackgroundColor',get(0,'defaultUicontrolBackgroundColor'));
162. end
163.
164. % Executes on button press in pushbutton1.
165.
166. function pushbutton1_Callback(hObject, eventdata, handles)
167. Phys4(handles.metricdata.clust,handles.metricdata.morph,handles.metricdata.check,handles.met
    ricdata.group,handles.metricdata.File_Name,handles.metricdata.Image_hist,handles.metricdata.
    Group_hist)
168.
169. % Executes on button press in pushbutton2.
170.
171. function pushbutton2_Callback(hObject, eventdata, handles)
172. TestI(handles.metricdata.clust,handles.metricdata.morph,handles.metricdata.check,handles.metr
    icdata.group,handles.metricdata.File_Name,handles.metricdata.Image_hist,handles.metricdata.G
    roup_hist)
173.
174. % Executes on button press in pushbutton3.
175.
176. function pushbutton3_Callback(hObject, eventdata, handles)
177. Phys5(handles.metricdata.clust,handles.metricdata.morph,handles.metricdata.check,handles.met
    ricdata.group,handles.metricdata.File_Name,handles.metricdata.Image_hist,handles.metricdata.
    Group_hist)
178.
179. % Executes on button press in pushbutton4.
180. function pushbutton4_Callback(hObject, eventdata, handles)
181. TestII(handles.metricdata.clust,handles.metricdata.morph,handles.metricdata.check,handles.met
    ricdata.group,handles.metricdata.File_Name,handles.metricdata.Image_hist,handles.metricdata.
    Group_hist)
182.
183. % Executes on button press in pushbutton5.
184.
185. function pushbutton5_Callback(hObject, eventdata, handles)
186. open('TRIACII Help.pdf')
```


- **Αρχείο Phys4.m**

```

01. % VERSION IV. Automatic radius selection
02. % Konstantinos Blekas & Dionysis Patiris. Last updated 4 Sep. 2006
03.
04. function
    Phys42(Clusters_Num,Morphological_Threshold,Size_Check,Group_Name,File_Name,Image_
        hist,Group_hist);
05. warning off all
06. global morph;
07. global Size_Check;
08.
09. fprintf('\n');
10. fprintf(' TRIACII started in ModeI at: %s\n\n',datestr(now));
11.
12. fdata=File_Name;
13. morph=Morphological_Threshold;
14. H=Image_hist;
15. Y=Group_hist;
16.
17. fprintf(' Number of clusters used= %d\n',Clusters_Num);
18. fprintf(' Morphological threshold= %d\n',morph);
19. fprintf(' Number of size check = %d\n\n',Size_Check);
20.
21. fread = fopen(fdata,'r');
22.
23. fwrite4=fopen('Counting_details_I.txt','a+');
24. fprintf(fwrite4,' Number of clusters used= %d\n',Clusters_Num);
25. fprintf(fwrite4,' Morphological threshold= %d\n',morph);
26. fprintf(fwrite4,' Number of size check = %d\n\n',Size_Check);
27.
28. k=1;
29.
30. while ~feof(fread)
31.     trackfile{k} = fscanf(fread,'%s*[^"]');
32.     fprintf('%s ', trackfile{k});
33.     fprintf(fwrite4,'\n %s \n', trackfile{k});
34.     trimage=imread(trackfile{k});
35.     trdata=trimage(:,:,1);
36.     [m,n]=size(trdata);
37.
38.     mt=3;
39.     if m<500      % CUTTING EDGES
40.         ct=4;
41.     elseif m>=500 & m<800
42.         ct = 8;
43.     elseif m>=800
44.         ct=10;
45.     end
46.
47.     trdata=trdata(ct:m-ct,ct:n-ct);

```

```

48.
49.     [trnumber,Obj,TRadius,Mintens]=KM4(double(trdata),Clusters_Num,1);
50.
51.     dxls0={'Num Objects','Num Tracks',};
52.     Out0(1)=Obj; Out0(2)=trnumber;
53.     xlswrite('CircularTracks_PerImage.xls', dxls0,trackfile{k},'A1')
54.     xlswrite('CircularTracks_PerImage.xls', Out0, trackfile{k},'A2')
55.
56.     Out1(:,1)=[2*TRadius]';
57.     Out1(:,2)=[Mintens]';
58.     dxls = {'Diameter(px1)', 'Brightness',};
59.     xlswrite('CircularTracks_PerImage.xls', dxls,trackfile{k},'A4')
60.     xlswrite('CircularTracks_PerImage.xls', Out1,trackfile{k},'A5')
61.
62.     GRadius{k}=TRadius;
63.     MeanIntensity{k}=Mintens;
64.
65.     clear Out1
66.
67.     k=k+1;
68. end
69.
70. for i=1:k-1
71.     S(i,:)=trackfile{i}(1:Group_Name);
72. end
73.
74. l=size(S,1); Ir=ones(l,1);
75. j=1;
76. while l>0
77.     St=S(find(Ir==1),:);
78.     s=St(1,:); ST{j}=s;
79.     In=strmatch(s,S);
80.
81.     ToTradius{j}=[]; TotalMeanIntensity{j}=[]; TypeOut{j}=[];
82.     for i=1:length(In)
83.         ToTradius{j}=[ToTradius{j};GRadius{In(i)}];
84.         TotalMeanIntensity{j}=[TotalMeanIntensity{j};MeanIntensity{In(i)}];
85.         Out1(:,1)=[2*GRadius{In(i)}]';
86.         Out1(:,2)=[MeanIntensity{In(i)}]';
87.         TypeOut{j}=[TypeOut{j};Out1];
88.         clear Out1
89.     end
90.
91.     dxls0={'Num of images','Num of tracks',};
92.     Out0(1)=length(In);
93.     Out0(2)=length(TypeOut{j});
94.     xlswrite('CircularTracks_PerGroup.xls',dxls0,s,'A1');
95.     xlswrite('CircularTracks_PerGroup.xls',Out0,s,'A2');
96.
97.     dxls = {'Diameter(px1)', 'Brightness',};
98.     xlswrite('CircularTracks_PerGroup.xls', dxls,s,'A4')

```

