



ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΔΥΤΙΚΗΣ ΜΑΚΕΔΟΝΙΑΣ
ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ

ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ

ΑΝΑΠΤΥΞΗ ΜΕΘΟΔΩΝ ΑΦΟΜΟΙΩΣΗΣ ΠΑΡΑΤΗΡΗΣΕΩΝ ("DATA ASSIMILATION") ΣΕ ΜΟΝΤΕΛΑ ΑΤΜΟΣΦΑΙΡΙΚΗΣ ΔΙΑΣΠΟΡΑΣ



ΒΑΣΙΛΙΚΗ Κ. ΤΣΙΟΥΡΗ
ΦΥΣΙΚΟΣ MSc

ΜΑΡΤΙΟΣ 2011

*Στις αδελφές μου Βάγια και Αργυρώ, στους γονείς μου και
στο Θεό,
ατελείωτη πηγή δύναμης, αγάπης και ελπίδας.*

Η παρούσα Διδακτορική Διατριβή εκπονήθηκε στο Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών του Πανεπιστημίου Δυτικής Μακεδονίας. Το ερευνητικό έργο πραγματοποιήθηκε στο Εργαστήριο Περιβαλλοντικών Ερευνών του Ινστιτούτου Πυρηνικής Τεχνολογίας και Ακτινοπροστασίας του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος». Χρηματοδότηση: Ευρωπαϊκό Ερευνητικό πρόγραμμα EURANOS (Nuclear and Radiological Emergency Management and Rehabilitation Strategies) μέσω του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος».

Επιβλέπων

- Ι. Μπάρτζης, Καθηγητής, Πανεπιστήμιο Δυτικής Μακεδονίας

Τριμελής Συμβουλευτική Επιτροπή

- Ι. Μπάρτζης, Καθηγητής, Πανεπιστήμιο Δυτικής Μακεδονίας
- Α. Στούμπος, Ερευνητής Α', Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος»
- Σ. Ανδρονόπουλος, Ερευνητής Β', Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος»
(Επιβλέπων στο Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος»)

Επταμελής Εξεταστική Επιτροπή

- Ι. Μπάρτζης, Καθηγητής, Πανεπιστήμιο Δυτικής Μακεδονίας
- Α. Στούμπος, Ερευνητής Α', Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος»
- Σ. Ανδρονόπουλος, Ερευνητής Β', Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος»
- Μ. Πετράκης, Ερευνητής Α', Εθνικό Αστεροσκοπείο Αθηνών
- Ε. Κικκίνιδης, Καθηγητής, Πανεπιστήμιο Δυτικής Μακεδονίας
- Α. Τομπουλίδης, Καθηγητής, Πανεπιστήμιο Δυτικής Μακεδονίας
- Ε. Κωνσταντινίδης, Επίκουρος Καθηγητής, Πανεπιστήμιο Δυτικής Μακεδονίας

Η Υποστήριξη της παρούσας Διδακτορικής Διατριβής έγινε στις 15 Μαρτίου 2011, στη Σχολή Μηχανολόγων Μηχανικών του Πανεπιστημίου Δυτικής Μακεδονίας.

ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ

Φτάνοντας στην ολοκλήρωση της Διδακτορικής μου Διατριβής, θα ήθελα να εκφράσω τις θερμές μου ευχαριστίες σε όλους αυτούς που η συμβολή, η βοήθεια και η συμπαράσταση τους ήταν καθοριστική για την ολοκλήρωση της.

Αρχικά θα ήθελα να ευχαριστήσω θερμά τον κ. Ιωάννη Μπάρτζη, Καθηγητή του Πανεπιστήμιου Δυτικής Μακεδονίας, για την ανάθεση του θέματος, τη συνολική εποπτεία και επίβλεψη της Διατριβής μου και την καθοδήγηση του.

Στη συνέχεια, θα ήθελα να εκφράσω τις ιδιαίτερες ευχαριστίες μου προς τον Δρ. Σπυρίδων Ανδρονόπουλο, Ερευνητή στο Ινστιτούτο Πυρηνικής Τεχνολογίας και Ακτινοπροστασίας του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος» για την διαρκή καθοδήγηση του. Με τις γνώσεις του, την πάντα πρόθυμη συνεργασία του και κυρίως με τον εξαιρετο χαρακτήρα του, συνετέλεσε σημαντικά στην ολοκλήρωση της Διατριβής και θεωρώ πολύ σημαντικό όφελος για μένα τη συνεργασία μου μαζί του.

Επίσης, τις ιδιαίτερες ευχαριστίες μου θα ήθελα να εκφράσω προς το Dr. Ivan Kovalets, Ερευνητή στο Ινστιτούτο Mathematical Machines and Systems Problems, της Εθνικής Ακαδημίας Επιστημών της Ουκρανίας (NASU) με τον οποίο είχαμε μια εξαιρετική και εποικοδομητική συνεργασία σε όλη τη διάρκεια της Διατριβής. Κάθε συζήτηση μαζί του αποτελούσε πάντα ένα σημαντικό βήμα για την πρόοδο της Διατριβής. Η συμβολή του στην ολοκλήρωση της Διατριβής ήταν πραγματικά πολύτιμη.

Θα ήθελα να εκφράσω τις θερμές μου ευχαριστίες στον Dr. Bent Lauritzen, Ερευνητή στο Risø National Observatory, της Δανίας (DTU) για την ευγενική παροχή των πειραματικών δεδομένων. Με τα δεδομένα του πειράματος στο BR1 Ερευνητικό αντιδραστήρα του Κέντρου Πυρηνικών Ερευνών (SCK-CEN) στο Mol, στο Βέλγιο, πραγματοποιήθηκε η αξιολόγηση της μεθοδολογίας που αναπτύχθηκε.

Επίσης, θα ήθελα να ευχαριστήσω όλο το προσωπικό του Εργαστηρίου Περιβαλλοντικών Ερευνών του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε «Δημόκριτος» και ιδιαίτερα τον επιστημονικό υπεύθυνο του εργαστηρίου Δρ. Αθανάσιο Στούμπο, για το εξαιρετικό περιβάλλον εργασίας, το ήθος και την πάντα πρόθυμη συμβουλή τους.

Θα ήθελα να εκφράσω την απεριόριστη ευγνωμοσύνη μου σε όλους τους φίλους μου και στον καθένα ξεχωριστά για την στήριξη τους σε όλη την διάρκεια της διδακτορικής μου διατριβής και που σε κάθε βήμα της ζωής μου είναι διπλά μου.

Επίσης θα ήταν μεγάλη μου παράληψη να μην ευχαριστήσω θερμά τον καθηγητή Φυσικής κ. Κωνσταντόπουλο και τον καθηγητή Μαθηματικών κ. Βασίλη Τσάλα που από τα μαθητικά μου χρόνια μου μετέδωσαν τις γνώσεις τους και την αγάπη τους για τις θετικές επιστήμες με τον καλύτερο δυνατό τρόπο, πίστεψαν στις δυνατότητες μου και με ενθάρρυναν να ακολουθήσω τις θετικές επιστήμες.

Τέλος ευχαριστώ απεριόριστα όλα τα μέλη της οικογένειας μου για την αμέριστη ηθική και οικονομική υποστήριξη τους, την αγάπη τους και για την στήριξη τους σε όλες μου τις αποφάσεις καθώς επίσης και για την δύναμη που μου δίνουν σε κάθε δύσκολη στιγμή. Ένα μεγάλο ευχαριστώ στην Γιαγιά μου Βασιλική και στον Παππού μου Προκόπη που τα σοφά τους λόγια και οι συμβουλές τους ήταν, είναι και πάντα θα είναι οδηγός στην πορεία της ζωής μου.

Αθήνα, 2011

Βασιλική Κ. Τσιουρή

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

ΠΕΡΙΛΗΨΗ	13
ABSTRACT	17
ΠΕΡΙΓΡΑΦΜΑ ΤΗΣ ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗΣ ΔΙΑΤΡΙΒΗΣ	21
1. <u>ΠΡΟΛΟΓΟΣ</u>	
1.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ	25
1.2 ΣΚΟΠΟΣ ΤΗΣ ΔΙΑΤΡΙΒΗΣ	33
1.3 ΣΤΟΙΧΕΙΑ ΠΡΩΤΟΤΥΠΙΑΣ	35
1.4 ΔΗΜΟΣΙΕΥΣΕΙΣ ΚΑΙ ΣΥΝΕΔΡΙΑ	37
ΑΝΑΦΟΡΕΣ	38
2. <u>ΜΕΘΟΔΟΙ ΑΦΟΜΟΙΩΣΗΣ ΠΑΡΑΤΗΡΗΣΕΩΝ ΣΕ ΣΥΣΤΗΜΑΤΑ</u>	
<u>ΑΝΤΙΜΕΤΩΠΙΣΗΣ ΠΥΡΗΝΙΚΩΝ ΑΤΥΧΗΜΑΤΩΝ</u>	
2.1 ΣΥΣΤΗΜΑΤΑ ΑΝΤΙΜΕΤΩΠΙΣΗΣ ΠΥΡΗΝΙΚΩΝ ΑΤΥΧΗΜΑΤΩΝ	43
2.1.1. Σύστημα Αντιμετώπισης Έκτακτης Ανάγκης «RODOS»	44
2.1.2. Παράγοντες αβεβαιότητας σε περίπτωση ατυχήματος	45
2.2 ΑΤΜΟΣΦΑΙΡΙΚΗ ΔΙΑΣΠΟΡΑ	47
2.3 ΜΟΝΤΕΛΑ ΑΤΜΟΣΦΑΙΡΙΚΗΣ ΔΙΑΣΠΟΡΑΣ	52
2.3.1. Μοντέλα τύπου Euler	55
2.3.2. Μοντέλα τύπου Lagrange	58
2.3.3. Συνοπτική αξιολόγηση και επιλογή μοντέλου ατμοσφαιρικής διασποράς	61
2.4 ΑΦΟΜΟΙΩΣΗ ΠΑΡΑΤΗΡΗΣΕΩΝ	63
2.5 ΜΕΘΟΔΟΙ ΑΦΟΜΟΙΩΣΗΣ ΠΑΡΑΤΗΡΗΣΕΩΝ	65
2.5.1. Εισαγωγή	65
2.5.2. Φίλτρο Kalman	67
2.5.3. Προσέγγιση μέσω λογισμού των μεταβολών	70
2.5.4. Συνοπτική αξιολόγηση και επιλογή μεθόδου αφομοίωσης	71
2.6 ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ	73
ΑΝΑΦΟΡΕΣ	74

3. ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΤΟΥ ΜΟΝΤΕΛΟΥ ΑΤΜΟΣΦΑΙΡΙΚΗΣ ΔΙΑΣΠΟΡΑΣ

“DIRCOT”

3.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ	79
3.2 ΝΤΕΤΕΡΜΙΝΙΣΤΙΚΟ ΜΟΝΤΕΛΟ	81
3.3 ΣΤΟΧΑΣΤΙΚΟ ΜΟΝΤΕΛΟ	82
3.4 ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΣΥΓΚΕΝΤΡΩΣΗΣ	87
3.5 ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΡΥΘΜΟΥ ΔΟΣΗΣ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ ΓΑΜΜΑ	89
3.5.1. Προσέγγιση με νέφος ημιάπειρο ομοιόμορφο	89
3.5.2. Πραγματική κατανομή της συγκέντρωσης στο νέφος	90
ΑΝΑΦΟΡΕΣ	97

4. ΑΝΑΠΤΥΞΗ ΜΕΘΟΔΟΥ ΑΦΟΜΟΙΩΣΗΣ ΠΑΡΑΤΗΡΗΣΕΩΝ ΚΑΙ ΕΦΑΡΜΟΓΗ ΣΤΟ DIRCOT

4.1 ΟΡΙΣΜΟΣ ΤΟΥ ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΟΣ ΚΑΙ ΜΕΘΟΔΟΣ ΛΥΣΗΣ	101
4.1.1. Οι πίνακες συνδιακύμανσης	103
4.2 ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΠΙΝΑΚΑ-G	106
4.2.1. Αφομοίωση παρατηρήσεων συγκέντρωσης	106
4.2.2. Αφομοίωση παρατηρήσεων ρυθμού δόσης γ-ακτινοβολίας	107
4.2.2.1. Προσέγγιση με νέφος ημιάπειρο ομοιόμορφο	108
4.2.2.2. Πραγματική κατανομή της συγκέντρωσης στο νέφος	108
4.3 ΜΕΙΩΣΗ ΔΙΑΝΥΣΜΑΤΟΣ ΕΛΕΓΧΟΥ	109
4.3.1. Ορισμός του προβλήματος	109
4.3.2. Μέθοδος λύσης	109
4.4 ΜΕΘΟΔΟΙ ΕΛΑΧΙΣΤΟΠΟΙΗΣΗΣ	112
4.4.1. Άμεση μέθοδος	112
4.4.2. Επαναληπτική μέθοδος	116
4.5 ΑΝΑΛΥΤΙΚΕΣ ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ ΤΟΥ ΑΛΓΟΡΙΘΜΟΥ ΣΕ ΑΠΛΕΣ ΠΕΡΙΠΤΩΣΕΙΣ	119
4.6 ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ	122
ΑΝΑΦΟΡΕΣ	124

5. ΑΞΙΟΛΟΓΗΣΗ ΜΕΘΟΔΟΥ ΜΕ ΑΦΟΜΟΙΩΣΗ ΠΑΡΑΤΗΡΗΣΕΩΝ ΣΥΓΚΕΝΤΡΩΣΗΣ

5.1 ΑΦΟΜΟΙΩΣΗ ΜΕ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΜΕΝΕΣ ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ	127
5.1.1. Έλεγχος Ευαισθησίας μεθόδου σε μονοδιάστατη διασπορά	129
5.1.1.1 Σφάλματα παρατηρήσεων σταθερά.....	130
5.1.1.2 Σφάλματα των παρατηρήσεων ανάλογα της συγκέντρωσης των μετρήσεων	135
5.1.2. Έλεγχος ευαισθησίας μεθόδου σε δισδιάστατη διασπορά	151
5.2 ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ	166
ΑΝΑΦΟΡΕΣ	167

6. ΑΞΙΟΛΟΓΗΣΗ ΜΕΘΟΔΟΥ ΜΕ ΑΦΟΜΟΙΩΣΗ ΠΑΡΑΤΗΡΗΣΕΩΝ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ ΓΑΜΜΑ (ΡΟΗΣ ΦΩΤΟΝΙΩΝ)

6.1 ΑΦΟΜΟΙΩΣΗ ΜΕ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΕΣ ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ	169
6.1.1 Εκτίμηση του ρυθμού έκλυσης	175
6.1.2 Εκτίμηση του ρυθμού δόσης γ-ακτινοβολίας (ροής φωτονίων)	181
6.2 ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ	209
ΑΝΑΦΟΡΕΣ	210

7. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

7.1 ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΣΥΜΒΟΛΗ ΤΗΣ ΔΙΑΤΡΙΒΗΣ	211
7.2 ΠΡΟΤΑΣΕΙΣ ΓΙΑ ΜΕΛΛΟΝΤΙΚΗ ΕΡΕΥΝΑ	216
ΑΝΑΦΟΡΕΣ	217

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑΤΑ

Π1. Κώδικας αφομοίωσης παρατηρήσεων σε puff model	219
Π2. Κώδικας αφομοίωσης παρατηρήσεων στο Lagrangian μοντέλο ατμοσφαιρικής διασποράς DIPCOT	232

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Το θεματικό πλαίσιο μέσα στο οποίο κινείται η παρούσα Διδακτορική Διατριβή είναι η ανάπτυξη μεθόδων Αφομοίωσης παρατηρήσεων (Data Assimilation) σε μοντέλα ατμοσφαιρικής διασποράς τύπου Lagrange. Οι μέθοδοι Αφομοίωσης συνδυάζουν τα πλεονεκτήματα των παρατηρήσεων και του μοντέλου για να μας παρέχουν την καλύτερη δυνατή πληροφορία. Με την βοήθεια των μετρήσεων επιτυγχάνεται βελτίωση της ποιότητας των δεδομένων (input data) και κατά συνέπεια βελτίωση της πρόγνωσης των μοντέλων. Η μέθοδος Αφομοίωσης παρατηρήσεων είναι ένα «Αντίστροφο πρόβλημα» (inverse problem) δηλαδή προσδιορίζει την κατάσταση του συστήματος χρησιμοποιώντας τις μετρήσεις. Ο στόχος των μεθόδων Αφομοίωσης παρατηρήσεων είναι να ελαχιστοποιήσει την διαφορά μεταξύ του μοντέλου και των παρατηρήσεων.

Από τις εφαρμογές των μεθόδων αφομοίωσης μεγαλύτερο ενδιαφέρον παρουσιάζει η εφαρμογή τους σε Συστήματα Αντιμετώπισης Έκτακτης Ανάγκης (Emergency Response Systems - ERSs). Μετά από το Πυρηνικό ατύχημα στο Chernobyl το 1986, έχει δοθεί μεγάλη βαρύτητα από πολλά Ινστιτούτα ανά τον κόσμο στην έρευνα και ανάπτυξη Συστημάτων Αντιμέτωπης Πυρηνικών ατυχημάτων, για την παρακολούθηση ατυχημάτων και για την λήψη σωστών και άμεσων μέτρων για την προστασία των ανθρώπων και του περιβάλλοντος. Το βασικότερο εργαλείο τέτοιων Συστημάτων είναι τα ατμοσφαιρικά μοντέλα και κυρίως τα μοντέλα διασποράς τύπου Lagrange. Ο βασικότερος παράγοντας αβεβαιότητας που πρέπει να εκτιμηθεί ώστε να είναι εφικτή η βέλτιστη δυνατή λειτουργία τέτοιων Συστημάτων είναι ο ρυθμός έκλυσης της επικίνδυνης ραδιενεργού ουσίας. Ωστόσο οι διάφορες μεθοδολογίες που χρησιμοποιούνται για να τον εκτιμήσουν μπορεί να κάνουν λάθος έως και κατά ένα παράγοντα του 10 ή και μεγαλύτερο ακόμα και σε περιπτώσεις που τα αίτια του ατυχήματος είναι γνωστά. Ο πιο έγκυρος τρόπος εκτίμησης του ρυθμού έκλυσης της ραδιενεργού ουσίας σε

περιπτώσεις ατυχημάτων και συνεπώς της βελτίωσης της πρόγνωσης της διασποράς του ραδιενεργού ρύπου είναι η αφομοίωση παρατηρήσεων. Συνεπώς, η ανάπτυξη μεθόδων αφομοίωσης και η ενσωμάτωση τους στα μοντέλα ατμοσφαιρικής διασποράς τύπου Lagrange που χρησιμοποιούνται στα συστήματα αντιμετώπισης έκτακτης ανάγκης είναι πρωταρχικής σημασίας.