```
99.    xlswrite('CircularTracks_PerGroup.xls', TypeOut{j},s,'A5')
100.
101.
102.    j=j+1; Ir(In)=0;
103.    l=length(find(Ir==1));
104. end
105.
106. if ( (H=='y') | (H=='Y') )
107.     for i=1:k-1
108.         figure,
109.         subplot(1,2,1), hist(2*GRadius{i});
110.         title(['Diameters in image ',trackfile{i}]);
111.         subplot(1,2,2), hist(MeanIntensity{i});
112.         title(['Mean Intensity values in image ',trackfile{i}]);
113.     end
114. end
115.
116.
117. if ( (Y=='y') | (Y=='Y') )
118.     for i=1:j-1
119.         figure,
120.         subplot(2,1,1), hist(2*ToTradius{i},100);
121.         title(['Diameters in type of images ',ST{i}]);
122.         subplot(2,1,2), hist(TotalMeanIntensity{i},100);
123.         title(['Mean Intensity values in type of images ',ST{i}]);
124.     end
125. end
126.
127. fclose(fread);
128. fclose(fwrite4);
129.
130. fprintf('\n TRIACII finished at: %s\n',datestr(now));
```

- **Αρχείο Phys5.m**

```
01. % VERSION V. Automatic elliptic track objects selection (18 April 2006)
02. % Konstantinos Blekas & Dionysis Patiris. Last updated 4 Sep. 2006
03.
04. function
    Phys5(Clusters_Num,Morphological_Threshold,Size_Check,Group_Name,File_Name,Image_h
        ist,Group_hist);
05. warning off all
06. global morph;
07. global Size_Check;
08.
09. fprintf('\n');
10. fprintf(' TRIACII started in ModeII at: %s\n\n',datestr(now));
11.
12. fdata=File_Name;
13. morph=Morphological_Threshold;
14. H=Image_hist;
15. Y=Group_hist;
16.
17. fprintf(' Number of clusters used= %d\n',Clusters_Num);
18. fprintf(' Morphological threshold= %d\n',morph);
19. fprintf(' Number of size check  = %d\n\n',Size_Check);
20.
21. fread = fopen(fdata,'r');
22. fwrite4=fopen('Counting_details_II.txt','a+');
23. fprintf(fwrite4,' Number of clusters used= %d\n',Clusters_Num);
24. fprintf(fwrite4,' Morphological threshold= %d\n',morph);
25. fprintf(fwrite4,' Number of size check  = %d\n\n',Size_Check);
26.
27. BrNorm=imread('BrightNormal.jpg');
28. BrNorm=BrNorm(:,:,1);
29. BrNorm=im2double(BrNorm);
30. max_value=max(max(BrNorm));
31. %normalization_matrix=max_value./BrNorm;
32. normalization_matrix=max_value-BrNorm;
33.
34. k=1;
35.
36. while ~feof(fread)
37.     trackfile{k} = fscanf(fread,'%s*[^']');
38.     fprintf('%s ', trackfile{k});
39.     fprintf(fwrite4,'\n %s \n', trackfile{k});
40.     trimage=imread(trackfile{k});
41.     trdata=trimage(:,:,1);
42.
43.     trdata=im2double(trdata);
44.     imnormal= trdata+normalization_matrix;
45.     trdata=im2uint8(imnormal);
46.     trdata(find(trdata>=240))=255;
47.     trdata(find(trdata<240&trdata>230))=230;
```

```

48.
49.     [m,n]=size(trdata);
50.     mt=3;
51.     if m<500      % CUTTING EDGES
52.         ct=5;
53.     elseif m>=500 & m<800
54.         ct = 10;
55.     elseif m>=800
56.         ct=12;
57.     end
58.
59.     trdata=trdata(ct:m-ct,ct:n-ct);
60.
61.     [Nobj,Totalobj]=KM5(double(trdata),Clusters_Num,1);
62.
63.     Trackobj{k}=Totalobj;
64.
65.     Out1(:,1)=[Totalobj.long_axis]';
66.     Out1(:,2)=[Totalobj.short_axis]';
67.     Out1(:,3)=[Totalobj.phi]';
68.     Out1(:,3)=Out1(:,3)*180/3.14;
69.     Out1(:,4)=[Totalobj.Intensity]';
70.     dxls = {'Major Axis(px1)', 'Minor Axis(px1)', 'Orientation(deg)', 'Brightness'};
71.     xlswrite('EllipticalTracks_PerImage.xls', dxls,trackfile{k},'A1')
72.     xlswrite('EllipticalTracks_PerImage.xls', Out1,trackfile{k},'A2')
73.     ImageOut{k}=Out1;
74.     k=k+1;
75.     clear Out1
76.
77. end
78. fclose(fread);
79.
80. for i=1:k-1
81.     S(i,:)=trackfile{i}(1:Group_Name);
82. end
83.
84. l=size(S,1); Ir=ones(l,1);
85. j=1;
86. while l>0
87.
88.     e1=find(Ir==1);
89.     s=S(e1(1),:); ST{j}=s; In=strmatch(s,S);
90.
91.     TypeOut{j}=[];
92.     TypeTrackobj{j}=[];
93.     for i=1:length(In)
94.         Out1(:,1)=[Trackobj{In(i)}.long_axis]';
95.         Out1(:,2)=[Trackobj{In(i)}.short_axis]';
96.         Out1(:,3)=[Trackobj{In(i)}.phi]';
97.         Out1(:,3)=Out1(:,3)*180/3.14;
98.         Out1(:,4)=[Trackobj{In(i)}.Intensity]';

```

```
99.     TypeOut{j}=[TypeOut{j};Out1];
100.     TypeTrackobj{j}=[TypeTrackobj{j};Trackobj{In(i)}];
101.
102.     clear Out1
103. end
104.
105.     dxls = {'Major Axis(px1)', 'Minor Axis(px1)', 'Orientation(deg)', 'Brightness'};
106.     xlswrite('EllipticalTracks_PerGroup.xls', dxls,s,'A1')
107.     xlswrite('EllipticalTracks_PerGroup.xls', TypeOut{j},s,'A2')
108.
109.     j=j+1; Ir(In)=0;
110.     l=length(find(Ir==1));
111. end
112.
113.
114. if ( (H=='y') | (H=='Y') )
115.     for i=1:k-1
116.         figure,
117.         subplot(2,2,1), hist(ImageOut{i}(:,1),50);
118.         title(['Major Axis image ',trackfile{i}]);
119.         subplot(2,2,2), hist(ImageOut{i}(:,2),50);
120.         title(['Minor Axis image ',trackfile{i}]);
121.         subplot(2,2,3), hist(ImageOut{i}(:,3),50);
122.         title(['Orientation image ',trackfile{i}]);
123.         subplot(2,2,4), hist(ImageOut{i}(:,4),50);
124.         title(['Brightness image ',trackfile{i}]);
125.     end
126. end
127.
128. if ( (Y=='y') | (Y=='Y') )
129.     for i=1:j-1
130.         figure,
131.         subplot(2,2,1), hist(TypeOut{i}(:,1),50);
132.         title(['Major Axis type ',ST{i}]);
133.         subplot(2,2,2), hist(TypeOut{i}(:,2),50);
134.         title(['Minor Axis type ',ST{i}]);
135.         subplot(2,2,3), hist(TypeOut{i}(:,3),50);
136.         title(['Orientation type ',ST{i}]);
137.         subplot(2,2,4), hist(TypeOut{i}(:,4),50);
138.         title(['Brightness type ',ST{i}]);
139.     end
140. end
141.
142. fclose(fwrite4);
143.
144. fprintf('\n TRIACII finished at: %s\n',datestr(now));
```

- **Αρχείο KM4.m**

```

01. function [NUM3e,Obj,GRay,MIntens] = KM4(chan,K,check);
02. global morph;
03. global check;
04. global Size_Check;
05.
06. [N1,N2] = size(chan);
07.
08. fwrite4=fopen('Counting_details_I.txt','a+');
09.
10. xdat=chan(:);
11. [label, center] = kmeans(xdat,K,'start','cluster','emptyaction','singleton'); %%% 'repetitions',5)
12. newlabel=label;
13. [a1,a2]=min(center);
14. for j=1:K
15.     if (j~=a2)
16.         newlabel(find(label==j))=0;
17.     end
18. end
19. newlabel(find(label==a2))=1;
20. RL=reshape(newlabel,N1,N2);
21. clear label newlabel
22. bw2=bwareaopen(RL,morph);
23. bw2=imfill(bw2,'holes');
24.
25. [L2,NUM2]=bwlabeln(bw2);
26. clear bw2
27.
28. STATS = regionprops(L2,'EquivDiameter');
29. InitDiameter=[STATS.EquivDiameter];
30. clear STATS
31.
32. if check==1           % if check
33.     Dout=mean(InitDiameter)+Size_Check*std(InitDiameter);           %
34.     % Size_Check default=3 if mean + 2*std => cut more regions
35.     Iout = find(InitDiameter>Dout);
36.     if length(Iout)>0
37.         I=L2;
38.         for i=1:length(Iout)
39.             I(find(I==Iout(i)))=0;
40.         end
41.         bw2=I;
42.         [L2,NUM2]=bwlabeln(bw2);
43.     end
44. end
45.
46. Np=length(find(L2>0))/NUM2; W=2*ceil(sqrt(Np/(pi)));
47.
48. NUM3e=0; NUM3b=0;

```

```
49. g=1; GRay=[]; MIntens=[];
50.
51. for i=1:NUM2
52.
53.     I=L2;
54.     I(find(I~=i))=0;
55.     I(find(I==i))=1;
56.     [I1,Border] = subtract(I);
57.
58.     Xtemp = chan(Border(1):Border(2),Border(3):Border(4));
59.     I11=bwdist(~I1);
60.     I11=-I11;
61.     I11(~I1)=-Inf;
62.     L=watershed(I11);
63.
64.     Ee=edge(I1,'canny');
65.
66.     [Nobe,TRay,Lintens] = myhough3_1(Ee,W,Xtemp);
67.     if (Nobe<1)
68.         TRay=[];
69.         Lintens=[];
70.     end
71.     GRay=[GRay;TRay'];
72.     MIntens=[MIntens;Lintens'];
73.     %figure, imshow(L,'notruesize')
74.
75.     NUM3e = NUM3e + Nobe;
76.     Obj=i;
77.
78.     fprintf(fwrite4,'Object %d :> Number of tracks = %d (total tracks detected = %d)
79. \n',i,Nobe,NUM3e);
80. end
81. fprintf(' :> number of objects = %d :> number of tracks = %d\n',Obj,NUM3e);
```


- Αρχείο KM5.m

```

01. function [NUM3e,Totalobj] = KM5(chan,K,check);
02. global morph;
03. global check;
04. global Size_Check;
05.
06. [N1,N2] = size(chan);
07.
08. fwrite4=fopen('Counting_details_II.txt','a+');
09.
10. xdat=chan(:);
11. [label, center] = kmeans(xdat,K,'start','cluster','emptyaction','singleton');
12. newlabel=label;
13.
14. [d,x]=sort(center);
15. for j=1:K
16.     if (j~=x(1)& j~=x(2))
17.         newlabel(find(label==j))=0;
18.     end
19. end
20. newlabel(find(label==x(1)| label==x(2)))=1;
21.
22. RL=reshape(newlabel,N1,N2);
23. clear label newlabel
24. bw2=bwareaopen(RL,morph);
25. bw2=imfill(bw2,'holes');
26. [L2,NUM2]=bwlabeln(bw2);
27. clear bw2
28.
29. STATS = regionprops(L2,'EquivDiameter');
30. InitDiameter=[STATS.EquivDiameter];
31. clear STATS
32.
33. if check==1           % if check
34.     Dout=mean(InitDiameter)+Size_Check*std(InitDiameter);           % if mean +
35.                                     2*std => cut more regions
36.     Iout = find(InitDiameter>Dout);
37.     if length(Iout>0)
38.         I=L2;
39.         for i=1:length(Iout)
40.             I(find(I==Iout(i)))=0;
41.         end
42.         bw2=I;
43.         [L2,NUM2]=bwlabeln(bw2);
44.     end
45. end
46.
47. %figure, imshow(bw2,'notruesize');
48.

```