Οι πιο κοινές και βασικές μέθοδοι Αφομοίωσης παρατηρήσεων που έχουν εφαρμοστεί κατά καιρούς σε μοντέλα ατμοσφαιρικής διασποράς είναι δυο:

- Η Σειριακή Προσέγγιση - Kalman filter και
- Η Προσέγγιση μέσω λογισμού των μεταβολών (Variational method)

Από τις δυο αυτές μεθόδους Αφομοίωσης Παρατηρήσεων, το ενδιαφέρον αυτής της Διατριβής στρέφεται στην προσέγγιση μέσω λογισμού των μεταβολών. Η προσέγγιση μέσω λογισμού των μεταβολών βασίζεται στην ελαχιστοποίηση μιας αντικειμενικής συνάρτησης μέσα σε ένα χρονικό διάστημα. Ο λόγος που επιλέχθηκε η προσέγγιση μέσω λογισμού των μεταβολών είναι ότι πολύ τελευταία έχει αποσπάσει τεράστιο επιστημονικό και ερευνητικό ενδιαφέρον λόγω της υπολογιστικής της απόδοσης ακόμα και για περιπτώσεις μεγάλης απόκλισης της πρώτης εκτίμησης της κατάστασης του συστήματος από την πραγματική. Είναι μια μέθοδος που έχει εφαρμοστεί σπάνια για την διόρθωση του ρυθμού έκλυσης με αφομοίωση μετρήσεων γ -ακτινοβολίας. Επίσης είναι μια μέθοδος με περιορισμένη εφαρμογή σε Ντετερμινιστικά Lagrangian μοντέλα και δεν έχει εφαρμοστεί καθόλου σε Στοχαστικά μοντέλα τύπου Lagrange.

Ο βασικός στόχος της διατριβής είναι η ανάπτυξη μιας αποδοτικής μεθοδολογίας Αφομοίωσης παρατηρήσεων που θα είναι κατάλληλη να εφαρμοστεί σε Ντετερμινιστικά και Στοχαστικά μοντέλα ατμοσφαιρικής διασποράς τύπου Lagrange τα οποία χρησιμοποιούνται σε Συστήματα Αντιμετώπισης Πυρηνικών Ατυχημάτων. Η μέθοδος θα πραγματοποιεί βέλτιστη εκτίμηση του ρυθμού έκλυσης της ραδιενεργού ουσίας χρησιμοποιώντας μετρήσεις ρυθμού δόσης γ -ακτινοβολίας στον αέρα. Επίσης η μέθοδος θα είναι εφαρμόσιμη σε περιπτώσεις χρονικά μεταβαλλόμενου ρυθμού έκλυσης και μεταβλητών μετεωρολογικών συνθηκών.

Για τον σκοπό αυτό αναπτύχθηκε μεθοδολογία Αφομοίωσης παρατηρήσεων και εφαρμόστηκε στο μοντέλο ατμοσφαιρικής διασποράς τύπου Lagrange “DIPCOT” που χρησιμοποιείται στο Σύστημα Αντιμετώπισης Πυρηνικών Ατυχημάτων “RODOS”. Για την πληρέστερη μελέτη της μεθοδολογίας που αναπτύχθηκε στην

διατριβή και την κατανόηση της γενικότερης συμπεριφοράς της μεθόδου για την εκτίμηση του ρυθμού έκλυσης της επικίνδυνης ουσίας, εξετάστηκε η ευαισθησία της μεθόδου αρχικά με αφομοίωση παρατηρήσεων συγκέντρωσης και στη συνέχεια με αφομοίωση παρατηρήσεων ρυθμού δόσης γ-ακτινοβολίας.

Για την βελτίωση και την ευρύτερη εφαρμογή της παραπάνω μεθόδου αφομοίωσης παρατηρήσεων αναπτύχθηκε μια νέα τεχνική, που ονομάστηκε “Μείωση Διανύσματος Ελέγχου” (Control Vector Reduction – “CVR”). Η τεχνική αυτή καθίστα δυνατή την εφαρμογή των μεθόδων αφομοίωσης παρατηρήσεων που βασίζονται στην προσέγγιση μέσω λογισμού των μεταβολών στα πλαίσια Στοχαστικών μοντέλων ατμοσφαιρικής διασποράς τύπου Lagrange κάτι που οι συνήθεις μέθοδοι αφομοίωσης παρατηρήσεων που βασίζονται στην προσέγγιση μέσω λογισμού των μεταβολών δεν επέτρεπαν. Παράλληλα η νέα τεχνική βελτιώνει την υπολογιστική απόδοση και ακρίβεια της μεθόδου αφομοίωσης.

Η μεθοδολογία που αναπτύχθηκε αξιολογήθηκε χρησιμοποιώντας προσομοιωμένες μετρήσεις καθώς και πραγματικές μετρήσεις πεδίου του πειράματος ατμοσφαιρικής διασποράς Ar^{41} που πραγματοποιήθηκε στον ερευνητικό αντιδραστήρα BR1 του Κέντρου Πυρηνικών Ερευνών (SCK-CEN) στο Mol, στο Βέλγιο.

Τα αποτελέσματα της διατριβής αποδεικνύουν την καταλληλότητα του αλγόριθμου που αναπτύχθηκε για την εφαρμογή του σε Συστήματα Αντιμετώπισης Έκτακτης ανάγκης Πυρηνικών ατυχημάτων. Η Διδακτορική Διατριβή ανταποκρίθηκε στους στόχους της και κατόρθωσε να αναπτύξει μια αποδοτική μεθοδολογία Αφομοίωσης Παρατηρήσεων για την βέλτιστη εκτίμηση του ρυθμού έκλυσης της ραδιενεργού ουσίας σε περιπτώσεις χρονικά μεταβαλλόμενου ρυθμού έκλυσης και μεταβλητών μετεωρολογικών συνθηκών κατάλληλη να εφαρμοστεί σε Ντετερμινιστικά και Στοχαστικά μοντέλα ατμοσφαιρικής διασποράς τύπου Lagrange τα οποία χρησιμοποιούνται σε Συστήματα Αντιμετώπισης Πυρηνικών Ατυχημάτων.

DEVELOPMENT OF DATA ASSIMILATION METHODS IN ATMOSPHERIC DISPERSION MODELS

ABSTRACT

The general framework of this Doctoral Thesis is the development of Data Assimilation methods in Lagrangian atmospheric dispersion models. Data assimilation combines model simulations and measurements in an optimal way to enhance their advantages and reduce their disadvantages. Measurements can be used to correct model input data and consequently model results. Data Assimilation is an “inverse problem”, determining the model state from the observations. The target of Data Assimilation is to decrease the difference between model and measurements.

The most interesting application of Data Assimilation is in the Emergency Response Systems (ERSs). After the nuclear accident in Chernobyl in 1986, many Institutes all over the world developed Nuclear Emergency Response Systems to provide some decision support in order to make a rapid and accurate response to any future accident and to protect people and environment. The main tool of such systems is the Lagrangian atmospheric dispersion models. In emergency phase the most dominant uncertainty is the uncertainty of the radionuclides emission rate (usually called “source term” in the frames of dispersion models) in the atmosphere. However, the estimated source term can differ from the true one by a factor of 10 or more even if the causes of the accident are known. In emergency phase the most valid way to estimate the emission rate and consequently to improve the dispersion forecast is data assimilation. Therefore, the development and the implementation of data assimilation methods in Lagrangian atmospheric dispersion models are of primary importance.

Two basic approaches of data assimilation methods are common used:

- Sequential approach - Kalman filters and
- Variational approach - variational methods

Among these two data assimilation methods, this Thesis deals with variational Data Assimilation. The variational method is based on minimization of a cost function within a time interval. This approach was selected to be studied in this Thesis because it has recently drawn great scientific attention due to its computational effectiveness even in cases of large deviation of the first guess estimation from the true one. It is a method that is rarely applied for emission rate estimation with gamma dose rate measurements. Also is a method that rarely applied within deterministic Lagrangian models and never applied in Stochastic Lagrangian models.

The main target of this Thesis is the development of an efficient data assimilation algorithm for estimating the unknown emission rate of radionuclides in the atmosphere following a nuclear accident using gamma dose measurements, suitable for application within Deterministic and Stochastic Lagrangian atmospheric dispersion models that used in the frames of Nuclear Emergency Response systems. Also the method will be applicable in cases of variable in time source term and variable meteorological conditions.

For this purpose a data assimilation methodology was developed and implemented in the Lagrangian atmospheric dispersion model DIPCOT that used in Nuclear Emergency Response System “RODOS”. For a complete understanding of the general behavior of the developed data assimilation methodology concerning the emission rate estimation, sensitivity tests were done with assimilation of concentrations measurements and with assimilation of gamma dose rate measurements.

For the improvement and wider application of the above data assimilation method a new technique developed. The name of this new technique is “Control Vector Reduction” (CVR). This technique enables the application of variational data assimilation methods within stochastic Lagrangian atmospheric dispersion models. Previous variational data assimilation methods were not applicable in the frames of Stochastic Lagrangian atmospheric dispersion models.

The number of puffs in a Lagrangian model as DIPCOT is in order of 10^3 to 10^5 or even larger. Thus the dimensions of the optimization problem can become very large and this can be lead to poor performance of data assimilation. With the development of this new method the above mentioned problem is solved. Also at the

same time this new technique improves the computational efficiency and accuracy of the data assimilation method.

The developed methodology evaluated using simulated measurements and real measurements from the atmospheric dispersion experiment of Ar⁴¹ that was carried out at the BR1 research reactor of the Belgium Nuclear Research Centre (SCK-CEN) in Mol, Belgium.

The results of this Doctoral Thesis demonstrate potential of the developed algorithm for application in operational Nuclear Emergency Response Systems. This Doctoral Thesis succeeded its targets and developed an efficient data assimilation methodology for estimating the unknown emission rate of radionuclides in the atmosphere for cases with variable in time source term and variable meteorological conditions, appropriate for application within lagrangian deterministic and stochastic atmospheric dispersion models that used in the frames of Nuclear Emergency Response Systems.

ΠΕΡΙΓΡΑΜΜΑ ΤΗΣ ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗΣ ΔΙΑΤΡΙΒΗΣ

Η Διατριβή αποτελείται από επτά Κεφάλαια. Το **πρώτο Κεφάλαιο** είναι η εισαγωγή της Διατριβής. Συγκεκριμένα παρουσιάζεται η υπάρχουσα βιβλιογραφία παρουσιάζοντας την ανάγκη για την εκτέλεση της Διατριβής που είναι η ανάπτυξη μεθόδων αφομοίωσης σε Συστήματα Αντιμετώπισης έκτακτης ανάγκης Πυρηνικών Ατυχημάτων για τη εκτίμηση του ρυθμού έκλυσης της επικίνδυνης ουσίας. Στη συνέχεια παρουσιάζεται ο σκοπός της διατριβής καθώς και τα στοιχεία πρωτοτυπίας και τέλος, δίνεται μια λίστα από δημοσιεύσεις σε επιστημονικά περιοδικά και συνέδρια που προέκυψαν από αυτή τη Διατριβή.

Στο **δεύτερο Κεφάλαιο** παρουσιάζεται το γενικότερο ερευνητικό πλαίσιο μέσα στο οποίο εντάσσεται η Διατριβή. Γίνεται μια σύντομη περιγραφή των Συστημάτων υποβοήθησης λήψης αποφάσεων για την αντιμετώπιση εκτάκτων αναγκών και συγκεκριμένα του ευρωπαϊκού συστήματος RODOS, μέσα στο οποίο χρησιμοποιείται το μοντέλο ατμοσφαιρικής διασποράς DIPCOT όπου εφαρμόστηκαν οι μεθοδολογίες αφομοίωσης που αναπτύχθηκαν στα πλαίσια της διατριβής. Στη συνέχεια περιγράφονται οι παράγοντες αβεβαιότητας που επηρεάζουν την προσομοίωση ατμοσφαιρικής διασποράς μετά από ένα ατύχημα τονίζοντας τον σημαντικότερο ο οποίος είναι ο ρυθμός έκλυσης της ραδιενεργού ουσίας. Η εκτίμηση του τελευταίου αποτελεί το κίνητρο για την εκπόνηση της διατριβής. Τέλος γίνεται ανασκόπηση των ατμοσφαιρικών μοντέλων διασποράς και γίνεται περιγραφή των μεθόδων αφομοίωσης παρατηρήσεων οι οποίες είναι το βασικό αντικείμενο της διατριβής.

Στο **τρίτο κεφάλαιο** γίνεται περιγραφή του Lagrangian μοντέλου ατμοσφαιρικής διασποράς DIPCOT. Συγκεκριμένα περιγράφονται ο Ντετερμινιστικός και ο Στοχαστικός τρόπος λειτουργίας, ο υπολογισμός της συγκέντρωσης και ο υπολογισμός του ρυθμού δόσης γ-ακτινοβολίας.

Στο **τέταρτο κεφάλαιο** περιγράφονται οι αλγόριθμοι που αναπτύχθηκαν κατά την εκπόνηση της Διατριβής και η εφαρμογή τους στο μοντέλο DIPCOT.

Αναπτύσσεται η μέθοδος αφομοίωσης για την εκτίμηση του ρυθμού έκλυσης με αφομοίωση μετρήσεων συγκέντρωσης και με αφομοίωση μετρήσεων ρυθμού δόσης γ-ακτινοβολίας. Περιγράφεται η εφαρμογή της μεθόδου στους δυο τρόπους υπολογισμού του ρυθμού δόσης γ-ακτινοβολίας, δηλαδή την προσέγγιση ημίαιρου νέφους και τη μέθοδο πραγματικής κατανομής της συγκέντρωσης στο νέφος. Στη συνέχεια περιγράφεται η τεχνική «Μείωσης Διανύσματος Ελέγχου» που αναπτύχθηκε στα πλαίσια της διατριβής για να βελτιώσει την απόδοση και την ακρίβεια της μεθόδου αφομοίωσης αλλά και να επιτρέψει την εφαρμογή της σε στοχαστικά μοντέλα. Τέλος περιγράφονται οι μέθοδοι ελαχιστοποίησης της αντικειμενικής συνάρτησης.

Στα επόμενα δυο Κεφάλαια γίνεται η αξιολόγηση του αλγόριθμου. Στο **πέμπτο Κεφάλαιο** γίνεται έλεγχος ευαισθησίας της μεθόδου σε μονοδιάστατη και σε δισδιάστατη διασπορά με αφομοίωση παρατηρήσεων συγκέντρωσης για την εκτίμηση του ρυθμού έκλυσης. Η αφομοίωση γίνεται με προσομοιωμένες μετρήσεις. Εξετάζονται οι περιπτώσεις με σταθερό ρυθμό έκλυσης και σταθερή ταχύτητα του ανέμου καθώς και με μεταβλητό ρυθμό έκλυσης και μεταβλητή ταχύτητα του ανέμου. Επίσης εξετάζονται περιπτώσεις όπου τα σφάλματα των παρατηρήσεων θεωρούνται σταθερά και περιπτώσεις που θεωρούνται ανάλογα με την μετρούμενη συγκέντρωση. Στη συνέχεια εξετάζεται η ευαισθησία της μεθόδου στον αριθμό των σημείων μέτρησης και στην χωρική τους κατανομή. Επίσης προσδιορίζεται μια βέλτιστη τιμή του λόγου μεταξύ των σφαλμάτων μέτρησης και πρώτης εκτίμησης, ο οποίος είναι σημαντικός για την απόδοση της μεθόδου.

Στο **έκτο Κεφάλαιο** γίνεται αξιολόγηση της μεθοδολογίας σε τρισδιάστατη διασπορά σε πραγματική κλίμακα με αφομοίωση παρατηρήσεων ρυθμού δόσης γ-ακτινοβολίας (ροής φωτονίων). Σε αυτή την περίπτωση γίνεται αφομοίωση πειραματικών μετρήσεων για την εκτίμηση του ρυθμού έκλυσης και για τον ακριβέστερο υπολογισμό του ρυθμού δόσης γ-ακτινοβολίας. Η αξιολόγηση γίνεται με βάση τις μετρήσεις του πειράματος πεδίου ατμοσφαιρικής διασποράς Ar^{41} που πραγματοποιήθηκε στον ερευνητικό αντιδραστήρα BR1 του Κέντρου Πυρηνικών Ερευνών (SCK-CEN) στο Mol, Βέλγιο. Παρουσιάζονται τα αποτελέσματα με το Στοχαστικό και το Ντετερμινιστικό μοντέλο του κώδικα DIPCOT και για τις δύο μεθόδους υπολογισμού του ρυθμού δόσης γ-ακτινοβολίας για διάφορες παραμετροποιήσεις της μεθόδου «Μείωσης Διανύσματος Ελέγχου» και για τις δυο

ήμερες του πειράματος. Τέλος εξετάζεται η ευαισθησία των αποτελεσμάτων σε διαφορετικές παραμετροποιήσεις της μεθόδου.

Το **έβδομο Κεφάλαιο** ανακεφαλαιώνει τα αποτελέσματα των προηγούμενων Κεφαλαίων. Παρουσιάζει τα γενικά συμπεράσματα της Διδακτορικής Διατριβής καθώς και προτάσεις για μελλοντική έρευνα.

ΠΡΟΛΟΓΟΣ

Η συντομία είναι η ψυχή του πνευματώδους λόγου.

Francis Bacon (1561 – 1626)

1.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Οι σημαντικότερες πηγές πληροφοριών για την εκτίμηση της συγκέντρωσης των επικίνδυνων ρύπων και των επιπέδων ραδιενέργειας μετά από κάποιο Πυρηνικό ατύχημα είναι οι παρατηρήσεις και οι προβλέψεις των μοντέλων. Οι παρατηρήσεις δίνουν την πραγματική εικόνα της κατάστασης όμως δεν μας παρέχουν μια πλήρη χωρική και χρονική κάλυψη γιατί δεν είναι πρακτικό και κοστίζει. Επίσης με τις παρατηρήσεις δεν έχουμε την δυνατότητα πρόβλεψης. Από την άλλη πλευρά τα μοντέλα να μεν έχουν την δυνατότητα πρόβλεψης, μας παρέχουν μια πλήρη χωρική και χρονική κάλυψη και βασίζονται σε φυσικούς νόμους όμως βασίζονται σε υποθέσεις και προσεγγίσεις και η ακρίβεια των αποτελεσμάτων τους εξαρτάται από την ακρίβεια των δεδομένων εισόδου η οποία συχνά είναι μικρή. Μια υπολογιστική τεχνική που θα χρησιμοποιεί τα πλεονεκτήματα και των δυο θα μπορούσε να μας δώσει την βέλτιστη δυνατή πληροφορία. Μια τέτοια υπολογιστική μέθοδος είναι η μέθοδος Αφομοίωσης Παρατηρήσεων (Data Assimilation). Η μέθοδος Αφομοίωσης παρατηρήσεων συνδυάζει τα πλεονεκτήματα μετρήσεων και μοντέλου και μας παρέχει την καλύτερη δυνατή πληροφορία. Με την βοήθεια των μετρήσεων

επιτυγχάνεται βελτίωση της ποιότητας των δεδομένων (input data) [22] και κατά συνέπεια βελτίωση της πρόγνωσης των μοντέλων. Η μέθοδος Αφομοίωσης παρατηρήσεων είναι ένα «Αντίστροφο πρόβλημα» (inverse problem) δηλαδή προσδιορίζει την κατάσταση του συστήματος χρησιμοποιώντας τις μετρήσεις. Ο Στόχος της διαδικασίας Αφομοίωσης Δεδομένων είναι να ελαχιστοποιήσει την διαφορά μεταξύ του μοντέλου και των παρατηρήσεων.