```
49. Np=length(find(L2>0))/NUM2; W=2*ceil(sqrt(Np/(pi)));
50. NUM3e=0;
51. g=1; Totalobj=[];
52.
53. for i=1:NUM2
54.
55.     I=L2;
56.     I(find(I~=i))=0;
57.     I(find(I==i))=1;
58.     [I1,Border] = subtract(I);
59.
60.     Xtemp = chan(Border(1):Border(2),Border(3):Border(4));
61.     I11=bwdist(~I1);
62.     I11=-I11;
63.     I11(~I1)=-Inf;
64.
65.     Ee=edge(I1,'canny');
66.
67.     [Nobe,Infobj] = Hough_ellipse(Ee,W,Xtemp);
68.
69.     if (Nobe>0)
70.         Totalobj = [Totalobj; Infobj];
71.     end
72.
73.     NUM3e = NUM3e + Nobe;
74.     Obj=i;
75.
76.     fprintf(fwrite4,'Object %d :-> Number of tracks = %d (total tracks detected = %d)
77. \n',i,Nobe,NUM3e);
78. end
79. fprintf(' :-> number of objects = %d :-> number of tracks = %d\n',Obj,NUM3e);
```

- Αρχείο myhough3_1.m

```

01. function [Nob,Ray,MIntens]=myhough3_1(X,W,Xtemp)
02.
03. [N,M]=size(X);
04.
05. acc=zeros(N,M);
06.
07. % if N*M > 300
08. %   Kmax = N*M/20;
09. % else
10. %   Kmax = 15;
11. % end
12.
13. Kmax = 19;
14.
15. T=2;
16.
17. for x1=1:M
18.     for y1=1:N
19.         if (X(y1,x1)==1)
20.
21.             for x2=x1-W:x1+W
22.                 for y2=y1-W:y1+W
23.
24.
25.                     if (abs(x2-x1)>T | abs(y2-y1)>T)
26.                         if (x2>0 & y2>0 & x2<M & y2<N)
27.
28.                             if (X(y2,x2)==1)
29.                                 xm=(x1+x2)/2; ym=(y1+y2)/2;
30.                                 if (y2-y1~=0)
31.                                     m=((x2-x1)/(y2-y1));
32.                                 else
33.                                     m=999999999;
34.                                 end
35.                                 if (m>-1 & m<1)
36.                                     for x0=1:M
37.                                         y0=round(ym+m*(xm-x0));
38.                                         if (y0>0 & y0<N)
39.                                             acc(y0,x0)=acc(y0,x0)+1;
40.                                         end
41.                                     end
42.                                 else
43.                                     for y0=1:N
44.                                         x0=round(xm+(ym-y0)/m);
45.                                         if (x0>0 & x0<M)
46.                                             acc(y0,x0)=acc(y0,x0)+1;
47.                                         end
48.                                     end
49.                                 end

```

```
50.             end
51.
52.             end
53.             end
54.             end
55.             end
56.
57.             end
58.             end
59.             end
60.
61.             Nob=0;
62.             flag=1;
63.             while (flag==1)
64.
65.                 [a1,col]=max(max(acc));
66.                 [a1,row]=max(max(acc'));
67.
68.                 if (a1<2)
69.                     flag=0;
70.                 end
71.
72.                 if (length(find(acc>0))<10)
73.                     flag=0;
74.                 end
75.
76.                 if (flag==1)
77.
78.                     mindist2=100000;
79.
80.                     for i=1:N
81.                         for j=1:M
82.                             if (X(i,j)==1)
83.                                 dist2=sqrt((i-row).^2 + (j-col).^2);
84.                                 if (dist2<mindist2) & (dist2>0)
85.                                     mindist2=dist2;
86.                                 end
87.                             end
88.                         end
89.                     end
90.
91.                     gr = ceil(mindist2);
92.
93.                     Intens=0;
94.                     k=0;
95.                     for i=1:N
96.                         for j=1:M
97.                             if ( ((i-row).^2 + (j-col).^2 < gr.^2 ) & (acc(i,j)>0) )
98.                                 k=k+1;
99.                                 acc(i,j)=0;
100.                                Intens=Intens+Xtemp(i,j);
```

```
101.     end
102.     end
103.     end
104.
105.     if (k<Kmax & Nob>0)
106.         flag=0;
107.     else
108.         Nob=Nob+1;
109.         Ray(Nob)=gr;
110.         MIntens(Nob)=Intens/k;
111.     end
112.
113.     end % if flag==1
114.
115. end
116.
117. gg=1;
```

• Αρχείο Hough_ellipse.m

```
01. function [Nobj,Infobj]=Hough_ellipse(X,W,Xtemp)
02. warning off all
03.
04. [N,M]=size(X);
05.
06. k=1;
07. Infobj=[];
08.
09. XX=[]; YY=[];
10. for i=N:-1:1
11.     I=find(X(i,:)==1);
12.     if length(I)>1
13.         XX=[XX I];
14.         YY=[YY k*ones(1,length(I))];
15.     end
16.     clear I
17.     k=k+1;
18. end
19. Xtrue=repmat([1:M],N,1);
20. Ytrue=repmat([N:-1:1]',1,M);
21. Xt=Xtrue(:); Yt=Ytrue(:);
22.
23.
24. acc=zeros(N,M);
25.
26. Kmax = 19;
27.
28. T=2;
29.
30. for x1=1:M
31.     for y1=1:N
32.         if (X(y1,x1)==1)
33.
34.             for x2=x1-W:x1+W
35.                 for y2=y1-W:y1+W
36.
37.
38.                     if (abs(x2-x1)>T | abs(y2-y1)>T)
39.                         if (x2>0 & y2>0 & x2<M & y2<N)
40.
41.                             if (X(y2,x2)==1)
42.                                 xm=(x1+x2)/2; ym=(y1+y2)/2;
43.                                 if (y2-y1~=0)
44.                                     m=((x2-x1)/(y2-y1));
45.                                 else
46.                                     m=99999999;
47.                                 end
48.                                 if (m>-1 & m<1)
49.                                     for x0=1:M
```

```

50.             y0=round(ym+m*(xm-x0));
51.             if (y0>0 & y0<N)
52.                 acc(y0,x0)=acc(y0,x0)+1;
53.             end
54.         end
55.     else
56.         for y0=1:N
57.             x0=round(xm+(ym-y0)/m);
58.             if (x0>0 & x0<M)
59.                 acc(y0,x0)=acc(y0,x0)+1;
60.             end
61.         end
62.     end
63. end
64.
65.     end
66. end
67. end
68. end
69.
70.     end
71. end
72. end
73.
74. Nobj=0;
75. flag=1;
76. numflag=1;
77.
78. while (flag==1)
79.
80.     numflag=numflag+1;
81.
82.     if numflag>9
83.         gggg=1;
84.         end
85.
86.     [a1,col]=max(max(acc));
87.     [a1,row]=max(max(acc'));
88.
89.     %%%% caution for row NOT THE REAL !!!!
90.     row = N-row+1;
91.
92.     if (a1<2)
93.         flag=0;
94.         end
95.
96.     if(length(find(acc(find(X==1))>0))<length(find(X==1))/3)
97.         flag=0;
98.         end
99.
100.    if (flag==1)

```

```

101.
102.  %find the minimum radius of the circle with center: [row,col]
103.
104.    %gr=ceil(min(sqrt((XX-col).^2 + (YY-row).^2))+2);
105.    gr=ceil(mean(sqrt((XX-col).^2 + (YY-row).^2)));
106.    if gr < 2
107.        flag = 0;
108.        %fprintf('go to gr ');
109.    else
110.
111.        Ie=find((XX-col).^2 + (YY-row).^2 < gr.^2);
112.
113.        Eobj = fit_ellipse(XX(Ie),YY(Ie));
114.        if length(Eobj)==0
115.            flag = 0;
116.            %fprintf('go to length ');
117.        elseif strcmp(Eobj.status,'Hyperbola found') | strcmp(Eobj.status,'Parabola found')
118.            flag=0;
119.            %fprintf('go to status ');
120.        else
121.            PP2=((XX-Eobj.X0_in)/Eobj.a).^2 + ((YY-Eobj.Y0_in)/Eobj.b).^2;
122.            Iout=find(PP2<1.5);
123.            PPt=((Xt-Eobj.X0_in)/Eobj.a).^2 + ((Yt-Eobj.Y0_in)/Eobj.b).^2;
124.            Itt=find(PPt<1.5);
125.
126.            if ( (length(Iout)<Kmax & Nobj>0) | (length(find(acc(Itt)>0))<Kmax & Nobj>0) )
127.                %length(Iout)<Kmax & Nobj>0)
128.                flag=0;
129.                %fprintf('go to length(Iout) ');
130.            else
131.                Nobj=Nobj+1;
132.                Eobj.radius=gr;
133.                %PPt=((Xt-Eobj.X0_in)/Eobj.a).^2 + ((Yt-Eobj.Y0_in)/Eobj.b).^2;
134.                %Itt=find(PPt<1.5);
135.                Iacc=acc(:);
136.                Iacc(Itt)=0;
137.                acc=reshape(Iacc,N,M);
138.                IXtemp=double(Xtemp(:));
139.                Eobj.Intensity=mean(IXtemp(Itt));
140.
141.                Infobj=[Infobj;Eobj];
142.
143.            end
144.        end
145.
146.    end
147.
148. end % if flag==1
149.
150. end

```


- Αρχείο fit_ellipse.m

```

01. function ellipse_t = fit_ellipse( x,y,axis_handle )
02.
03. %fit_ellipse - finds the best fit to an ellipse for the given set of points.
04. % Format: ellipse_t = fit_ellipse( x,y,axis_handle )
05. % Input:  x,y      - a set of points in 2 column vectors. AT LEAST 5 points are needed !
06. %        axis_handle - optional. a handle to an axis, at which the estimated ellipse
07. %                will be drawn along with it's axes
08. % Output: ellipse_t - structure that defines the best fit to an ellipse
09. %        a        - sub axis (radius) of the X axis of the non-tilt ellipse
10. %        b        - sub axis (radius) of the Y axis of the non-tilt ellipse
11. %        phi      - orientation in radians of the ellipse (tilt)
12. %        XO       - center at the X axis of the non-tilt ellipse
13. %        YO       - center at the Y axis of the non-tilt ellipse
14. %        XO_in    - center at the X axis of the tilted ellipse
15. %        YO_in    - center at the Y axis of the tilted ellipse
16. %        long_axis - size of the long axis of the ellipse
17. %        short_axis - size of the short axis of the ellipse
18. %        status   - status of detection of an ellipse
19. %
20. % Note:  if an ellipse was not detected (but a parabola or hyperbola), then
21. %        an empty structure is returned
22.
23. % We will try to fit the best ellipse to the given measurements. the mathematical
24. % representation of use will be the CONIC Equation of the Ellipse which is:
25. %
26. %  $Ellipse = a*x^2 + b*x*y + c*y^2 + d*x + e*y + f = 0$ 
27. %
28. % The fit-estimation method of use is the Least Squares method (without any weights)
29. % The estimator is extracted from the following equations:
30. %
31. %  $g(x,y;A) := a*x^2 + b*x*y + c*y^2 + d*x + e*y = f$ 
32. %
33. % where:
34. %   A - is the vector of parameters to be estimated (a,b,c,d,e)
35. %   x,y - is a single measurement
36. %
37. % We will define the cost function to be:
38. %
39. %  $Cost(A) := (g_c(x_c,y_c;A)-f_c)'*(g_c(x_c,y_c;A)-f_c)$ 
40. %            $= (X*A+f_c)'*(X*A+f_c)$ 
41. %            $= A'*X'*X*A + 2*f_c'*X*A + N*f^2$ 
42. %
43. % where:
44. %   g_c(x_c,y_c;A) - vector function of ALL the measurements
45. %                   each element of g_c() is g(x,y;A)
46. %   X               - a matrix of the form:  $[x_c.^2, x_c.*y_c, y_c.^2, x_c, y_c]$ 
47. %   f_c             - is actually defined as ones(length(f),1)*f
48. %
49. % Derivation of the Cost function with respect to the vector of parameters "A" yields:

```