Τις δυο τελευταίες δεκαετίες μέθοδοι Αφομοίωσης Παρατηρήσεων χρησιμοποιήθηκαν ευρέως στον τομέα της μετεωρολογίας σε μοντέλα πρόγνωσης καιρού για την βελτίωση της γνώσης της τρέχουσας κατάστασης της ατμόσφαιρας [1], [2], [3], καθώς επίσης και στον τομέα θαλάσσιων συστημάτων [4], [5]. Τα τελευταία χρόνια μεγάλο ερευνητικό ενδιαφέρον παρουσίασε η ανάπτυξη τέτοιων μεθόδων στο τομέα της Ατμοσφαιρικής ρύπανσης [6], [7], [8] για την εκτίμηση της συγκέντρωσης του όζοντος. Στον τομέα των Ατμοσφαιρικών μοντέλων οι πιο κοινές και βασικές μέθοδοι αφομοίωσης δεδομένων είναι δυο και είναι ίδιες με αυτές που χρησιμοποιήθηκαν στα Μετεωρολογικά μοντέλα πρόγνωσης καιρού. Ωστόσο ο στόχος της εφαρμογής μεθόδων Αφομοίωσης Παρατηρήσεων στα πλαίσια της Ατμοσφαιρικής ρύπανσης είναι αρκετά διαφορετικός σε σχέση με την Μετεωρολογία, όπου οι μέθοδοι χρησιμοποιούνται για να εκτιμήσουν την τρέχουσα κατάσταση της ατμόσφαιρας ώστε να βελτιωθεί η πρόγνωση του καιρού. Η αφομοίωση δεδομένων στα πλαίσια των ατμοσφαιρικών μοντέλων χρησιμοποιείται συνήθως για την εκτίμηση κάποιων σημαντικών παραμέτρων όπως π.χ. του ρυθμού έκλυσης των επικίνδυνων ρύπων. Οι μέθοδοι αφομοίωσης είναι οι εξής:

- Η Σειριακή Προσέγγιση – Φίλτρο Kalman [9],[31] και οι προεκτάσεις της Εκτεταμένο Φίλτρο Kalman (EKF) [32] ή ensemble Φίλτρο Kalman (EnKF) [33] και
- Η Προσέγγιση μέσω λογισμού των μεταβολών (Variational method) [30], [41] [10].

Οι Σειριακοί αλγόριθμοι επιλύουν τις εξισώσεις βέλτιστης εκτίμησης. Κάθε φορά που υπάρχουν διαθέσιμα δεδομένα παρατήρησης ένα φίλτρο αναλύει την κατάσταση του συστήματος. Η προσέγγιση μέσω λογισμού των μεταβολών βασίζεται στην ελαχιστοποίηση μιας αντικειμενικής συνάρτησης μέσα σε ένα χρονικό διάστημα.

Από τις εφαρμογές των μεθόδων αφομοίωσης δεδομένων μεγαλύτερο ενδιαφέρον παρουσιάζει η εφαρμογή τους σε Συστήματα Αντιμετώπισης Έκτακτης Ανάγκης (ERSs). Μετά από το πυρηνικό ατύχημα στο Chernobyl το 1986 έχει δοθεί μεγάλη βαρύτητα από πολλά Ινστιτούτα ανά τον κόσμο στην Έρευνα και ανάπτυξη Συστημάτων Αντιμέτωπης Πυρηνικών ατυχημάτων, για την παρακολούθηση ατυχημάτων και για την λήψη αμέσων μέτρων για την προστασία των εργαζομένων και των πολιτών. Το βασικότερο εργαλείο τέτοιων συστημάτων είναι τα ατμοσφαιρικά μοντέλα και κυρίως τα μοντέλα διασποράς τύπου Lagrange. Οι μέθοδοι Αφομοίωσης Παρατηρήσεων έχουν κυρίως εφαρμοστεί σε μοντέλα ατμοσφαιρικής διασποράς τύπου Euler (π.χ. Segers, 2002 [9]). Στον τομέα των Πυρηνικών ατυχημάτων οι περισσότεροι ερευνητές που ασχολούνται με την ανάπτυξη μεθόδων αφομοίωσης δεδομένων επικεντρώθηκαν στο τομέα της μετεωρολογικής προ-επεξεργασίας που παράγει μετεωρολογικά δεδομένα για τα Συστήματα Αντιμέτωπισης Πυρηνικών ατυχημάτων [38], [39]. Τελευταία το ερευνητικό ενδιαφέρον έχει στραφεί στη μελέτη μεθόδων αφομοίωσης παρατηρήσεων στα πλαίσια των μοντέλων διασποράς που χρησιμοποιούνται σε Συστήματα Αντιμέτωπισης Έκτακτης ανάγκης με σκοπό να αξιοποιήσει σε πραγματικό χρόνο τις παρατηρήσεις για να βελτιώσει τα αποτελέσματα των μοντέλων πρόβλεψης καθώς και να εκτιμήσει παραμέτρους των μοντέλων για τις οποίες υπάρχει μεγάλη αβεβαιότητα όπως τον ρυθμό έκλυσης και τα μετεωρολογικά δεδομένα. Το Σύστημα Αντιμέτωπισης Πυρηνικών Ατυχημάτων RODOS είναι ο πρωτοπόρος στον τομέα αυτό [17],[22],[36],[40]. Στη βιβλιογραφία όμως υπάρχει ένα προφανές κενό στην εφαρμογή τέτοιων μεθόδων σε ατμοσφαιρικά μοντέλα puff και τύπου Lagrange τα οποία χρησιμοποιούνται ευρέως σε τέτοια συστήματα.

Στα Lagrangian puff και particle μοντέλα ατμοσφαιρικής διασποράς (π.χ., Bartzis et al., 2000 [11]) η έκλυση των ρύπων γίνεται με την μορφή puffs (τολυπών). Τα puffs μετακινούνται με την μέση ταχύτητα του ανέμου στην οποία προστίθεται μια τυχαία συνιστώσα ώστε να προσομοιωθεί η τύρβη. Η συγκέντρωση σε ένα σημείο υπολογίζεται αθροίζοντας την συνεισφορά όλων των puffs.

Στη μελέτη των Astrup et al. (2004) [12], χρησιμοποιήθηκε η προσέγγιση του φίλτρου Kalman (EKF). Χρησιμοποιώντας την προσέγγιση αυτή παρουσιάζονται διάφορες δυσκολίες, μελέτη για πιθανές λύσεις έγινε από τους Zheng et al. (2007)

[13]. Στην μελέτη των Fisher and Lary (1995) [14], εξετάστηκε η εφαρμογή αφομοίωσης παρατηρήσεων που βασίζεται στην προσέγγιση μέσω λογισμού των μεταβολών σε μοντέλο τύπου Lagrange. Στις μελέτες των Jeong et al. (2005) [15], και Quélo et al. (2005) [16] χρησιμοποιήθηκαν μεθοδολογίες που βασίζονται στο λογισμό των μεταβολών που έχουν την δυνατότητα να εφαρμοστούν μόνο σε περιπτώσεις με σταθερή ταχύτητα του άνεμου και σταθερό ρυθμό έκλυσης. Στη μελέτη των Drews et al. (2005) [17], εφαρμόζεται η προσέγγιση EKF με μεταβλητό ρυθμό έκλυσης και σταθερή ταχύτητα του άνεμου.

Στην παρούσα Διατριβή αναπτύχθηκε μια μεθοδολογία αφομοίωσης παρατηρήσεων που βασίζεται στο λογισμό των μεταβολών σε ένα ατμοσφαιρικό Lagrangian puff μοντέλο διασποράς που επιτρέπει την εκτίμηση της πηγής για συνθήκες με μεταβλητό άνεμο και μεταβλητή ένταση της πηγής [18]. Οι αλγόριθμοι που αναπτύχθηκαν στην Διατριβή σχετίζονται με τους αλγόριθμους που αναπτύχθηκαν στη μελέτη των Kathirgamanathan et al. (2004) [19], οι οποίοι στην μελέτη τους εφαρμόζουν τις μεθοδολογίες σε μοντέλο τύπου Euler, και επίσης περιορίζονται για συνθήκες με σταθερό άνεμο. Άλλες σημαντικές διαφορές που έχουν με την μεθοδολογία που παρουσιάζεται στην διατριβή είναι στην διατύπωση της αντικειμενικής συνάρτησης.

Αρχικά λοιπόν στα πλαίσια της διατριβής αναπτύσσεται και αξιολογείται μια γενική μεθοδολογία που εφαρμόζεται σε Lagrangian puff μοντέλα. Εξεταστήκαν δύο περιπτώσεις για τα σφάλματα των μετρήσεων. Στην πρώτη περίπτωση τα σφάλματα των παρατηρήσεων θεωρήθηκαν σταθερά, και στην δεύτερη περίπτωση ανάλογα με την μετρούμενη συγκέντρωση. Επίσης έγινε βελτιστοποίηση της παραμετροποίησης του μοντέλου. Αρχικά για να εξεταστεί η ευαισθησία της μεθόδου και να γίνει αξιολόγηση των αλγόριθμων που αναπτύχθηκαν έγινε Αφομοίωση Παρατηρήσεων συγκέντρωσης όπου χρησιμοποιήθηκαν προσομοιωμένες μετρήσεις (δίδυμο πείραμα).

Τα σημαντικότερα αποτελέσματα που προέκυψαν από την μελέτη της συμπεριφοράς της μεθοδολογίας με αφομοίωση μετρήσεων συγκέντρωσης είναι τα εξής :

- η επίδοση της μεθόδου εξαρτάται από την τιμή του λόγου του σφάλματος της μέτρησης προς το σφάλμα της πρώτης εκτίμησης. Όταν μειώνεται η τιμή του λόγου βελτιώνεται η επίδοση της μεθόδου
- η απόδοση της μεθόδου βελτιώνεται όταν το σφάλμα των παρατηρήσεων είναι ανάλογο της μετρούμενης συγκέντρωσης
- η απόδοση της μεθόδου βελτιώνεται όσο αυξάνεται η χρονική συχνότητα των μετρήσεων
- επιτυγχάνεται βελτίωση της εκτίμησης του ρυθμού έκλυσης με περισσότερα σημεία μέτρησης
- Εκτιμήθηκε η οριακή τιμή του λόγου του σφάλματος της μέτρησης προς το σφάλμα της πρώτης εκτίμησης κάτω από την οποία ο αλγόριθμος δεν επηρεάζεται από τον αριθμό των σημείων μέτρησης
- Τα σημεία μέτρησης κοντά στη πηγή έχουν μεγαλύτερη βαρύτητα στη μέθοδο
- Για ένα συγκεκριμένο επίπεδο απόδοσης του αλγόριθμου, η βέλτιστη τιμή του λόγου του σφάλματος της μέτρησης προς το σφάλμα της πρώτης εκτίμησης αυξάνεται σχεδόν γραμμικά με τον αριθμό των σημείων μέτρησης.

Αποδεικνύεται πως η μεθοδολογία μπορεί να εφαρμοστεί σε Lagrangian puff μοντέλα και είναι γενική και ικανή να εκτιμήσει τον ρυθμό έκλυσης ακόμα και σε μεταβλητές μετεωρολογικές συνθήκες καλύπτοντας έτσι το κενό που πρόεκυπτε από την βιβλιογραφία.

Στην Διατριβή βασικός στόχος της ανάπτυξης της μεθόδου αφομοίωσης παρατηρήσεων είναι η εκτίμηση του ρυθμού έκλυσης της ραδιενεργού ουσίας ο οποίος είναι ο βασικότερος παράγοντας αβεβαιότητας σε Συστήματα Αντιμετώπισης Έκτακτης ανάγκης Πυρηνικών ατυχημάτων [20]. Οι διάφορες μεθοδολογίες που χρησιμοποιούνται για να τον εκτιμήσουν μπορεί να κάνουν λάθος έως και κατά ένα παράγοντα του 10 ή και μεγαλύτερο, ακόμα και σε περιπτώσεις που τα αίτια του ατυχήματος είναι γνωστά [21]. Η διαδικασία αφομοίωσης παρατηρήσεων που αναπτύχθηκε εδώ για τον υπολογισμό του ρυθμού έκλυσης της ραδιενεργού ουσίας γίνεται με αφομοίωση μετρήσεων ρυθμού δόσης γ-ακτινοβολίας οι οποίες είναι συνήθως διαθέσιμες σε περιπτώσεις πυρηνικών ατυχημάτων. Ένας τρόπος να εκτιμηθεί ο ρυθμός έκλυσης της επικίνδυνης ουσίας είναι με την διαδικασία αφομοίωσης δεδομένων και συγκεκριμένα με αφομοίωση παρατηρήσεων ρυθμού

δόσης γ-ακτινοβολίας που είναι συνήθως διαθέσιμες γύρω από κάθε εργοστάσιο Πυρηνικής Ενέργειας.

Η μέθοδος Αφομοίωσης Παρατηρήσεων που έχει κυρίως εφαρμοστεί έως σήμερα στα Συστήματα Αντιμετώπισης Πυρηνικών ατυχημάτων είναι η μέθοδος Kalman Filter (KF), (π.χ., [22], [12],[40]). Η μέθοδος Kalman Filter έχει εφαρμοστεί σε πολλές εργασίες για την εκτίμηση του ρυθμού έκλυσης με αφομοίωση παρατηρήσεων δόσης γ-ακτινοβολίας σε ατμοσφαιρικά μοντέλα διασποράς διαφορετικών τύπων (π.χ. σε Gaussian μοντέλα [17], και σε Lagrangian στοχαστικά μοντέλα (π.χ. [23]). Παρά τα σαφή πλεονεκτήματα της μεθόδου Kalman Filter όπως η ικανότητα της να αντιμετωπίζει διαφορετικές πηγές αβεβαιότητας και η σχετικά εύκολη εφαρμογή της είναι μια διαδικασία μεγάλου υπολογιστικού κόστους το οποίο μεγαλώνει περισσότερο σε περιπτώσεις μεγάλης απόκλισης της πρώτης εκτίμησης της κατάστασης του συστήματος από την πραγματική. Από την άλλη πλευρά η προσέγγιση μέσω λογισμού των μεταβολών, που χρησιμοποιήθηκε εκτεταμένα για την εκτίμηση του ρυθμού έκλυσης με αφομοίωση παρατηρήσεων συγκέντρωσης ρύπων στον αέρα (π.χ. [24], [25], [26], [27],[35],[36],[37]) και που είναι μια μέθοδος πολύ ελκυστική από άποψη υπολογιστικής απόδοσης ακόμα και για περιπτώσεις μεγάλης απόκλισης της πρώτης εκτίμησης της κατάστασης του συστήματος από την πραγματική, έχει σπάνια εφαρμοστεί για την εκτίμηση του ρυθμού έκλυσης με αφομοίωση παρατηρήσεων ρυθμού δόσης γ-ακτινοβολίας. Επίσης έχει σπάνια εφαρμοστεί σε Ντετερμινιστικά μοντέλα τύπου Lagrange και δεν έχει καθόλου εφαρμοστεί σε Στοχαστικά Lagrangian μοντέλα όπως το DIPCOT [28].

Ο αριθμός των puffs σε ένα Lagrangian μοντέλο όπως το DIPCOT είναι της τάξης $10^3 - 10^5$ ή και μεγαλύτερος. Έτσι, όταν πραγματοποιείται η μέθοδος Αφομοίωσης Παρατηρήσεων η διάσταση του προβλήματος βελτιστοποίησης μπορεί να γίνει πολύ μεγάλη. Όπως παρατηρήθηκε και στα πλαίσια της διατριβής αυτό μπορεί να οδηγήσει σε μη ικανοποιητική απόδοση της μεθόδου αφομοίωσης δεδομένων. Ένα άλλο ζήτημα ανακύπτει στην περίπτωση της στοχαστικής λειτουργίας του DIPCOT που έχει να κάνει με τον τυχαίο τρόπο μετακίνησης των σωματιδίων. Οι συνήθεις μέθοδοι αφομοίωσης παρατηρήσεων που βασίζονται στον λογισμό των μεταβολών δεν επέτρεπαν την εφαρμογή τους στα πλαίσια Στοχαστικών Lagrangian μοντέλων ατμοσφαιρικής διασποράς. Στα πλαίσια της διατριβής

αναπτύχθηκε μια νέα τεχνική που ονομάστηκε μέθοδος «Μείωσης Διανύσματος Ελέγχου (ΜΔΕ)» (Control Vector Reduction - CVR). Με την νέα αυτή μέθοδο τα παραπάνω ζητήματα αντιμετωπίζονται.

Συνοψίζοντας, για την εκτίμηση του ρυθμού έκλυσης της ραδιενεργού ουσίας αναπτύχθηκε μια αποδοτική μεθοδολογία που βασίζεται στο λογισμό των μεταβολών η οποία εφαρμόστηκε στο Ντετερμινιστικό και στο Στοχαστικό Lagrangian μοντέλο DIPCOΤ που χρησιμοποιείται στο Ευρωπαϊκό Σύστημα αντιμετώπισης Έκτακτης ανάγκης Πυρηνικού Ατυχήματος “RODOS”.

Για την πληρέστερη μελέτη της μεθοδολογίας που αναπτύχθηκε στην διατριβή και την κατανόηση της γενικότερης συμπεριφοράς της μεθόδου, αρχικά εξετάστηκε η ευαισθησία και η απόδοση της μεθόδου με αφομοίωση προσομοιωμένων παρατηρήσεων συγκέντρωσης (δίδυμο πείραμα) και στη συνέχεια η αξιολόγηση ολοκληρώθηκε με αφομοίωση πραγματικών πειραματικών παρατηρήσεων ρυθμού δόσης γ-ακτινοβολίας από τις μετρήσεις του πειράματος πεδίου ατμοσφαιρικής διασποράς Ar^{41} που πραγματοποιήθηκε στο ερευνητικό αντιδραστήρα BR1 του Κέντρου Πυρηνικών Ερευνών (SCK-CEN) στο Mol, στο Βέλγιο [29].

Με βάση τα παραπάνω, μπορούμε να συνοψίσουμε ότι τα αποτελέσματα της διατριβής αποδεικνύουν την καταλληλότητα του αλγόριθμου που αναπτύχθηκε, για την εφαρμογή του σε Συστήματα Αντιμετώπισης Έκτακτης ανάγκης Πυρηνικών ατυχημάτων [34].