```

50. %
51. % A'*X'*X = -f_c'*X = -f*ones(1,length(f_c))*X = -f*sum(X)
52. %
53. % Which yields the estimator:
54. % | A_least_squares = -f*sum(X)/(X'*X) ->(normalize by -f) = sum(X)/(X'*X)
55. %
56. % (We will normalize the variables by (-f) since "f" is unknown and can be accounted for later
on)
57. %
58. % NOW, all that is left to do is to extract the parameters from the Conic Equation.
59. % We will deal the vector A into the variables: (A,B,C,D,E) and assume F = -1;
60. %
61. % Recall the conic representation of an ellipse:
62. %
63. % A*x^2 + B*x*y + C*y^2 + D*x + E*y + F = 0
64. %
65. % We will check if the ellipse has a tilt (=orientation). The orientation is present
66. % if the coefficient of the term "x*y" is not zero. If so, we first need to remove the
67. % tilt of the ellipse.
68. %
69. % If the parameter "B" is not equal to zero, then we have an orientation (tilt) to the ellipse.
70. % we will remove the tilt of the ellipse so as to remain with a conic representation of an
71. % ellipse without a tilt, for which the math is more simple:
72. %
73. % Non tilt conic rep.: A`*x^2 + C`*y^2 + D`*x + E`*y + F` = 0
74. %
75. % We will remove the orientation using the following substitution:
76. %
77. % Replace x with cx+sy and y with -sx+cy such that the conic representation is:
78. %
79. % A(cx+sy)^2 + B(cx+sy)(-sx+cy) + C(-sx+cy)^2 + D(cx+sy) + E(-sx+cy) + F = 0
80. %
81. % where: c = cos(phi) , s = sin(phi)
82. %
83. % and simplify...
84. %
85. % x^2(A*c^2 - Bcs + Cs^2) + xy(2A*cs +(c^2-s^2)B -2Ccs) + ...
86. % y^2(As^2 + Bcs + Cc^2) + x(Dc-Es) + y(Ds+Ec) + F = 0
87. %
88. % The orientation is easily found by the condition of (B_new=0) which results in:
89. %
90. % 2A*cs +(c^2-s^2)B -2Ccs = 0 ==> phi = 1/2 * atan( b/(c-a) )
91. %
92. % Now the constants c=cos(phi) and s=sin(phi) can be found, and from them
93. % all the other constants A`,C`,D`,E` can be found.
94. %
95. % A` = A*c^2 - B*c*s + C*s^2          D` = D*c-E*s
96. % B` = 2*A*c*s +(c^2-s^2)*B -2*C*c*s = 0   E` = D*s+E*c
97. % C` = A*s^2 + B*c*s + C*c^2
98. %
99. % Next, we want the representation of the non-tilted ellipse to be as:

```

```

100. %
101. %   Ellipse = ( (X-X0)/a )^2 + ( (Y-Y0)/b )^2 = 1
102. %
103. %   where: (X0,Y0) is the center of the ellipse
104. %           a,b   are the ellipse "radiuses" (or sub-axis)
105. %
106. % Using a square completion method we will define:
107. %
108. %   F`` = -F` + (D`^2)/(4*A`) + (E`^2)/(4*C`)
109. %
110. %   Such that:  a`*(X-X0)^2 = A`(X^2 + X*D`/A` + (D`/(2*A`))^2 )
111. %               c`*(Y-Y0)^2 = C`(Y^2 + Y*E`/C` + (E`/(2*C`))^2 )
112. %
113. %   which yields the transformations:
114. %
115. %       X0 = -D`/(2*A`)
116. %       Y0 = -E`/(2*C`)
117. %       a  = sqrt( abs( F``/A` ) )
118. %       b  = sqrt( abs( F``/C` ) )
119. %
120. % And finally we can define the remaining parameters:
121. %
122. %   long_axis  = 2 * max( a,b )
123. %   short_axis = 2 * min( a,b )
124. %   Orientation = phi
125. %
126. % initialize
127. orientation_tolerance = 1e-3;
128. %
129. % empty warning stack
130. warning( "" );
131. %
132. % prepare vectors, must be column vectors
133. x = x(:);
134. y = y(:);
135. %
136. % remove bias of the ellipse - to make matrix inversion more accurate. (will be added later on).
137. mean_x = mean(x);
138. mean_y = mean(y);
139. x = x-mean_x;
140. y = y-mean_y;
141. %
142. % the estimation for the conic equation of the ellipse
143. X = [x.^2, x.*y, y.^2, x, y];
144. a = sum(X)/(X'*X);
145. %
146. % check for warnings
147. if ~isempty( lastwarn )
148. %disp( 'stopped because of a warning regarding matrix inversion' );
149. %ellipse_t.status = 'Hyperbola found';
150. ellipse_t = [];

```