1.2 ΣΚΟΠΟΣ ΤΗΣ ΔΙΑΤΡΙΒΗΣ

Ο Σκοπός της Διατριβής είναι η Ανάπτυξη μιας αποδοτικής μεθοδολογίας Αφομοίωσης Παρατηρήσεων που θα είναι κατάλληλη να εφαρμοστεί σε Ντετερμινιστικά και Στοχαστικά μοντέλα ατμοσφαιρικής διασποράς τύπου Lagrange τα οποία χρησιμοποιούνται σε Συστήματα Αντιμετώπισης Πυρηνικών Ατυχημάτων. Η μέθοδος θα πραγματοποιεί βέλτιστη εκτίμηση του ρυθμού έκλυσης της ραδιενεργού ουσίας χρησιμοποιώντας μετρήσεις ρυθμού δόσης γ-ακτινοβολίας στον αέρα. Επίσης η μέθοδος θα είναι εφαρμόσιμη σε περιπτώσεις χρονικά μεταβαλλόμενου ρυθμού έκλυσης και μεταβλητών μετεωρολογικών συνθηκών.

1.3 ΣΤΟΙΧΕΙΑ ΠΡΩΤΟΤΥΠΙΑΣ

Συμπερασματικά, η ερευνητική εργασία, που πραγματοποιήθηκε στα πλαίσια της διδακτορικής διατριβής, χαρακτηρίζεται από επιστημονική πρωτοτυπία καθώς περιλαμβάνει τα εξής στοιχεία καινοτομίας:

- Ανάπτυξη και αξιολόγηση μιας γενικής μεθοδολογίας Αφομοίωσης Παρατηρήσεων η οποία βασίζεται στο λογισμό των μεταβολών και η οποία μπορεί να εφαρμοστεί σε Lagrangian μοντέλα ατμοσφαιρικής διασποράς και σε μεταβλητές μετεωρολογικές συνθήκες.
- Ενσωμάτωση της μεθοδολογίας στο μοντέλο ατμοσφαιρικής διασποράς τύπου Lagrange “DIPCOT” που χρησιμοποιείται στο Σύστημα “RODOS” Υποβοήθησης Λήψης Αποφάσεων σε περιπτώσεις Πυρηνικών Ατυχημάτων.
- Εκτίμηση του ρυθμού έκλυσης της επικίνδυνης (ραδιενεργής) ουσίας με Αφομοίωση Παρατηρήσεων ρυθμού δόσης γ-ακτινοβολίας.
- Ανάπτυξη και αξιολόγηση της τεχνικής «Μείωσης Διανύσματος Ελέγχου» η οποία
 - έκανε δυνατή την εφαρμογή των μεθόδων αφομοίωσης δεδομένων που βασίζονται στο λογισμό των μεταβολών σε στοχαστικά μοντέλα ατμοσφαιρικής διασποράς
 - βελτίωσε την υπολογιστική απόδοση και ακρίβεια της μεθόδου αφομοίωσης δεδομένων στα πλαίσια Lagrangian μοντέλων διασποράς όπου η διάσταση του προβλήματος βελτιστοποίησης μπορεί να γίνει πολύ μεγάλη λόγω του μεγάλου αριθμού των τολυπών.
- Η παραπάνω μεθοδολογία αφομοίωσης δεδομένων αξιολογήθηκε τόσο με προσομοιωμένες όσο και με πραγματικές πειραματικές μετρήσεις και αποδείχθηκε ότι έχει την απόδοση και ακρίβεια ώστε να είναι κατάλληλη να εφαρμοστεί σε Συστήματα Υποστήριξης Λήψης Αποφάσεων για περιπτώσεις Πυρηνικών Ατυχημάτων.

1.4 ΔΗΜΟΣΙΕΥΣΕΙΣ ΚΑΙ ΣΥΝΕΔΡΙΑ

Δημοσιεύσεις σε Διεθνή Επιστημονικά Περιοδικά:

1. Kovalets I.V., **Tsiouri V.**, Andronopoulos S., Bartzis J.G., 2009. Improvement of source and wind field input of atmospheric dispersion model by assimilation of concentration measurements: method and applications in idealized settings. *Applied Mathematical Modelling* (33), p. 3511-3521
2. **Tsiouri V.**, Kovalets I., Andronopoulos S., Bartzis J., 2011. Development and first tests of a data assimilation algorithm in a Lagrangian puff atmospheric dispersion model. *International Journal of Environment And Pollution* (44), 147-155
3. **Tsiouri V.**, Kovalets I., Andronopoulos S., Bartzis J., 2011. Emission rate estimation through data assimilation of gamma dose measurements in a Lagrangian atmospheric dispersion model. *Radiation Protection Dosimetry*. doi: 10.1093/rpd/ncq592

Παρουσιάσεις σε Διεθνή Συνέδρια:

1. **Tsiouri V.**, Kovalets I., Andronopoulos S., Bartzis J.G., 2007. Development and first test of data assimilation algorithm in a Lagrangian puff atmospheric dispersion model. Int. Conf. on “Harmonisation within Atmospheric Dispersion Modelling For Regulatory Purposes HARMO 11”, Cambridge, July 2007.
2. **Tsiouri V.**, Kovalets I.V., Andronopoulos S., Bartzis J.G., 2010. Assimilation of gamma dose rate and concentration measurements in Lagrangian model DIPCOT. Int. Conf on “Harmonisation within Atmospheric Dispersion Modelling For Regulatory Purposes HARMO 13”, Paris, 1-4 June 2010.
3. **Tsiouri V.**, Kovalets I.V., Andronopoulos S., Bartzis J.G., 2010. Source rate estimation with the use of gamma dose measurements in Lagrangian Atmospheric dispersion model DIPCOT. Fifth scientific-practical conference with international participation "The mathematical and simulation systems, MODS '2010", Kiev, 21-25 June 2010.

ΑΝΑΦΟΡΕΣ

1. A.C. Lorenc, 1986. Analysis methods for numerical weather prediction. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 112:1177- 1194.
2. W.S. Wu, R.J. Purser, and D.F. Parrish, 2002. *Monthly Weather Review*, 130: 2905-2916.
3. M. Buehner, 2005. *Quarterly journal of the Royal Meteorological Society*, 131: 1013-1043.
4. W.C. Thacker and R.B Long, 1988. *Journal of Geophysical Research*, 93:1227-1240.
5. J.I. Allen, M. Eknes, and G. Evensen, 2003. *Annales Geophysicae*, 21: 399-411.
6. M. Van Loon, P.J.H. Builtjes, and A.J. Segers, 2000. *Environmental Modelling & Software*, 15: 603-609.
7. G.e. Serafy et al., 2002. *Advances in Space Research*, 30: 2473-2478.
8. L. Delle Monache et al., 2006. *Journal of Geophysical Research- Atmospheres*, 111.
9. A. Segers, 2002. Data Assimilation in atmospheric Chemistry Models using Kalman Filtering, *PhD Thesis. Delft University*, Published by DUP Science, p. 220.
10. F.X. Le Dimet and O. Talagrand, 1986. “Variational algorithms for analysed and assimilation of meteorological observations: theoretical aspects”, *Tellus B*, 38 A: 97-110
11. J. Bartzis, E. Davakis and S. Andronopoulos, 2000. DIPCOT: A Lagrangian Model for Atmospheric Dispersion over Complex Terrain, Model Description, “*Demokritos*” Report.
12. P. Astrup, C. Turcanu, R.O. Puch, C. Rojas Palma and T. Mikkelsen, 2004. Data Assimilation in the Early Phase: Kalman Filtering RIMPUFF, RODOS(RA5)-TN(04)-01.
13. D.Q. Zheng, J.K.C. Leung, J.K.C. Lee and H.Y. Lam, 2007. Data Assimilation in the atmospheric dispersion model applied to nuclear accident assessments, *Atmospheric Environment*, Vol.41, No. 11, pp. 2438-2446.

14. M. Fisher and D.J. Lary, 1995. Lagrangian four-dimensional variational data assimilation of chemical species, *Quarterly Journal – Royal Meteorological Society*, Vol. 121, No. 527, pp.1681 -1704.
15. H-J. Jeong, E-H. Kim, K-S. Suh, W-T. Hwang, M-H. Han and H-K Lee, 2005. Determination of the source rate released into the environment from a nuclear power plant. *Radiation Protection Dosimetry*, Vol. 113, No.3, pp.308-313.
16. D. Quelo, B. Sportisse, and O. Isnard, 2005. Data Assimilation for short range atmospheric dispersion of radionuclides: a case study of second order sensitivity, *Journal of Environmental radioactivity*, Vol.84, No.3, pp.393-408.
17. M. Drews, B. Lauritzen, and H. Madsen, 2005. Analysis of a Kalman filter based method for on-line estimation of atmospheric dispersion parameter using radiation monitoring data, *Radiation Protection Dosimetry*, Vol. 113, No.1, pp.75-89.
18. V. Tsiouri, I. Kovalets, S. Andronopoulos, J. Bartzis, 2010. Development and first tests of a Data Assimilation algorithm in a Lagrangian puff atmospheric dispersion model. *International Journal of Environment and Pollution* Vol.44, pp. 147-155.
19. P. Kathirgamanathan, R. McKibbin, and R.I. McLachlan, 2004. Source release rate estimation of atmospheric pollution from a non-steady point source at a known location, *Environmental Modelling and Assessment*, Vol.9, No.1, pp. 33-42.
20. P. Kassomenos, A. Karayannis, I. Panagopoulos, S. Karakitsios, M. Petrakis, 2008. Modelling the dispersion of a toxic substance at a workplace. *Environmental Modelling and Software* 23(1), pp. 82-89.
21. US Nuclear Regulatory Commission, 1990. Analysis of CDF from Internal Events: Expert Judgment. Report NUREG/CR-4550, Vol.2, Washington, DC, April 1990.
22. C. Rojas-Palma, et.al., 2003. Data Assimilation in the decision support system RODOS, *Radiation Protection Dosimetry*, 104(1), pp.31-40.

23. D.Q. Zheng, 2007. Evaluation and Development of Data Assimilation in atmospheric dispersion models for the use in nuclear emergencies. PhD Thesis, Hong Kong University.
24. H.J. Jeong, M.H. Han, W.T. Hwang, E.H. Kim, 2008. Application of Data Assimilation to improve the forecasting capability of an atmospheric dispersion model for a radioactive plume. *Annals of Nuclear Energy* 35(5), pp.834-844.
25. N. Talerko, 2005. Reconstruction of ^{131}I radioactive contamination in Ukraine caused by the Chernobyl accident using atmospheric transport modeling, *Journal of Environmental Radioactivity* 84 (3), pp.343-362.
26. L. Veriankaite, P. Siljamo, M. Sofiev, I. Sauliene, J. Kukkonen, 2010. Modelling analysis of source regions of long-range transported birch pollen that influences allergenic seasons in Lithuania. *Aerobiologia* 26(1), pp.47-62.
27. B. Sportisse, 2007. A review of current issues in air pollution modeling and simulation. *Computational Geosciences* 11(2), pp.159-181.
28. S. Andronopoulos, S. Davakis, J. Bartzis, 2009. RODOS DIPCOT, model description and evaluation, RODOS report RODOS(RA)-TN(09)-01 – 27p. (available at www.rodos.fzk.de)
29. M. Drews, et.al., 2002. Measurement of plume geometry and Argon-41 radiation field at the BR1 reactor in Mol, Belgium. Report of NKS project NKS/BOK-1, ISBN 87-7893-109-6. Available from NKS Secretariat, www.nks.org.
30. J.M. Dhall, S. Lewis, S.D. Lakshmivarathan, 2006. Dynamic Data Assimilation: A Least Squares Approach. *Cambridge University Press*, -655 p.
31. R.E. Kalman., 1960. *Journal of Basic Engineering*, 82D:35-45
32. K. Ide and M. Ghil, 1997. *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, 27:301-332.
33. G. Evensen, 1994. *Journal of Geophysical Research*, 99:10143-10162.
34. Tsiouri V., Kovalets I., Andronopoulos S., Bartzis J., 2011. Emission rate estimation through data assimilation of gamma dose measurements in a Lagrangian atmospheric dispersion model. *Radiation Protection Dosimetry*

35. I.G. Enting, 2002. *Inverse Problems in Atmospheric Constituent Transport*, Cambridge University Press, UK.
36. M. Krysta, M. Bocquet, B. Sportisse, O. Isnard, 2006. Data assimilation for short-range dispersion of radionuclides: an application to wind tunnel data, *Atmospheric Environment* 40: 7267–7279.
37. V. Tsiouri, I. Kovalets, S. Andronopoulos, and J.G. Bartzis, 2007. Development and first tests of data assimilation algorithm in Lagrangian puff atmospheric dispersion model. in: *Proceedings of International Conference HARMO 11*, Cambridge, 2–5 July 2007, pp. 182–186.
38. I. Kovalets et al., 2004. Introduction of data assimilation procedures in the meteorological pre-processor of atmospheric dispersion models used in emergency response systems *Atmospheric Environment*, 38(3):457-467.
39. I. Kovalets, S. Andronopoulos, and J.G. Bartzis, 2005. About the need to develop the data assimilation procedures for the meteorological pre-processors of the emergency response systems, *Atmospheric Environment*, 39(18):3369-3372.
40. M. Drews et al., 2004. Kalman filtration of radiation monitoring data from atmospheric dispersion of radioactive materials. *Radiation Protection Dosimetry*, 111:257-269.
41. O. Talagrand and P. Courtier, 1987. Variational assimilation of Meteorological observations with the adjoint vorticity equation, I, theory. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 113:1311–1328.

ΜΕΘΟΔΟΙ ΑΦΟΜΟΙΩΣΗΣ ΠΑΡΑΤΗΡΗΣΕΩΝ ΣΕ ΣΥΣΤΗΜΑΤΑ ΑΝΤΙΜΕΤΩΠΙΣΗΣ ΠΥΡΗΝΙΚΩΝ ΑΤΥΧΗΜΑΤΩΝ

Από τις διαφορές γεννιέται η πιο όμορφη αρμονία.

Ηράκλειτος (544-483 π.Χ.)

2.1 ΣΥΣΤΗΜΑΤΑ ΑΝΤΙΜΕΤΩΠΙΣΗΣ ΠΥΡΗΝΙΚΩΝ ΑΤΥΧΗΜΑΤΩΝ

Σε περιπτώσεις Πυρηνικών ατυχημάτων, ο υπολογισμός του ρυθμού έκλυσης ραδιενεργών αέριων ρύπων και η προσομοίωση ατμοσφαιρικής διασποράς είναι πολύ σημαντικά βήματα. Ένα χαρακτηριστικό παράδειγμα Πυρηνικού ατυχήματος είναι το Chernobyl που συνέβη στην Ουκρανία στις 26 Απριλίου του 1986. Η έλλειψη Συστημάτων έκτακτης ανάγκης για την αντιμετώπιση Πυρηνικών ατυχημάτων και εκτιμήσεων για τα άμεσα μέτρα που έπρεπε να ληφθούν όταν συνέβη το Πυρηνικό αυτό ατύχημα είχε επιπτώσεις σε ανθρώπινες ζωές καθώς και στο περιβάλλον. Για να αποφευχθεί η επανάληψη των τόσο τραγικών συνεπειών που προκαλούνται από τέτοιου είδους ατυχήματα έχει πλέον δοθεί μεγάλη βαρύτητα στην έρευνα και ανάπτυξη Συστημάτων Αντιμέτρησης πυρηνικών ατυχημάτων (Nuclear ERSs) από πολλά ινστιτούτα ανά τον κόσμο.

Τέτοια Συστήματα Αντιμετώπισης Εκτάκτου Ανάγκης είναι το RODOS [1],[2], το ARGOS [3], το NARAC [4], και άλλα όπου με τη χρήση μοντέλων ατμοσφαιρικής διασποράς παρακολουθούν συστηματικά την διασπορά ραδιενεργών ρύπων για περιπτώσεις ατυχημάτων με σκοπό την λήψη μέτρων προστασίας των εργαζομένων και των πολιτών. Η μέθοδος αφομοίωσης δεδομένων που έχει αναπτυχτεί στην παρούσα διατριβή έχει ενσωματωθεί και εφαρμοστεί στο ατμοσφαιρικό μοντέλο τύπου Lagrange «DIPCOT» που χρησιμοποιείται στο σύστημα αντιμετώπισης έκτακτης ανάγκης «RODOS» Περιγραφή του Συστήματος «RODOS» θα γίνει στην ενότητα 2.1.1 στη συνέχεια.

2.1.1 Σύστημα Αντιμετώπισης Έκτακτης ανάγκης «RODOS»

Η ανάγκη για ένα Σύστημα που θα παρέχει συνεπής και αναλυτικές εκτιμήσεις για τα άμεσα μετρά που θα πρέπει να ληφθούν μετά από ένα Πυρηνικό ατύχημα, και που θα είναι ικανό να έχει ευρεία εφαρμογή σε όλη την Ευρώπη, οδήγησε στην ανάπτυξη του RODOS, ενός υποστηρικτικού συστήματος σε πραγματικό χρόνο για την αντιμετώπιση μιας επείγουσας ανάγκης.

Το Σύστημα RODOS ήταν το βασικό αντικείμενο της Ερευνητικής δράσης Ακτινοπροστασίας του 3^{ου} προγράμματος πλαισίου της Ευρωπαϊκής Επιτροπής. Από τις αρχές της δεκαετίας του '90, περισσότερα από 20 Ινστιτούτα ανά τον κόσμο, συμμετείχαν στην ανάπτυξη αυτού του Συστήματος.

Η πρώτη μορφή του συστήματος RODOS ολοκληρώθηκε το 1992. Η έκδοση αυτή εφαρμόστηκε στα ινστιτούτα της Λευκορωσίας, της Ρωσίας, της Ουκρανίας, και της Πολωνίας.

Το σύστημα RODOS είναι ένα on-line σύστημα που κάνει εκτιμήσεις, αναλύσεις και προβλέψεις σε όλη την διάρκεια του ατυχήματος. Συγκεκριμένα, όλα τα σχετικά περιβαλλοντολογικά δεδομένα, συμπεριλαμβανομένου της ακτινοβολίας και της μετεωρολογίας, επεξεργάζονται, και διαμέσου μοντέλων και μαθηματικών διαδικασιών, μετατρέπονται σε κατανοητές και σαφείς εικόνες των παρόντων και μελλοντικών συνθηκών. Ένα από τα μοντέλα που χρησιμοποιούνται στο Σύστημα

RODOS είναι το μοντέλο ατμοσφαιρικής διασποράς τύπου Lagrange “DIPCOT”. Στο μοντέλο DIPCOT εφαρμόστηκαν οι μέθοδοι αφομοίωσης που αναπτύχθηκαν στα πλαίσια της Διατριβής.

Τα διάφορα Μοντέλα που χρησιμοποιούνται στο σύστημα RODOS επιτρέπουν:

- Την εκτίμηση της έκτασης της ραδιενεργού ρύπανσης συναρτήσει του χρόνου.
- Την εκτίμηση των ραδιενεργών δόσεων στον πληθυσμό από το νέφος, το έδαφος και τα τρόφιμα.
- Την συνεκτίμηση των πλεονεκτημάτων και των μειονεκτημάτων των προτεινόμενων αντιμέτρων σε σχέση με τις επιπτώσεις στην υγεία.
- Τη εκτίμηση του κόστους των αντιμέτρων για την κοινωνία και την οικονομία.

Στο αρχικό στάδιο της έκλυσης ο χρήστης δίνει επείγουσες και άμεσες λύσεις για την προστασία των ανθρώπων ή την εκκένωση περιοχών, βασιζόμενος σε πρωτογενείς προβλέψεις, πληροφορίες της τοποθεσίας, μετεωρολογικά δεδομένα και πρόβλεψη καιρού, υπολογισμούς διασποράς και προβλέψεις/εκτιμήσεις ρυθμού δόσεων. Η γνώση των παραγόντων αβεβαιότητας είναι μέσο εκτίμησης της καταλληλότητας μιας απόφασης. Η αβεβαιότητα μεγαλώνει όσο μειώνεται ο αριθμός των παρατηρήσεων που είναι διαθέσιμα στον χρήστη.

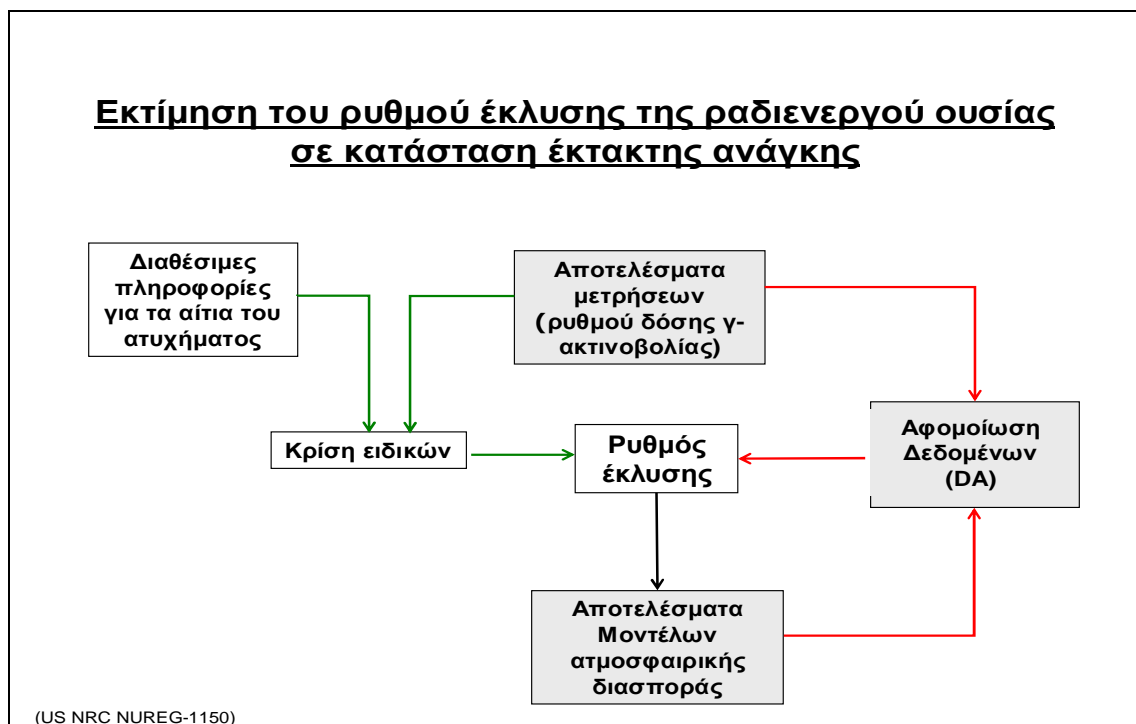
2.1.2 Παράγοντες αβεβαιότητας σε περίπτωση ατυχήματος

Η αβεβαιότητα στα μοντέλα ατμοσφαιρικής διασποράς σύμφωνα με τους [5],[6],[7] προκύπτει από:

- τα βασικά χαρακτηριστικά της ατμόσφαιρας, π.χ. μεταβλητότητα λόγω των τυρβωδών διαταραχών στο ατμοσφαιρικό οριακό στρώμα,
- αβεβαιότητες ή σφάλματα στα δεδομένα εισόδου (input data): π.χ. ρυθμό έκλυσης ρύπου, μετεωρολογικά δεδομένα,
- εσωτερικά σφάλματα του μοντέλου η σφάλματα που σχετίζονται με την φυσική εκδοχή του μοντέλου.

Σε περίπτωση ατυχήματος ο πιο σημαντικός παράγοντας αβεβαιότητας είναι ο ρυθμός έκλυσης της επικίνδυνης ουσίας. Οι διάφορες μεθοδολογίες που χρησιμοποιούνται για να τον εκτιμήσουν μπορεί να κάνουν λάθος κατά ένα παράγοντα του 10 ή και μεγαλύτερο, ακόμα και σε περιπτώσεις που τα αίτια είναι γνωστά.

Σε κατάσταση έκτακτης ανάγκης όπως φαίνεται και στην εικόνα (1)[32], μόλις υπάρξουν διαθέσιμες μετρήσεις σχετιζόμενες με τους ραδιενεργούς ρύπους, αυτές μπορούν να συγκριθούν με τα υπολογισμένα δεδομένα και τα αποτελέσματα του μοντέλου μπορούν να διορθωθούν χρησιμοποιώντας τη μέθοδο αφομοίωσης δεδομένων. Αναλυτική περιγραφή των μεθόδων αφομοίωσης που χρησιμοποιούνται στα Συστήματα Αντιμετώπισης Πυρηνικών ατυχημάτων δίνεται στην ενότητα (2.5).



Εικόνα 1: Εκτίμηση του ρυθμού έκλυσης της ραδιενεργού ουσίας σε κατάσταση έκτακτης ανάγκης.

2.2 ΑΤΜΟΣΦΑΙΡΙΚΗ ΔΙΑΣΠΟΡΑ

Η διασπορά των αέριων ρύπων ραδιενεργών η μη είναι ένα φαινόμενο μεταφοράς μάζας. Το νέφος που εκλύεται από την πηγή μετακινείται λόγω του ανέμου και αναμιγνύεται με τον αέρα. Οι παράμετροι που έχουν σημαντική συνεισφορά για την διασπορά των ρύπων στην ατμόσφαιρα είναι οι εξής [33]:

A. Στοιχεία πηγής.

Τα χαρακτηριστικά των πηγών εκπομπής είναι απαραίτητα για τον υπολογισμό της διασποράς γιατί την προσδιορίζουν σε σημαντικό βαθμό, ιδιαίτερα σε μικρές αποστάσεις από την πηγή. Τα χαρακτηριστικά των πηγών εκπομπής τα οποία είναι σημαντικά για την διασπορά είναι τα παρακάτω:

1) Η γεωμετρία της εκπομπής έχει μεγάλη σημασία για την εικόνα της διασποράς, τουλάχιστον για αποστάσεις που είναι της ίδιας τάξης μεγέθους ή μικρότερες κάποιων χαρακτηριστικών διαστάσεων της πηγής. Παραδείγματα διαφορετικών περιπτώσεων γεωμετρίας εκπομπής είναι τα παρακάτω:

- σημειακή πηγή (point source) π.χ. καμινάδα,
- εμβαδική πηγή (area source), π.χ. αστική περιοχή,
- γραμμική πηγή (line source), π.χ. μεγάλη οδική αρτηρία.

2) Η χρονική διάρκεια της εκπομπής. Ιδιαίτερη σημασία σε αυτή την ταξινόμηση έχει η διαφορά ανάμεσα στα παρακάτω:

- στιγμιαία εκπομπή (instantaneous release), π.χ. έκρηξη ή εκπομπές μικρής χρονικής διάρκειας της τάξης των δευτερολέπτων,
- μακροχρόνια, συνεχή εκπομπή (continuous emission) κατά την οποία η χρονική περίοδος εκπομπής είναι ίση ή μεγαλύτερη από τον χρόνο που απαιτείται για να μεταφερθούν οι ρύποι από την πηγή στο σημείο ενδιαφέροντος.

B. Ο ατμοσφαιρικός κύκλος διασποράς

Μια ποικιλία ατμοσφαιρικών μηχανισμών είναι υπεύθυνη για την μεταφορά, τον μετασχηματισμό και την απομάκρυνση των αέριων ρύπων που εκλύονται στην ατμόσφαιρα. Η εικόνα (2.2_1) δείχνει σχηματικά τις διαδικασίες οι οποίες συντελούν στην διασπορά των αέριων ρύπων που εκπέμπονται από μία καμινάδα.

α. Επειδή πρόκειται, συνήθως για προϊόντα καύσης, οι αέριοι ρύποι όταν αφήνουν την καμινάδα είναι κατά κανόνα θερμότεροι από τον περιβάλλοντα αέρα. Το

γεγονός αυτό σε συνδυασμό με την αρχική ορμή που έχουν όταν φθάνουν στην κορυφή της καμινάδας έχει σαν αποτέλεσμα ο θύσανος να ανυψώνεται μέχρι ενός ορισμένου ύψους. Το ύψος αυτό είναι βέβαια υψηλότερο του φυσικού ύψους της καμινάδας και ονομάζεται ενεργό ύψος (effective height) της καμινάδας.

β. οι ρύποι μεταφέρονται μακριά από την πηγή από τον μέσο άνεμο. Η επίδραση του ανέμου στα επίπεδα ρύπανσης είναι διπλή. Η διεύθυνση του ανέμου καθορίζει την περιοχή προς την οποία θα κατευθυνθούν οι ρύποι ενώ η ταχύτητα του ανέμου προσδιορίζει σε μεγάλο βαθμό τον ρυθμό αραίωσης τους. Η διεύθυνση του ανέμου είναι καθοριστικής σημασίας ιδιαίτερα στην περίπτωση που η ρύπανση προέρχεται από σημειακές πηγές. Σε αυτή την περίπτωση τα επίπεδα ρύπανσης σε κάποια συγκεκριμένη περιοχή μπορεί να αλλάξουν δραστικά ακόμη και σε περίπτωση που η διεύθυνση του ανέμου μεταβληθεί με μόνο 10° . Σε αυτά τα πλαίσια η μεταβλητότητα της διεύθυνσης του ανέμου έχει ευεργετικές συνέπειες γιατί διασκορπίζεται η ρύπανση σε μεγαλύτερη γεωγραφική περιοχή με αποτέλεσμα οι τοπικές συγκεντρώσεις να είναι χαμηλότερες. Η οριζόντια μεταφορά (advection) αποτελεί τον πλέον σημαντικό μηχανισμό απομάκρυνσης και αραίωσης των ρύπων.

γ. Οι αναταρακτικές κινήσεις του αέρα (τυρβώδεις στρόβιλοι, (turbulent eddies)) είναι υπεύθυνες για την κατακόρυφη μεταφορά και την διαπλάτυνση του θυσάνου, με τελικό αποτέλεσμα την αραίωση. Η κλίμακα και η ένταση της αραίωσης εξαρτώνται από τον βαθμό ανατάραξης της ατμόσφαιρας. Σε συνθήκες ευστάθειας (stable conditions) οι τυρβώδεις στρόβιλοι είναι μικρότερης κλίμακας και η κατακόρυφη διάχυση γίνεται αργά ενώ σε συνθήκες μεγάλης αστάθειας (very unstable ή convective conditions) οι τυρβώδεις στρόβιλοι είναι μεγαλύτεροι και η διάχυση πολύ έντονη. Η διάχυση (diffusion) των ρύπων γίνεται μέχρι ένα συγκεκριμένο ύψος από την επιφάνεια της γης το οποίο ονομάζεται ύψος ανάμειξης (mixing height). Το στρώμα το οποίο περιέχεται ανάμεσα στην επιφάνεια της γης και το ύψος ανάμειξης ονομάζεται στρώμα ανάμειξης (mixing layer) ή ατμοσφαιρικό οριακό στρώμα (atmospheric ή planetary boundary layer).

δ. Η μεταφορά των ρύπων από την ατμόσφαιρα στο έδαφος ονομάζεται απόθεση (deposition).

Γενικά ξεχωρίζουμε τρεις διαφορετικούς τύπους απόθεσης:

I. Καθίζηση (sedimentation) ονομάζεται η πτώση λόγω βαρύτητας των σχετικά μεγάλων και βαρέων σωματιδίων. Η καθίζηση απομακρύνει τα μεγάλα σωματίδια από την ατμόσφαιρα, συνήθως σε μικρές αποστάσεις από την πηγή εκπομπής τους.

II. Ξηρή απόθεση (dry deposition) υφίστανται οι αέριοι ρύποι και τα μικρά σωματίδια τα οποία ακολουθούν αδρανώς τις κινήσεις του αέρα και τα οποία κατακρατούνται, όταν έρθουν σε επαφή, από την υποκείμενη επιφάνεια. III. Υγρή απόθεση (wet deposition) λαμβάνει χώρα σε περίπτωση υετού οπότε μπορεί να συμβεί κάποιο από τα παρακάτω ενδεχόμενα: Είτε σάρωση των ατμοσφαιρικών ρύπων από την βροχή ή το χιόνι (απόπλυση, wash out) είτε πρόσληψη των ρύπων σε ένα προηγούμενο στάδιο από τα μικρά σταγονίδια του νέφους, τα οποία αργότερα ενώνονται μεταξύ τους φτιάχνοντας σταγόνες βροχής (βροχόπλυση και χιονόπλυση, rain out and snow out). Η υγρή απόθεση είναι ένας εξαιρετικά αποτελεσματικός μηχανισμός απομάκρυνσης των ρύπων από την ατμόσφαιρα.

ε. Ένα μέρος της ρύπανσης διαφεύγει από το στρώμα ανάμειξης στην ελεύθερη ατμόσφαιρα (free atmosphere). Η απουσία αναταρακτικών κινήσεων στην ελεύθερη ατμόσφαιρα έχει σαν αποτέλεσμα η διάχυση και η κατακόρυφη μεταφορά των ρύπων να γίνεται με πολύ βραδύτερους ρυθμούς. Από την άλλη μεριά, οι αντίστοιχοι ατμοσφαιρικοί μηχανισμοί είναι μεγαλύτερης χωρικής και χρονικής κλίμακας με αποτέλεσμα τα φαινόμενα να επηρεάζουν ευρύτερες περιοχές της γης.

Γ. Τεχνικοί παράγοντες

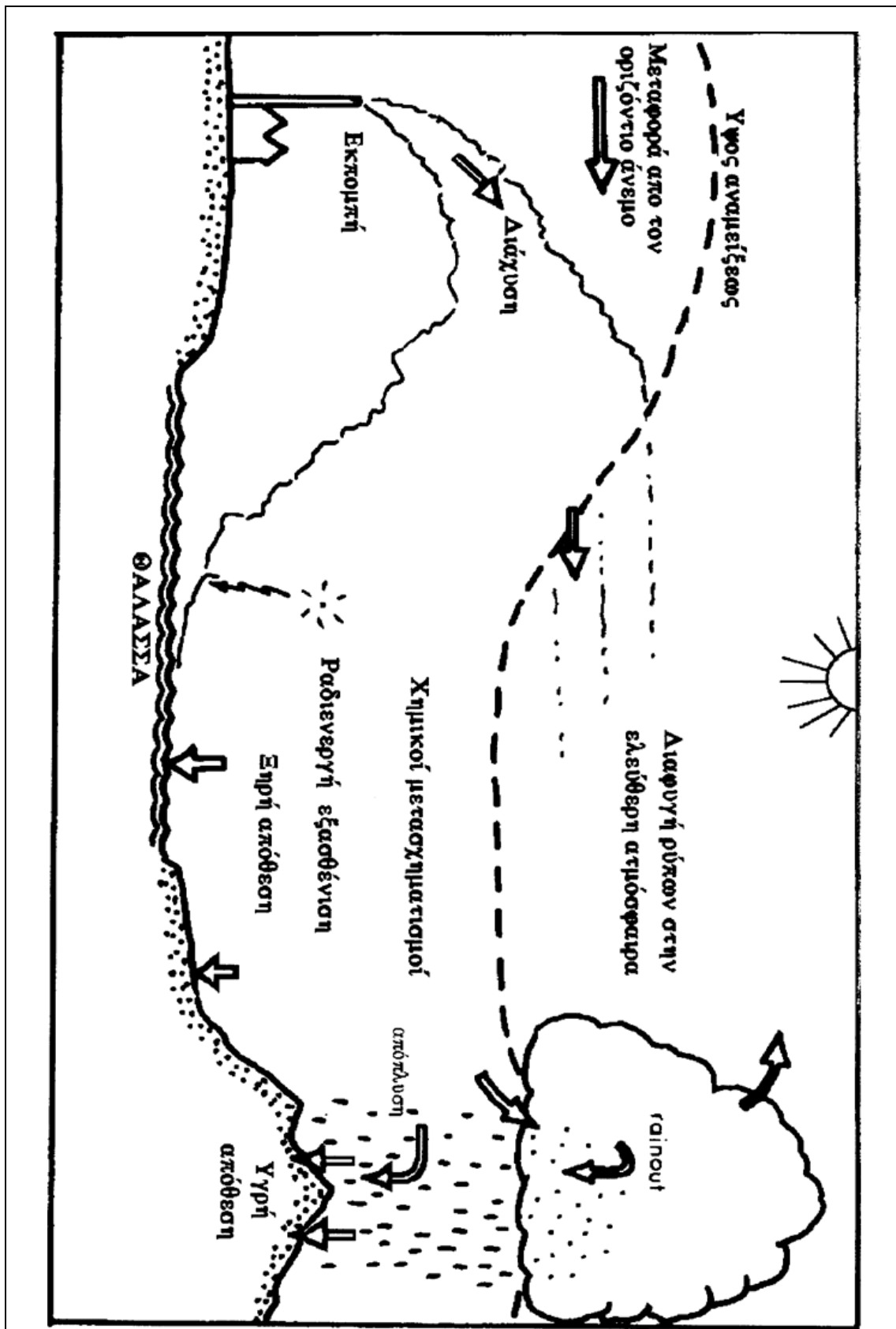
Παραδείγματα τεχνικών παραγόντων είναι η θερμοχωρητικότητα των εκπεμπόμενων αερίων (η οποία επηρεάζει σε μεγάλο βαθμό την ανύψωση του θυσάνου), το κατώρευμα (downwash) λόγω της αεροδυναμικής της καμινάδας το οποίο μπορεί να οδηγήσει σε κάθοδο του κεντρικού άξονα του θυσάνου, η καθίζηση λόγω βαρύτητας των μεγαλύτερων σωματιδίων κ.τ.λ.

Σε ένα Πυρηνικό ατύχημα για να προστατευτεί ο πληθυσμός και να μην εκτεθεί σε επικίνδυνα ποσοστά ραδιενέργειας είναι απαραίτητο να εκτιμηθεί άμεσα ο ρυθμός έκλυσης της επικίνδυνης ουσίας και να προβλεφθεί η διασπορά της ουσίας πριν πλησιάσει σε αυτούς το ραδιενεργό νέφος που εκλύεται από την πηγή. Αυτό απαιτεί την πρόβλεψη του χρόνου που θα φτάσει το νέφος και την πρόβλεψη των επιπέδων ραδιενέργειας που θα προκληθούν από το ραδιενεργό νέφος.