```

151. return
152. end
153.
154. % extract parameters from the conic equation
155. [a,b,c,d,e] = deal( a(1),a(2),a(3),a(4),a(5) );
156.
157. % remove the orientation from the ellipse
158. if ( min(abs(b/a),abs(b/c)) > orientation_tolerance )
159.
160.     orientation_rad = 1/2 * atan( b/(c-a) );
161.     cos_phi = cos( orientation_rad );
162.     sin_phi = sin( orientation_rad );
163.     [a,b,c,d,e] = deal(...
164.         a*cos_phi^2 - b*cos_phi*sin_phi + c*sin_phi^2,...
165.         0,...
166.         a*sin_phi^2 + b*cos_phi*sin_phi + c*cos_phi^2,...
167.         d*cos_phi - e*sin_phi,...
168.         d*sin_phi + e*cos_phi );
169.     [mean_x,mean_y] = deal( ...
170.         cos_phi*mean_x - sin_phi*mean_y,...
171.         sin_phi*mean_x + cos_phi*mean_y );
172. else
173.     orientation_rad = 0;
174.     cos_phi = cos( orientation_rad );
175.     sin_phi = sin( orientation_rad );
176. end
177.
178. % check if conic equation represents an ellipse
179. test = a*c;
180. switch (1)
181. case (test>0), status = "";
182. case (test==0), status = 'Parabola found'; warning( 'fit_ellipse: Did not locate an ellipse' );
183. case (test<0), status = 'Hyperbola found'; warning( 'fit_ellipse: Did not locate an ellipse' );
184. end
185.
186. % if we found an ellipse return it's data
187. if (test>0)
188.
189.     % make sure coefficients are positive as required
190.     if (a<0), [a,c,d,e] = deal( -a,-c,-d,-e ); end
191.
192.     % final ellipse parameters
193.     X0      = mean_x - d/2/a;
194.     Y0      = mean_y - e/2/c;
195.     F       = 1 + (d^2)/(4*a) + (e^2)/(4*c);
196.     [a,b]   = deal( sqrt( F/a ),sqrt( F/c ) );
197.     long_axis = 2*max(a,b);
198.     short_axis = 2*min(a,b);
199.
200. % rotate the axes backwards to find the center point of the original TILTED ellipse
201. R       = [ cos_phi sin_phi; -sin_phi cos_phi ];

```

```

202. P_in    = R * [X0;Y0];
203. X0_in   = P_in(1);
204. Y0_in   = P_in(2);
205.
206. % pack ellipse into a structure
207. ellipse_t = struct( ...
208.     'a',a,...
209.     'b',b,...
210.     'phi',orientation_rad,...
211.     'X0',X0,...
212.     'Y0',Y0,...
213.     'X0_in',X0_in,...
214.     'Y0_in',Y0_in,...
215.     'long_axis',long_axis,...
216.     'short_axis',short_axis,...
217.     'status','');
218. else
219.     % report an empty structure
220.     ellipse_t = struct( ...
221.         'a',[],...
222.         'b',[],...
223.         'phi',[],...
224.         'X0',[],...
225.         'Y0',[],...
226.         'X0_in',[],...
227.         'Y0_in',[],...
228.         'long_axis',[],...
229.         'short_axis',[],...
230.         'status',status );
231. end
232.
233. % check if we need to plot an ellipse with it's axes.
234. if (nargin>2) & ~isempty( axis_handle ) & (test>0)
235.
236.     % rotation matrix to rotate the axes with respect to an angle phi
237.     R = [ cos_phi sin_phi; -sin_phi cos_phi ];
238.
239.     % the axes
240.     ver_line    = [ [X0 X0]; Y0+b*[-1 1] ];
241.     horz_line   = [ X0+a*[-1 1]; [Y0 Y0] ];
242.     new_ver_line = R*ver_line;
243.     new_horz_line = R*horz_line;
244.
245.     % the ellipse
246.     theta_r    = linspace(0,2*pi);
247.     ellipse_x_r = X0 + a*cos( theta_r );
248.     ellipse_y_r = Y0 + b*sin( theta_r );
249.     rotated_ellipse = R * [ellipse_x_r;ellipse_y_r];
250.
251.     % draw
252.     hold_state = get( axis_handle,'NextPlot' );

```

```
253. set( axis_handle,'NextPlot','add' );
254. plot( new_ver_line(1,:),new_ver_line(2,:),'r' );
255. plot( new_horz_line(1,:),new_horz_line(2,:),'r' );
256. plot( rotated_ellipse(1,:),rotated_ellipse(2,:),'r' );
257. set( axis_handle,'NextPlot','hold_state' );
258. end
```

- **Αρχείο subtract.m**

```
01. function [mI,border]=subtract(I)
02.
03. [N,M]=size(I);
04.
05. v=find(sum(I)>0);
06. o=find(sum(I')>0);
07.
08. if o(1)==1
09.     os=1;
10. else
11.     os=o(1)-1;
12. end
13.
14. if o(length(o))==N
15.     oe=N;
16. else
17.     oe=o(length(o))+1;
18. end
19.
20. if v(1)==1
21.     vs=1;
22. else
23.     vs=v(1)-1;
24. end
25.
26. if v(length(v))==M
27.     ve=M;
28. else
29.     ve=v(length(v))+1;
30. end
31.
32.
33.
34. mI=I(os:oe,vs:ve);
35.
36. border(1)=os; border(2)=oe;
37. border(3)=vs; border(4)=ve;
```

- **Αρχείο TestI.m**

```
01. function
TestI(Clusters_Num,Morphological_Threshold,Size_Check,Group_Name,File_Name,Image_his
t,Group_hist);
02.
03. fprintf('\n');
04. fprintf(' TRIACII started in Mode TestI at: %s\n\n',datestr(now));
05.
06. fdata=File_Name;
07. morph=Morphological_Threshold;
08.
09. fprintf(' Number of clusters used= %d\n',Clusters_Num);
10. fprintf(' Morphological threshold= %d\n',morph);
11. fprintf(' Number of size check = %d\n\n',Size_Check);
12.
13. fread = fopen(fdata,'r');
14.
15. k=1;
16.
17. while ~feof(fread)
18.     trackfile{k} = fscanf(fread,'%s*[^']');
19.     trdata=imread(trackfile{k});
20.     trdata=trdata(:,:,1);
21.     [m,n]=size(trdata);
22.
23.     mt=3;
24.     if m<500      % CUTTING EDGES
25.         ct=4;
26.     elseif m>=500 & m<800
27.         ct = 8;
28.     elseif m>=800
29.         ct=10;
30.     end
31.
32.     trdata=trdata(ct:m-ct,ct:n-ct);
33.     initimage=trdata;
34.     trdata=double(trdata);
35.
36.     [N1,N2]=size(trdata);
37.
38.     trdata=trdata(:);
39.     [label, center] =
kmeans(trdata,Clusters_Num,'start','cluster','emptyaction','singleton','display','off');
40.     trdata=label;
41.     clear label;
42.
43.     [a1,a2]=min(center);
44.     for j=1:Clusters_Num
45.         if (j~=a2)
46.             trdata(find(trdata==j))=0;
```