Λόγω της πολυπλοκότητας των φαινομένων που υπεισέρχονται στη μελέτη της ατμοσφαιρικής διασποράς είναι δύσκολο να γίνει πρόβλεψη της διασποράς των ραδιενεργών ρύπων. Συνεπώς στην διαδικασία αντιμετώπισης κάποιου ατυχήματος είναι πολύ δύσκολο να προβλεφθεί με μεγάλη ακρίβεια ποιες περιοχές είναι σε ζώνη μεγαλύτερης επικινδυνότητας. Σε περίπτωση που οι ρύποι είναι θερμότεροι από τον

περιβάλλοντα αέρα, τότε ο θύσανος του νέφους ανυψώνεται και οι επικίνδυνοι ρύποι μπορεί να μεταφερθούν σε πολύ μεγάλη απόσταση από την πηγή πριν επιστρέψουν στο έδαφος. Για παράδειγμα στο πυρηνικό ατύχημα του Chernobyl κάποιες περιοχές που απείχαν πολλά χιλιόμετρα από τον αντιδραστήρα είχαν προσβληθεί σημαντικά, ενώ άλλες περιοχές πολύ πιο κοντινές στο σημείο του ατυχήματος δεν είχαν προσβληθεί τόσο σημαντικά.

Συνοψίζοντας για να έχουμε όσο το δυνατόν πιο έγκυρη πρόβλεψη απαραίτητη είναι η γνώση των συνθηκών που αναπτύσσονται στην ατμόσφαιρα. Η αβεβαιότητα των προβλέψεων μεγαλώνει όσο αυξάνεται η απόσταση από την πηγή, καθώς απαιτείται περισσότερη πληροφόρηση σχετικά με τις ατμοσφαιρικές συνθήκες.



Εικόνα 2.2_1: Σχηματική περιγραφή των ατμοσφαιρικών διεργασιών που επιδρούν στην διασπορά και προσδιορίζουν τα επίπεδα των αερίων ρύπων [33]

2.3 ΜΟΝΤΕΛΑ ΑΤΜΟΣΦΑΙΡΙΚΗΣ ΔΙΑΣΠΟΡΑΣ

Στα συστήματα Αντιμετώπισης Έκτακτης ανάγκης (ERSs), για την προσομοίωση της ατμοσφαιρικής διασποράς χρησιμοποιούνται ατμοσφαιρικά μοντέλα. Ατμοσφαιρικό μοντέλο ονομάζουμε ένα σύστημα εξισώσεων το οποίο περιγράφει τις φυσικές και/ή τις χημικές διεργασίες στην ατμόσφαιρα με στόχο τη μαθηματική περιγραφή της χωρικής και χρονικής κατανομής των ατμοσφαιρικών αέριων ρύπων. Τις τελευταίες τρεις δεκαετίες η εξέλιξη των ηλεκτρονικών υπολογιστών έδωσε μεγάλη ώθηση στην ανάπτυξη και τελειοποίηση πολλών μοντέλων υπολογισμού της διασποράς αερίων ρύπων.

Η μοντελοποίηση της ατμοσφαιρικής διασποράς βασίζεται κυρίως στην κατανόηση των μηχανισμών τύρβης. Η μαθηματική μελέτη των τυρβωδών ροών γίνεται με βάση τις εξισώσεις του Γάλου μηχανικού Claude Navier (1927) και του Ιρλανδού μαθηματικού George Stokes (1845), γνωστές ως εξισώσεις Navier-Stokes [8]. Ο συνδυασμός των εξισώσεων αυτών με την εξίσωση της συνέχειας περιγράφει όλα τα είδη των ροών. Όμως οι τυρβώδεις ροές δυστυχώς δεν είναι προβλέψιμες λόγω της ακανόνιστης δομής και των κυμαινόμενων ιδιοτήτων. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα η επίλυση των προαναφερθέντων εξισώσεων να μην είναι σταθερή και μοναδική. Τη δυσκολία αυτή της μοντελοποίησης της τύρβης επισήμανε με χιούμορ στην παρακάτω φράση του ο Βρετανός Φυσικός Horace Lamb «όταν πεθάνω και πάω στον παράδεισο υπάρχουν δυο θέματα για τα οποία ελπίζω ότι θα λάβω θεια φώτιση. Το ένα είναι τα ηλεκτροδυναμικά φαινόμενα που αφορούν την κβαντομηχανική και το άλλο είναι η τυρβώδης κίνηση των ρευστών. Και για το πρώτο είμαι σχετικά αισιόδοξος...».

Λόγω της μεγάλης πολυπλοκότητας της ατμοσφαιρικής συμπεριφοράς έχουν αναπτυχθεί διάφορα είδη μοντέλων για τη προσομοίωση της ατμοσφαιρικής διασποράς. Οι δυο κυριότερες κατηγορίες μοντέλων με βάση τον τρόπο της μαθηματικής προσέγγισης των εξισώσεων μεταφοράς είναι [33],[9]:

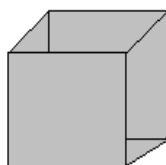
- τα μοντέλα τύπου Euler (Eulerian models)
- τα μοντέλα τύπου Lagrange (Lagrangian models)

Στην προσέγγιση κατά Euler η διασπορά των ατμοσφαιρικών ρύπων περιγράφεται σε σχέση με ένα σταθερό σύστημα συντεταγμένων. Τα χαρακτηριστικά της ροής

ορίζονται σαν συναρτήσεις του χώρου και του χρόνου, δηλ. οι ανεξάρτητες μεταβλητές είναι οι x, y, z και t . Τα μοντέλα που στηρίζονται στην Eulerian προσέγγιση προσομοιώνουν τις συγκεντρώσεις των ρύπων σε μια σειρά από σταθερά υπολογιστικά πλέγματα. Για τον λόγο αυτό τα μοντέλα αυτά ονομάζονται και μοντέλα πλέγματος. Η Lagrangian προσέγγιση βασίζεται στην παραδοχή ότι κάποιες δυναμικές ή φυσικές ποσότητες δεν αναφέρονται κατά ανάγκη σε ακίνητα σημεία στον χώρο αλλά σε κάποια αναγνωρίσιμα τμήματα ύλης. Κατά συνέπεια στην περιγραφή κατά Lagrange το ενδιαφέρον εστιάζεται σε μια συγκεκριμένη μάζα του ρευστού η οποία κινείται με τον άνεμο. Όλες οι μεταβλητές της ροής ορίζονται για το συγκεκριμένο “πακέτο” αέρα και εκφράζονται σαν συνάρτηση του χρόνου. Στα μοντέλα που βασίζονται στην προσέγγιση κατά Lagrange, πακέτα αέρα μετακινούνται με τον άνεμο. Το πακέτο αέρα μετακινείται συνεχώς έτσι ώστε το μοντέλο να προσομοιώνει την συγκέντρωση ρύπων σε διαφορετικά σημεία στο χώρο σε διαφορετικές χρονικές στιγμές.

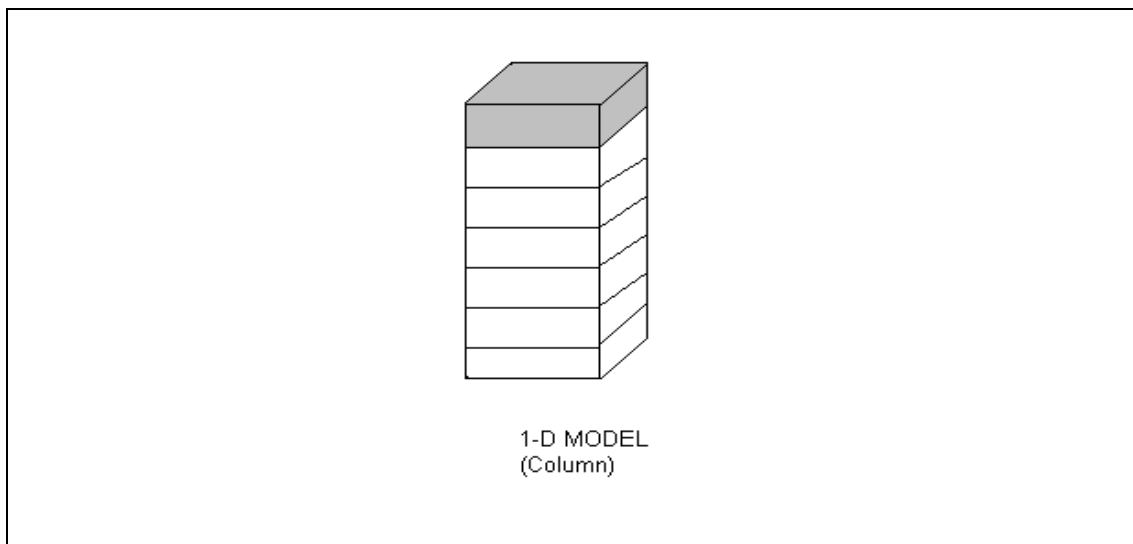
Ανάλογα με την εφαρμογή τους, και οι 2 κατηγορίες μπορεί να διαφοροποιούνται σε απλά μοντέλα 1D, 2D μοντέλα, μέχρι και σε πολύπλοκα 3D μοντέλα περιλαμβάνοντας μετακίνηση και χημεία όπου περιγράφουν διαδικασίες και στις 3 διαστάσεις.

Τα **μηδέν διαστάσεων μοντέλα** [10] μπορούν να ερμηνευτούν σαν ένα συγκεκριμένο κουτί με αέρα κατά μήκος μιας τροχιάς. Για το λόγο ότι μόνο ένα κουτί λαμβάνεται υπόψη, τα μηδέν διαστάσεων μοντέλα είναι ιδανικά για μελέτη πολύπλοκων χημικών συστημάτων που μπορεί να απαιτούν χιλιάδες αντιδράσεις. Τα μηδέν διαστάσεων μοντέλα χρησιμοποιούνται επίσης για να δοκιμάζουν χημικούς μηχανισμούς που χρησιμοποιούνται σε τρισδιάστατα μοντέλα.

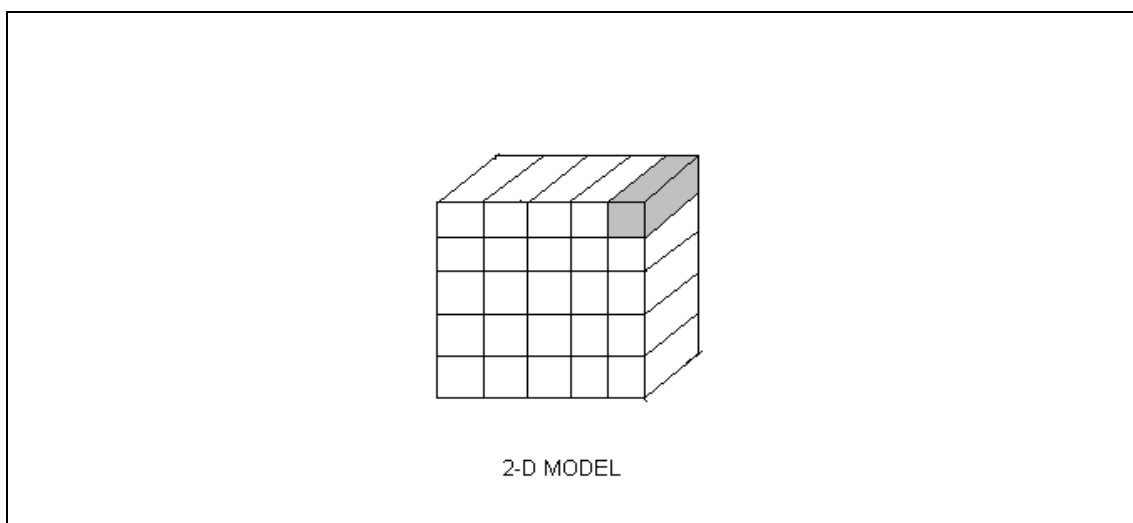


0-D (BOX MODEL)

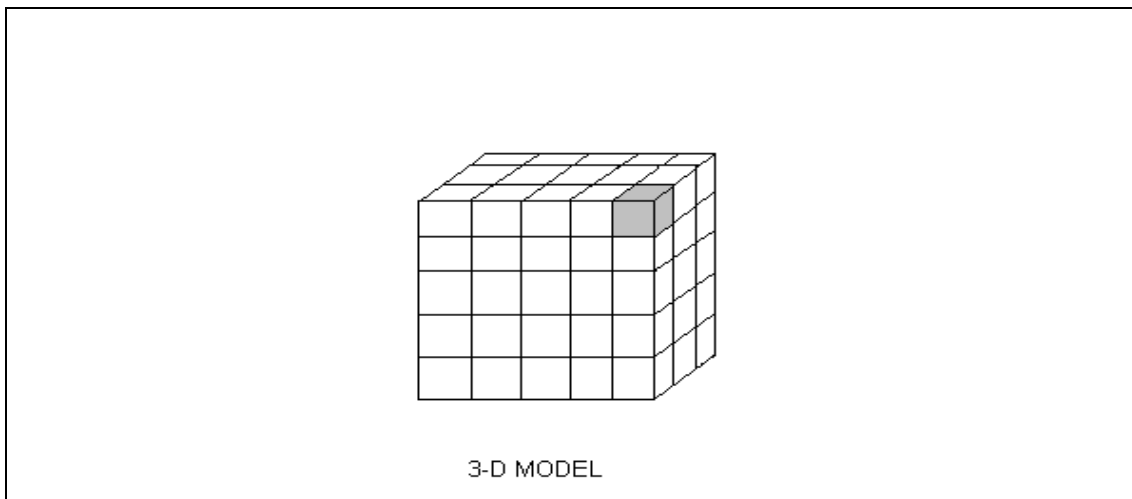
Τα **μονοδιάστατα μοντέλα** [11] είναι ατμοσφαιρικά μοντέλα που χρησιμοποιούνται κυρίως για υπολογισμούς στην τροπόσφαιρα και στην στρατόσφαιρα, αφού προσφέρουν το πλεονέκτημα των αστραπιαίων υπολογισμών ακόμα και με σχετικά λεπτομερή χημεία.



Τα **δισδιάστατα μοντέλα** [12] χρησιμοποιούνται συχνά για τη μελέτη της συμπεριφοράς των χημικών συνδυασμών στην ατμόσφαιρα. Επίσης χρησιμοποιούνται για μελέτες της στρατόσφαιρας όπου η διαμήκης πρόσμειξη είναι ραγδαία. Απαιτούν λιγότερο υπολογιστικό χρόνο και μνήμη από τα τρισδιάστατα μοντέλα και λιγότερα δεδομένα εισόδου. Είναι πολύ χρήσιμα εργαλεία για μελέτες ευαισθησίας.



Τα **τριδιάστατα μοντέλα** [13] παρέχουν την πιο ρεαλιστική απεικόνιση της μετακίνησης και των μετασχηματισμών των επικίνδυνων ρύπων επειδή λαμβάνουν υπόψη όλες τις διαδικασίες επίδρασης. Εξαιτίας των περιορισμών στους υπολογιστικούς πόρους, η χημεία που εφαρμόζεται σε αυτά τα μοντέλα είναι μερικές φορές πιο απλή απ ό τι στα μοντέλα με λιγότερες διαστάσεις.



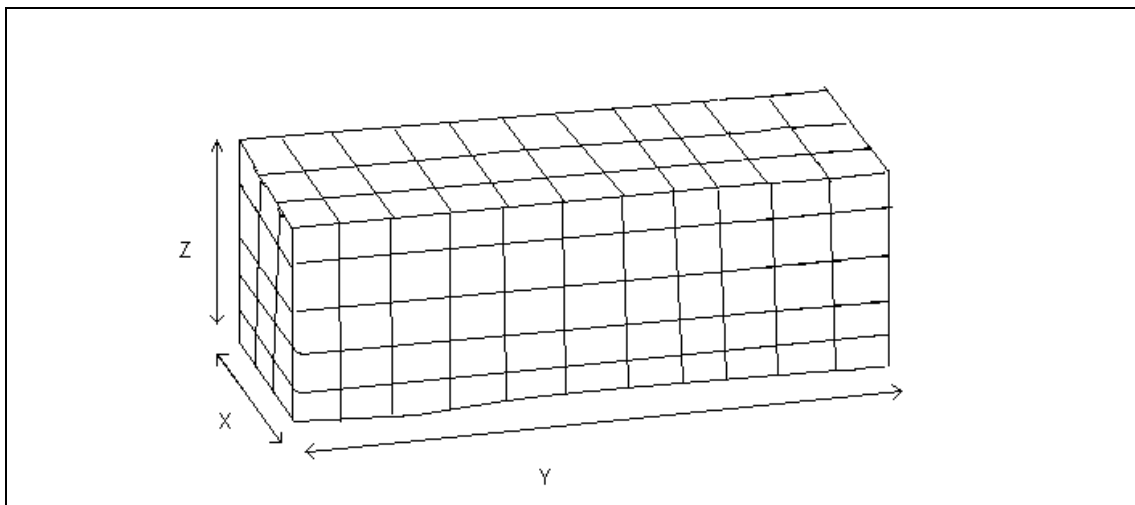
2.3.1 Μοντέλα τύπου Euler

Στην προσέγγιση τύπου Euler η συμπεριφορά των ρύπων περιγράφεται σε σταθερό σύστημα αναφοράς και οι υπολογισμοί γίνονται σε σταθερά σημεία στο χώρο (εικόνα 2).

Τα Eulerian μοντέλα περιλαμβάνουν συνήθως ένα μεγάλο αριθμό κυψελίδων, τόσο στην οριζόντια όσο και στην κατακόρυφη διεύθυνση. Μέσα στην κυψελίδα μπορεί να λαμβάνουν χώρα χημικοί μετασχηματισμοί, οι οποίοι όπως και στην περίπτωση των εκπομπών θεωρείται ότι λαμβάνουν χώρα ομοιογενώς σε ολόκληρο τον όγκο της κυψελίδας. Ο οριζόντιος άνεμος έχει σαν αποτέλεσμα να υπάρχει εισροή και εκροή αέρα ενώ η κατακόρυφη διάχυση είναι κατά κύριο λόγο υπεύθυνη για την ανταλλαγή αέρα με το υπερκείμενο στρώμα αέρα. Τα Eulerian μοντέλα μιας κυψελίδας (δηλ. μονοδιάστατα) χρησιμοποιούνται μόνο σε κάποιες απλουστευμένες

εφαρμογές όπου επιδιώκεται μια πρώτη εκτίμηση πιθανών προβλημάτων. Μια πληρέστερη περιγραφή των διεργασιών μπορεί να επιτευχθεί με τον χωρισμό της περιοχής ενδιαφέροντος σε οριζόντιες κυψελίδες οι οποίες στοιβάζονται στο κατακόρυφο (δισδιάστατα μοντέλα). Αυτό επιτρέπει μια περισσότερο ρεαλιστική περιγραφή των επιπτώσεων από πηγές οι οποίες εκπέμπουν ρύπους σε διαφορετικά ύψη γιατί οι ανυψωμένες πηγές μπορεί να τοποθετηθούν σε κάποια υψηλότερη κυψελίδα ενώ οι πηγές εδάφους συνεχίζουν να εκπέμπουν στην χαμηλότερη κυψελίδα. Η εισροή/εκροή των ρύπων από κάθε κυψελίδα είναι συνάρτηση του χρόνου και εξαρτάται από τα τρισδιάστατα μετεωρολογικά πεδία. Ο σχηματισμός δευτερογενών ρύπων λαμβάνει χώρα κατά την διάρκεια της μεταφοράς των προδρόμων ρύπων μεταξύ των κυψελίδων.

Κατά συνέπεια τα Eulerian μοντέλα είναι ιδιαίτερα χρήσιμα για τον υπολογισμό της διασποράς όταν οι συνθήκες εκπομπών είναι πολύπλοκες και λαμβάνουν χώρα μη γραμμικοί χημικοί μετασχηματισμοί (π.χ. στον σχηματισμό των δευτερογενών ρύπων, όπως του όζοντος).



Εικόνα 2: τρισδιάστατο μοντέλο τύπου Euler (μοντέλα πλέγματος)

Η μέση συγκέντρωση του ρύπου σε ένα στοιχειώδη όγκο στην προσέγγιση του Euler βασίζεται στην εξίσωση διατήρησης της μάζας

$$\frac{\partial \langle c \rangle}{\partial t} + \bar{V} \cdot \nabla \langle c \rangle + \nabla \cdot (\langle V' c' \rangle) = D_m \nabla^2 \langle c \rangle + R + S \quad 2.3.1_1$$

όπου,

$\langle c \rangle$, c' η μέση συγκέντρωση του ρύπου και η αντίστοιχη διακύμανση της, \bar{V} , V' οι τρισιδιάστατες συνιστώσες του ανύσματος της μέσης ταχύτητας και της σχετικής ως προς την μέση τιμή τυρβώδης διακύμανσης της. $\nabla = i\partial/\partial x + j\partial/\partial y + k\partial/\partial z$ ο τελεστής της βαθμίδας (gradient), D_m ο συντελεστής μοριακής διάχυσης, $\nabla^2 = \partial/\partial x^2 + \partial/\partial y^2 + \partial/\partial z^2$ είναι ο τελεστής Laplace, R ο όρος της παραγωγής – κατανάλωσης (π.χ. λόγω αντιδράσεων), S ο όρος που περιγράφει την συνεισφορά των πηγών (εκπομπές).

Η τυρβώδης διάχυση των ρύπων (ο τρίτος όρος της εξίσωσης (2.3.1_1)) εισάγει τρεις νέους αγνώστους. Επομένως η λύση της εξίσωσης αυτής απαιτεί μια σχέση μεταξύ της μέσης συγκέντρωσης και των τριών πρόσθετων αγνώστων. Η πιο απλή προσέγγιση δίνεται από τη θεωρία K ή θεωρία βαθμωτής μεταφοράς (gradient-transport theory), όπου:

$$\langle c' V' \rangle = -K \nabla \langle c \rangle \quad 2.3.1_2$$

όπου,

K ο (3x3) τανυστής τυρβώδους διάχυσης. Τα στοιχεία του K μπορούν να υπολογιστούν από τα αποτελέσματα ενός μετεωρολογικού μοντέλου

Έτσι θεωρώντας πως ο τανυστής του συντελεστή K είναι διαγώνιος και ότι η μοριακή διάχυση είναι αμελητέα, παίρνουμε την απλοποιημένη μορφή της εξίσωσης (2.3.1_1)

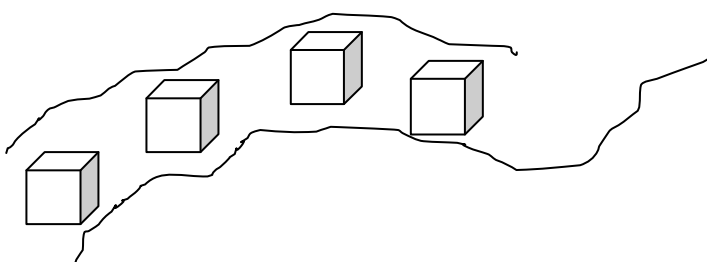
$$\frac{\partial \langle c \rangle}{\partial t} + \bar{V} \cdot \nabla \langle c \rangle = \nabla \cdot K \nabla \langle c \rangle + R + S \quad 2.3.1_3$$

Μοντέλα τύπου Euler είτε ενσωματώνονται σε προγνωστικά μετεωρολογικά μοντέλα είτε λειτουργούν ανεξάρτητα χρησιμοποιώντας ως δεδομένα εισόδου τα μετεωρολογικά δεδομένα από τα προγνωστικά μετεωρολογικά μοντέλα. Προηγμένα Eulerian μοντέλα περιλαμβάνουν sub-models για την μοντελοποίηση της τύρβης (π.χ. second-order closure μοντέλα και μοντέλα προσομοίωσης μεγάλων δινών (large-eddy

simulation models). Αναλυτική αναφορά στην επισκόπηση των μοντέλων διασποράς τύπου Euler μπορεί να βρεθεί στις αναφορές [9], [14], [15], [16], [33].

2.3.2 Μοντέλα τύπου Lagrange

Υπάρχουν διαφορετικές κατηγορίες μοντέλων που βασίζονται στο πρότυπο Lagrange (π.χ. μοντέλα θυσάνου Gauss, μοντέλα πακέτων μάζας (puff models) μοντέλα



σωματιδίων (Lagrangian Particle Models), κτλ). Όπως προαναφέρθηκε, σαν γενική αρχή, τα μοντέλα αυτά υπολογίζουν την μεταβολή των συγκεντρώσεων των ρύπων σε ένα πακέτο αέρα το οποίο μεταφέρατε από τον άνεμο [33].

- Τα μοντέλα θυσάνου του Gauss βασίζονται στην υπόθεση ότι η συγκέντρωση των ρύπων μέσα στον θύσανο ακολουθεί την κανονική κατανομή.
- Τα μοντέλα πακέτων μάζας (puff models) προσομοιώνουν την εκπομπή των ρύπων με μια σειρά από πακέτα μάζας τα οποία εκλύονται από την πηγή ανά τακτά χρονικά διαστήματα κατά την διάρκεια της εκπομπής. Κάθε πακέτο μάζας περιλαμβάνει το αντίστοιχο κλάσμα της μάζας του ρύπου. Τα πακέτα μάζας μεταφέρονται από τον άνεμο ενώ το μέγεθός τους διαστέλλεται με τον χρόνο ανάλογα με την ένταση των τυρβωδών κινήσεων της ατμόσφαιρας.
- Στα μοντέλα σωματιδίων (particle models) η πηγή προσομοιώνονται με την εκπομπή ενός μεγάλου αριθμού σωματιδίων κατά την διάρκεια της εκπομπής.

Γενικά, τα μοντέλα που βασίζονται στο πρότυπο Lagrange είναι περισσότερο κατάλληλα για τον υπολογισμό των συγκεντρώσεων πρωτογενών ρύπων οι οποίοι εκπέμπονται από σημειακές πηγές. Ιδιαίτερα χρήσιμα είναι τα μοντέλα αυτά για την

επίλυση του αντίστροφου προβλήματος, όταν δηλαδή γνωρίζουμε την συγκέντρωση ενός ρύπου σε κάποιο σημείο και θέλουμε να ακολουθήσουμε την αναστροφή τροχιά ώστε να προσδιορίσουμε την πηγή η οποία προκάλεσε την συγκεκριμένη συγκέντρωση. Κάθε σωματίδιο θεωρείται ότι περιέχει ένα συγκεκριμένο κλάσμα της μάζας των εκπεμπόμενων ρύπων. Τα σωματίδια μεταφέρονται τόσο από τον άνεμο όσο και από τις τυχαίες τυρβώδεις κινήσεις που επικρατούν στη ατμόσφαιρα. Κατά τον τρόπο αυτό, μια δέσμη σωματιδίων που εκλύονται σε κάποιο σημείο θα εξαπλώνονται τόσο στο χώρο και το χρόνο ανάλογα με την ένταση των τυρβωδών κινήσεων στην ατμόσφαιρα.

Η βασική εξίσωση υπολογισμού της συγκέντρωσης ενός αέριου ρύπου στην ατμόσφαιρα κατά Lagrange είναι [17] :

$$\langle c(x,t) \rangle = \int_{-\infty Vol}^t \int S_c(x',t') P(x,t|x',t') dx' dt' \quad 2.3.2_1$$

όπου,

Vol είναι όλος ο όγκος του ρευστού, $S_c(x',t')$ είναι ο όρος της πηγής, $P(x,t|x',t')$ είναι η πυκνότητα πιθανότητας ένα σωματίδιο να μετακινηθεί από τη θέση x' σε χρόνο t' στη θέση x σε χρόνο t .

Ισχύει για κάθε x' και $t > t'$:

$$\int P(x,t|x',t') dx \leq 1 \quad 2.3.2_2$$

Η στοχαστική εξίσωση (2.3.2_2) δηλώνει ότι η μέση συγκέντρωση σε ένα σημείο είναι το γινόμενο της συγκέντρωσης που μεταφέρεται από ένα σωματίδιο επί την πιθανότητα να είναι το σωματίδιο στη θέση αυτή, ολοκληρωμένο για όλα τα σωματίδια που μπορούν να βρεθούν στην θέση αυτή μέσα στο χρονικό διάστημα που εξετάζεται. Έχουμε δηλαδή ένα πρόβλημα υπολογισμού της συνάρτησης πυκνότητας πιθανότητας μετακίνησης των σωματιδίων (pdf) P .

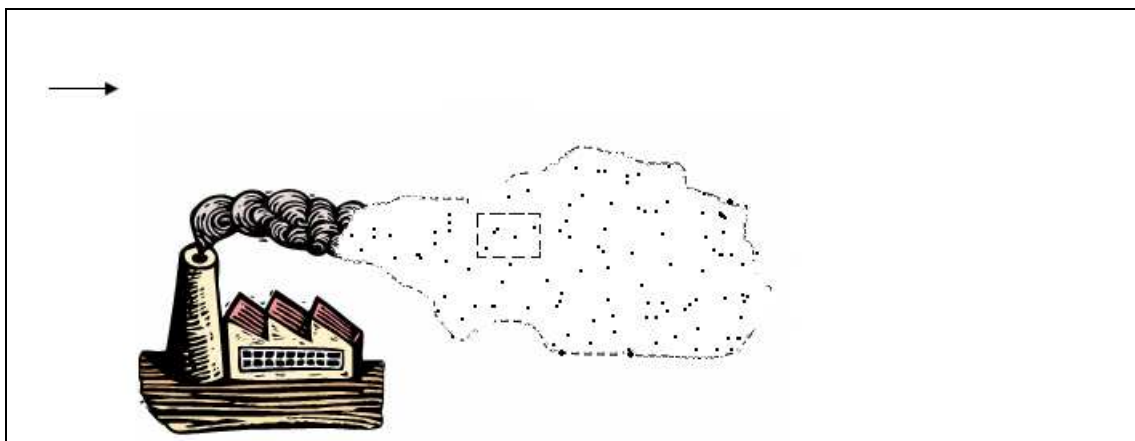
Αναλυτική αναφορά στην επισκόπηση των μοντέλων διασποράς τύπου Lagrange μπορεί να βρεθεί στις αναφορές [9], [14], [15], [18], [19], [33].

Χρησιμοποιώντας την προσέγγιση τύπου Lagrange υπάρχουν δυο μέθοδοι για τον υπολογισμό της συγκέντρωσης. Σύμφωνα με το βιβλίο του Zanetti [9], η πρώτη μέθοδος υπολογίζει την συγκέντρωση των σωματιδίων μέσα σε ένα υπολογιστικό κελί, που καθορίζεται για κάθε περίπτωση γύρω από το σημείο στο οποίο θέλουμε να υπολογίσουμε την συγκέντρωση (εικόνα 3).

$$C = \frac{\sum m_i}{V_{box}} \quad 2.3.2_3$$

όπου,

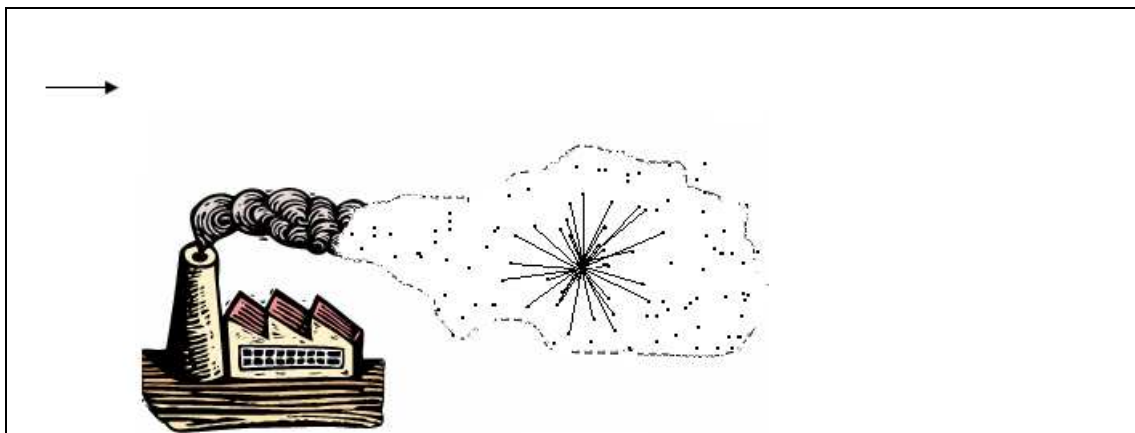
m_i είναι το φορτίο του κάθε σωματιδίου στο υπολογιστικό κελί, V_{box} ο όγκος του υπολογιστικού κελιού.



Εικόνα 3: Υπολογισμός της συγκέντρωσης των σωματιδίων μέσα σε ένα υπολογιστικό κελί

Χρησιμοποιώντας αυτή τη μέθοδο πρέπει να γίνεται η καλύτερη δυνατή επιλογή των διαστάσεων του υπολογιστικού κελιού όπου θα γίνουν οι υπολογισμοί. Πολλές φορές η πυκνότητα του πλέγματος των μοντέλων των πεδίων άνεμου ορίζει τα υπολογιστικά κελιά. Καθώς η στατιστική ακρίβεια είναι σημαντική, συχνά ένας αρκετά μεγάλος αριθμός σωματιδίων πρέπει να ληφθεί υπόψη, και αυτό μπορεί να έχει σαν συνέπεια πολύ μεγάλο χρόνο υπολογισμών.

Στη δεύτερη μέθοδο η συγκέντρωση σε ένα σημείο υπολογίζεται από την συνεισφορά όλων των σωματιδίων που βρίσκονται γύρω από το σημείο που θέλουμε να υπολογίσουμε την συγκέντρωση (εικόνα 4).



Εικόνα 4: Συνεισφορά των σωματιδίων που βρίσκονται γύρω από το σημείο που θέλουμε να υπολογίσουμε την συγκέντρωση

Το εύρος της απόστασης πρέπει να ορίζεται έτσι ώστε να μειώνεται ο χρόνος υπολογισμού. Στη μέθοδο αυτή, η μάζα του κάθε σωματιδίου θεωρείται ότι ακολουθεί μια συγκεκριμένη κατανομή συγκέντρωσης η οποία καλείται πυρήνας πυκνότητας (Kernel density). Μια πολύ κοινή κατανομή είναι η Gaussian (εξίσωση 2.3.2_5). Η συνεισφορά όλων των σωματιδίων είναι αντιστρόφως ανάλογη με το τετράγωνο της απόστασης .

$$C = \sum_{i=1}^n m_i \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{|r_i - r|^2}{l^2}\right) \quad 2.3.2_4$$

όπου,

r_i η απόσταση από το κέντρο του σωματιδίου i , C η συγκέντρωση στο κέντρο του i , m_i είναι η μάζα του κάθε σωματιδίου, l το smoothing length.

Η συνεισφορά των σωματιδίων που βρίσκονται έξω από την περιοχή που είχε οριστεί είναι αμελητέα.

2.3.3 Συνοπτική αξιολόγηση και επιλογή μοντέλου ατμοσφαιρικής διασποράς

Τα μοντέλα τύπου Euler καθώς και τα μοντέλα τύπου Lagrange θα μπορούσαν να χαρακτηριστούν ως πλήρη και αξιόπιστα μοντέλα. Τα σημαντικότερα πλεονεκτήματα τους είναι τα εξής:

- Λαμβάνουν υπόψη όλα τα φαινόμενα της ρύπανσης του αέρα (όπως χημεία, ξηρή εναπόθεση, ηλιακή ακτινοβολία).
- Είναι κατάλληλα για προβλήματα που αφορούν μεσαίες και μεγάλες κλίμακες, όπου οι χημικοί μηχανισμοί είναι σημαντικοί.
- Έχουν την δυνατότητα να προσομοιώνουν τη διασπορά πολλών ρύπων ταυτόχρονα από πολλές πηγές.
- Μπορούν να συνδυαστούν εύκολα με μετεωρολογικά μοντέλα και με μοντέλα προσομοίωσης μεγάλων δινών (LES).

Στα Συστήματα Αντιμετώπισης Έκτακτης ανάγκης Πυρηνικών ατυχημάτων χρησιμοποιούνται πιο συχνά τα Lagrangian μοντέλα που είναι ιδιαίτερα χρήσιμα για την επίλυση του αντίστροφου προβλήματος. Τα μοντέλα τύπου Lagrange είναι πιο κατάλληλα για τον υπολογισμό των συγκεντρώσεων πρωτογενών ρύπων οι οποίοι εκπέμπονται από σημειακές πηγές. Χρησιμοποιούνται περισσότερο για να προσομοιώσουν την διασπορά σε περιπτώσεις ατυχημάτων κυρίως λόγω του μικρότερου υπολογιστικού κόστους σε σχέση με τα Eulerian μοντέλα. Το πρόβλημα του μεγάλου υπολογιστικού κόστους που μπορεί να παρουσιαστεί χρησιμοποιώντας μοντέλα τύπου Euler προκαλείται από την ταυτόχρονη επίλυση των διαφορικών εξισώσεων σε πυκνά υπολογιστικά πλέγματα. Επίσης τα Lagrangian μοντέλα δεν παρουσιάζουν το πρόβλημα κλεισίματος (closure problems) που μπορεί να παρουσιάζουν τα Eulerian μοντέλα.