```

47.     end
48. end
49. trdata(find(trdata==a2))=1;
50.
51. RL=reshape(trdata,N1,N2);
52. befmorph=RL;
53. bw2=bwareaopen(RL,morph);
54. bw2=imfill(bw2,'holes');
55. aftermorph=bw2;
56.
57. [RL,NUM2]=bwlabeln(bw2);
58. STATS = regionprops(RL,'EquivDiameter');
59. InitDiameter=[STATS.EquivDiameter];
60. clear STATS
61.
62.
63.     Dout=mean(InitDiameter)+Size_Check*std(InitDiameter);
64.     Iout = find(InitDiameter>Dout);
65.     if length(Iout>0)
66.         I=RL;
67.         for i=1:length(Iout)
68.             I(find(I==Iout(i)))=0;
69.         end
70.         bw2=I;
71.         [RL,NUM2]=bwlabeln(bw2);
72.     end
73.
74.
75. figure,
76. subplot(2,2,1),imshow(initimage,'notruesize');
77. title(['Initial Image ',trackfile{k}]);
78. subplot(2,2,2),imshow(befmorph,'notruesize');
79. title(['Before Morphology ',trackfile{k}]);
80. subplot(2,2,3),imshow(aftermorph,'notruesize');
81. title(['Before statistical check ',trackfile{k}]);
82. subplot(2,2,4),imshow(RL,'notruesize');
83. title(['Final Binary Image ',trackfile{k}]);
84.
85. k=k+1;
86. end
87.
88. fclose(fread);
89. fprintf('\n TRIACII finished at: %s\n',datestr(now));

```

- **Αρχείο TestII.m**

```
01. function
TestII(Clusters_Num,Morphological_Threshold,Size_Check,Group_Name,File_Name,Image_h
ist,Group_hist);
02.
03. fprintf('\n');
04. fprintf(' TRIACII started in Mode TestII at: %s\n\n',datestr(now));
05.
06. fdata=File_Name;
07. morph=Morphological_Threshold;
08.
09. fprintf(' Number of clusters used= %d\n',Clusters_Num);
10. fprintf(' Morphological threshold= %d\n',morph);
11. fprintf(' Number of size check = %d\n\n',Size_Check);
12.
13. fread = fopen(fdata,'r');
14. BrNorm=imread('BrightNormal.jpg');
15. BrNorm=BrNorm(:,:,1);
16. BrNorm=im2double(BrNorm);
17. max_value=max(max(BrNorm));
18. normalization_matrix=max_value-BrNorm;
19.
20. k=1;
21.
22. while ~feof(fread)
23.     trackfile{k} = fscanf(fread,'%s*[^"]');
24.     trimage=imread(trackfile{k});
25.     trdata=trimimage(:,:,1);
26.     initimage=trdata;
27.     trdata=im2double(trdata);
28.     imnormal= trdata+normalization_matrix;
29.     trdata=im2uint8(imnormal);
30.     trdata(find(trdata>=240))=255;
31.     trdata(find(trdata<240&trdata>230))=230;
32.     imnormal=trdata;
33.
34. [m,n]=size(trdata);
35.     mt=3;
36.     if m<500      % CUTTING EDGES
37.         ct=1;
38.     elseif m>=500 & m<800
39.         ct = 10;
40.     elseif m>=800
41.         ct=12;
42.     end
43.
44.     trdata=trdata(ct:m-ct,ct:n-ct);
45.
46.     trdata=double(trdata);
47.
```

```

48. [N1,N2]=size(trdata);
49. trdata=trdata(:);
50. [label, center] =
kmeans(trdata,Clusters_Num,'start','cluster','emptyaction','singleton','display','off');
51. trdata=label;
52. clear label;
53.
54. [d,x]=sort(center);
55. for j=1:Clusters_Num
56.     if (j~=x(1)& j~=x(2))
57.         trdata(find(trdata==j))=0;
58.     end
59. end
60. trdata(find(trdata==x(1)| trdata==x(2)))=1;
61.
62. RL=reshape(trdata,N1,N2);
63. befmorph=RL;
64. bw2=bwareaopen(RL,morph);
65. bw2=imfill(bw2,'holes');
66.
67. [RL,NUM2]=bwlabeln(bw2);
68. STATS = regionprops(RL,'EquivDiameter');
69. InitDiameter=[STATS.EquivDiameter];
70. clear STATS
71.
72.
73.     Dout=mean(InitDiameter)+Size_Check*std(InitDiameter);
74.     Iout = find(InitDiameter>Dout);
75.     if length(Iout>0)
76.         I=RL;
77.         for i=1:length(Iout)
78.             I(find(I==Iout(i)))=0;
79.         end
80.         bw2=I;
81.         [RL,NUM2]=bwlabeln(bw2);
82.     end
83.
84.
85. figure,
86. subplot(2,2,1),imshow(initimage,'notruesize');
87. title(['Original Image ',trackfile{k}]);
88. subplot(2,2,2),imshow(imnormal,'notruesize');
89. title(['Brightness Normalized ',trackfile{k}]);
90. subplot(2,2,3),imshow(befmorph,'notruesize');
91. title(['Before Morphology ',trackfile{k}]);
92. subplot(2,2,4),imshow(RL,'notruesize');
93. title(['Final Binary Image ',trackfile{k}]);
94.
95.     k=k+1;
96. end
97.

```

98. `fclose(fread);`
99. `fprintf("\n TRIACII finished at: %s\n",datestr(now));`