Συνοψίζοντας, ανάλογα με την εφαρμογή, τις διαθέσιμες πληροφορίες και τις απαιτήσεις που υπάρχουν συστήνεται και διαφορετικός τύπος μοντέλου. Στα Συστήματα Αντιμετώπισης Έκτακτης ανάγκης Πυρηνικών ατυχημάτων χρησιμοποιούνται πιο συχνά τα Lagrangian μοντέλα. Για τον λόγο αυτό στην διατριβή αναπτύχθηκε μεθοδολογία Αφομοίωσης Παρατηρήσεων κατάλληλη να εφαρμοστεί σε μοντέλα τύπου Lagrange.

2.4 ΑΦΟΜΟΙΩΣΗ ΠΑΡΑΤΗΡΗΣΕΩΝ

Βασική συνιστώσα των Συστημάτων Αντιμετώπισης Έκτακτης ανάγκης αποτελούν τα μοντέλα πρόβλεψης ατμοσφαιρικής διασποράς. Έτσι πολύ σημαντικό είναι να χρησιμοποιούνται όσο το δυνατό πιο έγκυρα μοντέλα. Ένας τρόπος να επιτευχθεί βελτίωση της ακρίβειας των προβλέψεων τέτοιων μοντέλων είναι αναπτύσσοντας και ενσωματώνοντας σε αυτά μεθόδους Αφομοίωσης Παρατηρήσεων.

Σαφώς ο πιο έγκυρος τρόπος για να έχουμε μια πραγματική εικόνα της κατάστασης μετά από την έκλυση ενός επικινδύνου ρύπου είναι οι μετρήσεις. Όμως οι μετρήσεις δεν μας παρέχουν μια πλήρη χωρική και χρονική κάλυψη. Επίσης το να έχουμε μια πλήρη κάλυψη μέσω των μετρήσεων δεν είναι πρακτικό και κοστίζει. Τέλος με τις μετρήσεις δεν έχουμε την δυνατότητα της πρόβλεψης.

Η ανάγκη λοιπόν να εξηγήσουμε τους μηχανισμούς της φύσης και να προβλέψουμε μελλοντικές συνθήκες μας οδήγησε στην ανάπτυξη των ατμοσφαιρικών μοντέλων. Τα μοντέλα βασίζονται σε φυσικούς νόμους, μας παρέχουν χωρική και χρονική κάλυψη και έχουν την ικανότητα της πρόβλεψης. Όμως τα μοντέλα μας βασίζονται σε υποθέσεις και προσεγγίσεις και η ακρίβεια των προβλέψεων τους εξαρτάται από την ακρίβεια των δεδομένων εισόδου.

Παρατηρούμε λοιπόν πως και οι μετρήσεις και τα μοντέλα έχουν πλεονεκτήματα και μειονεκτήματα. Μια υπολογιστική τεχνική που θα χρησιμοποιήσει τα πλεονεκτήματα και των δυο θα μπορούσε να μας δώσει την βέλτιστη δυνατή πληροφορία. Μια τέτοια υπολογιστική μέθοδος είναι η μέθοδος Αφομοίωσης Παρατηρήσεων.

Έτσι λοιπόν με την βοήθεια των παρατηρήσεων επιτυγχάνεται βελτίωση ποιότητας δεδομένων εισόδου (π.χ. του ρυθμού έκλυσης) και κατά συνέπεια βελτίωση της πρόγνωσης των μοντέλων. Η μέθοδος Αφομοίωσης Δεδομένων είναι ένα «Αντίστροφο πρόβλημα» (inverse problem) δηλαδή προσδιορίζει την κατάσταση του συστήματος χρησιμοποιώντας τις μετρήσεις (π.χ. γνωρίζουμε την συγκέντρωση ενός ρύπου σε κάποιο σημείο και ακλουθούμε την ανάστροφη τροχιά ώστε να προσδιορίσουμε την πηγή η οποία προκάλεσε την συγκεκριμένη συγκέντρωση).

Ένα μοντέλο θεωρείται έγκυρο όταν συγκριθεί με μετρήσεις και έρθει σε συμφωνία με αυτές. Όταν ένα μοντέλο αποδειχτεί έγκυρο συγκρίνοντας το με τις μετρήσεις, μπορεί να παρέχει έγκυρες πληροφορίες και σε σημεία ή χρονικές στιγμές όπου δεν υπάρχουν μετρήσεις.

Στόχος της Αφομοίωσης Δεδομένων είναι να ελαχιστοποιήσει την διαφορά μεταξύ των προβλέψεων του μοντέλου και των μετρήσεων.

2.5 ΜΕΘΟΔΟΙ ΑΦΟΜΟΙΩΣΗΣ ΠΑΡΑΤΗΡΗΣΕΩΝ

Η κύρια πρόκληση για την έρευνα που σχετίζεται με την αφομοίωση παρατηρήσεων αφορά την επιλογή της υπολογιστικής μεθόδου που θα συνδυάσει τα πλεονεκτήματα των παρατηρήσεων και του μοντέλου. Σε αυτό το κεφάλαιο γίνεται περιγραφή των βασικών μεθόδων Αφομοίωσης Παρατηρήσεων και των αλγορίθμων που χρησιμοποιούν ώστε να μας παρέχουν την βέλτιστη πληροφορία.

2.5.1 Εισαγωγή

Η κατάσταση του συστήματος σε ένα δυναμικό Σύστημα τη χρονική στιγμή t_n μπορεί να περιγραφεί ως ένα διάνυσμα κατάστασης (state vector) $x^t_n \in R^m$, που περιέχει m μεταβλητές κατάστασης. Για παράδειγμα αν η διαδικασία αφορά τις συγκεντρώσεις των επικίνδυνων ρύπων, το διάνυσμα κατάστασης αποτελείται από τις συγκεντρώσεις στα διάφορα σημεία. Ο εκθέτης “ t ” υποδηλώνει ότι x^t είναι η πραγματική κατάσταση του συστήματος (true state). Αν και η ακριβής τιμή της πραγματικής κατάστασης μπορεί να μην είναι ποτέ γνωστή, τουλάχιστον υπάρχει. Το δυναμικό σύστημα μπορεί να περιγραφεί από ένα δυναμικό μοντέλο. Για ένα χρονικά εξαρτώμενο σύστημα, η κατάσταση του συστήματος την χρονική στιγμή t_{n+1} είναι συνάρτηση της κατάστασης την χρονική στιγμή t_n .

$$x^f_{n+1} = M(x^f_n) \quad 2.5.1_1$$

M είναι ο συντελεστής του μοντέλου. Ο εκθέτης “ f ” υποδηλώνει ότι x^f είναι μια πρόβλεψη της πραγματικής κατάστασης από το μοντέλο, στην καλύτερη περίπτωση μια καλή προσέγγιση. Συχνά η κατάσταση της πρόβλεψης περιέχει σφάλματα που οφείλονται στην ανεπαρκή κατανόηση του διαδικαστικού μηχανισμού ή την ελλιπή γνώση των παραμέτρων του μοντέλου.

Η πρόβλεψη του μοντέλου μπορεί να συγκριθεί με τα δεδομένα παρατηρήσεων. Οι k διαθέσιμες μετρήσεις την χρονική στιγμή t_n μπορούν να αποθηκευτούν σε ένα διάνυσμα μετρήσεων, $y^o_n \in R^k$, όπου ο εκθέτης “ o ” υποδηλώνει την τιμή της μέτρησης. Οι πραγματικές τιμές των μετρήσεων χωρίς τα

σφάλματα των μετρήσεων σχετίζονται με τις μεταβλητές της πραγματικής κατάστασης ως εξής:

$$y_n^f = Hx_n^f \quad 2.5.1_2$$

όπου, H είναι ο πίνακας που μετατρέπει τον χώρο της κατάστασης σε χώρο των μετρήσεων. Εδώ γίνεται η υπόθεση πως οι παρατηρήσεις συνδέονται γραμμικά με τις μεταβλητές της κατάστασης. Μέσω του γραμμικού συντελεστή H , μια πρόβλεψη των μετρήσεων θα μπορούσε να υπολογιστεί από την πρόβλεψη της κατάστασης:

$$y_n^f = Hx_n^f \quad 2.5.1_3$$

Στην πράξη θα υπάρχει διαφορά μεταξύ y_n^f και της τιμής της μέτρησης y_n^o λόγω των σφαλμάτων των μετρήσεων και των σφαλμάτων πρόβλεψης. Η διαφορά αυτή συχνά αναφέρεται ως “υπόλοιπο” (residual) [20]:

$$d_n = y_n^o - y_n^f = y_n^o - Hx_n^f \quad 2.5.1_4$$

Ο απώτερος στόχος είναι να έχουμε όσο το δυνατόν μικρότερο “υπόλοιπο”. Όλες οι μέθοδοι Αφομοίωσης Παρατηρήσεων στοχεύουν στην πραγματοποίηση του στόχου αυτού. Ο τελικός στόχος μιας διαδικασίας αφομοίωσης είναι να βρεθεί μια χρονοσειρά της κατάστασης με την διαδικασία Αφομοίωσης (analyzed state) x_n^a , με “υπόλοιπο” αφομοίωσης όσο το δυνατόν μικρότερο:

$$x_n^a = A(M, H, x_n^f, y_n^o, \dots)$$

$$d_n^a = y_n^o - Hx_n^a, \|d_n^a\| \ll \|d_n^f\| \quad 2.5.1_5$$

Οι δύο πιο κοινές και βασικές προσεγγίσεις της διαδικασίας Αφομοίωσης Παρατηρήσεων είναι:

- Η Σειριακή Προσέγγιση (sequential approach) - Kalman filter και,
- Η Προσέγγιση μέσω λογισμού των μεταβολών (Variational approach)

Γενική περιγραφή των μεθόδων αυτών γίνεται στην συνέχεια.

2.5.2 Φίλτρο Kalman

Το 1960, ο Rudolf E. Kalman ανέπτυξε την θεωρία των Φίλτρων που φέρουν το όνομα του [22]. Ο στόχος της μεθόδου kalman filter είναι με βάση το μοντέλο και τις μετρήσεις να βρεθεί μια κατανομή για την πραγματική κατάσταση σε σχέση με τη μέση τιμή \hat{x} και τη συνδιακύμανση σφάλματος P . Το πρώτο βήμα της μεθόδου είναι ο προσδιορισμός μιας αρχικής gaussian κατανομής για την πραγματική κατάσταση:

$$x^t_0 \sim \mathcal{N}(\hat{x}^t_0, P^t_0) \quad 2.5.2_1$$

Το δεύτερο βήμα της μεθόδου kalman filter είναι ο ορισμός του σφάλματος μεταξύ της πραγματικής κατάστασης $x^t_{[n+1]}$ και της πρόβλεψης του μοντέλου $A_{[n]} x^t_{[n]}$. Για λόγους απλότητας, στην παρακάτω εξίσωση αντί για την γενική μορφή $M(x)$ για το μοντέλο χρησιμοποιούμε την γραμμική μορφή Ax . Το μοντέλο πρόβλεψης θεωρείται ως ένα γραμμικό στοχαστικό μοντέλο και το σφάλμα του μοντέλου πρέπει να περιγράφει με την Gaussian κατανομή:

$$x^t_{n+1} - A_n x^t_n \sim \mathcal{N}(0, Q_n) \quad 2.5.2_2$$

ή, ισοδύναμα:

$$x^t_{n+1} - A_n x^t_n + \eta^t_n, \quad \eta^t_n \sim \mathcal{N}(0, Q_n) \quad 2.5.2_3$$

Το σφάλμα του μοντέλου η^t θεωρείται ανεξάρτητο του x^t και πρέπει να καλύπτει όλες τις πιθανές αποκλίσεις της πρόβλεψης του μοντέλου από την πραγματική κατάσταση. Τα συνήθη σφάλματα που περιέχονται στο η^t είναι οι άγνωστες οριακές συνθήκες και οι παράμετροι αβεβαιότητας του μοντέλου. Στην μέθοδο kalman filter το πιο δύσκολο είναι ο σωστός προσδιορισμός του σφάλματος του μοντέλου. Με τις εξισώσεις (2.5.2_2/2.5.2_3) και την αρχική συνθήκη (2.5.2_1), η μέθοδος kalman filter είναι σε θέση να υπολογίσει την πυκνότητα πιθανότητας της πραγματικής κατάστασης οποιασδήποτε μελλοντικής χρονικής στιγμής. Το στοχαστικό μοντέλο (2.5.2_3) ορίζει ολοκληρωτικά την εξέλιξη της κατανομής της πραγματικής κατάστασης:

$$\begin{aligned}\hat{x}_{n+1}^f &= E[x_{n+1}^t] \\ &= A_n \hat{x}_n^f\end{aligned}\quad 2.5.2_4$$

$$\begin{aligned}P_{n+1}^f &= E[(x_{n+1}^t - \hat{x}_{n+1}^f)(x_{n+1}^t - \hat{x}_{n+1}^f)'] \\ &= A_n P_n^f A_n' + Q_n\end{aligned}\quad 2.5.2_5$$

αφού,

$$x_{n+1}^f - \hat{x}_{n+1}^f = A_n x_n^t + \eta_n - A_n \hat{x}_n^f \quad 2.5.2_6$$

$$= A_n (x_n^t - \hat{x}_n^f) + \eta_n \quad 2.5.2_7$$

Το τρίτο βήμα της μεθόδου kalman filter είναι η ανάλυση των δεδομένων. Αν υπάρχουν διαθέσιμες μετρήσεις τότε η μέση τιμή \hat{x} και η συδιακύμανση P πρέπει να αντικατασταθούν λόγω των νέων δεδομένων.

Το διάνυσμα $(y_n^o - Hx_n^f)$, το οποίο καλείται “διάνυσμα ανανέωσης” αντιπροσωπεύει την διαφορά μεταξύ των μετρήσεων και της πρόβλεψης του μοντέλου:

$$y_n^o - H' x_n^f \sim \mathcal{N}(0, R_n) \quad 2.5.2_8$$

ή, ισοδύναμα:

$$y_n^o = H' x_n^f + v_n^f, \quad v_n^f \sim \mathcal{N}(0, R_n) \quad 2.5.2_9$$

Αν η μέση τιμή \hat{x} αναλύεται με ένα γραμμικό κέρδος (linear gain) K , εξάγεται και η αναλυτική εξίσωση της συνδιακύμανσης:

$$\hat{x}_n^a = \hat{x}_n^f + K_n (y_n^o - H' \hat{x}_n^f) \quad 2.5.2_10$$

$$\begin{aligned}P_n^a &= E[(x_n^t - \hat{x}_n^a)(x_n^t - \hat{x}_n^a)'] \\ &= (I - K_n H) P_n^f (I - K_n H)' + K_n R_n K_n'\end{aligned}\quad 2.5.2_11$$

αφού,

$$x_n^t - \hat{x}_n^a = x_n^t - \hat{x}_n^f - K_n (y_n^o - H' \hat{x}_n^f) \quad 2.5.2_12$$

$$= x_n^t - \hat{x}_n^f - K_n (H' X_n^t + v_n^t - H' \hat{x}_n^f) \quad 2.5.2_13$$

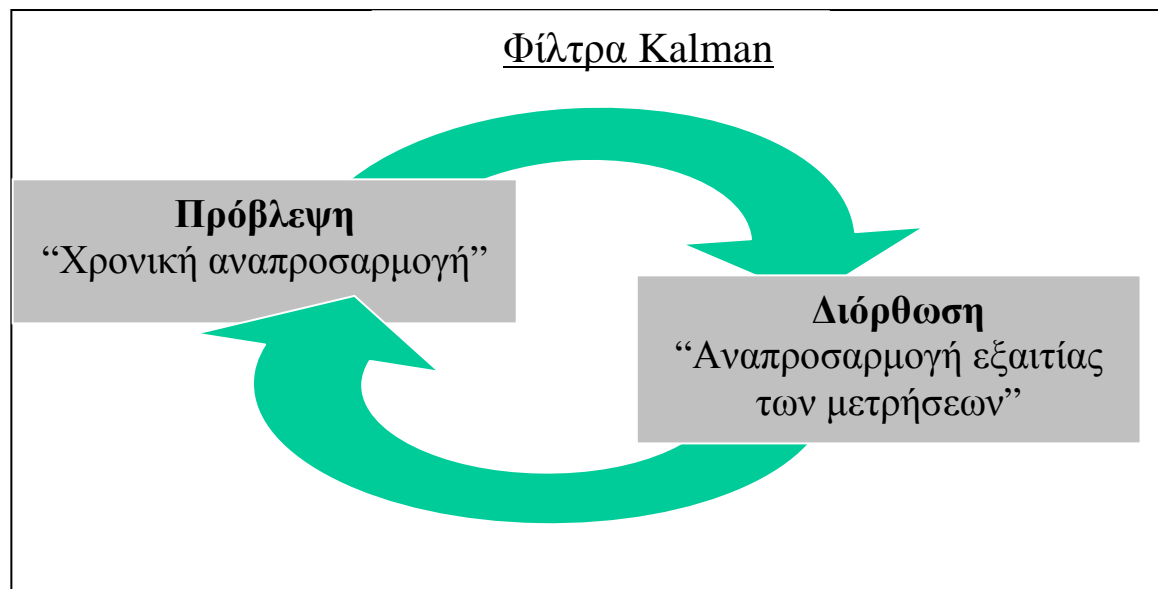
$$= (I - K_n H) (x_n^t - \hat{x}_n^f) + K_n v_n^t \quad 2.5.2_14$$

$$K_n^{MV} = P_n^f H [H' P_n^f H + R_n]^{-1} \quad 2.5.2_15$$

Συνεπώς, η εξίσωση (2.5.2_11) παίρνει την απλούστερη μορφή:

$$P^{a,MV} = (I - K^{MV} H) P^f = P^f (I - HK^{MV'}) \quad 2.5.2_16$$

Συνοπτικά, αν το φίλτρο Kalman χρησιμοποιείται ως εργαλείο της διαδικασίας Αφομοίωσης τότε, η διαδικασία Αφομοίωσης περιλαμβάνει δυο κύρια στάδια. Το στάδιο «πρόβλεψης» και το στάδιο της «διόρθωσης» (ή ενημέρωσης). Το στάδιο «πρόβλεψης» περιγράφεται από τις εξισώσεις χρονικών αναπροσαρμογών (2.5.2_4) και (2.5.2_5). Οι εξισώσεις χρονικών αναπροσαρμογών επεκτείνουν μπροστά στο χρόνο την εκτίμηση της τρέχουσας δυναμικής κατάστασης και του πίνακα συνδιακύμανσης, προκειμένου να υπολογισθούν οι αντίστοιχες a priori εκτιμήσεις τους για το επόμενο βήμα. Το στάδιο «διόρθωσης» (ή στάδιο ανάλυσης) όπου συγχωνεύονται οι προβλέψεις του μοντέλου με τις τρέχουσες παρατηρήσεις, περιγράφεται από τις εξισώσεις αναπροσαρμογών εξαιτίας των μετρήσεων (2.5.2_10), (2.5.2_15) και (2.5.2_16). Οι εξισώσεις αναπροσαρμογών εξ αιτίας των μετρήσεων ενσωματώνουν μια νέα μέτρηση στην a priori εκτίμηση προκειμένου να διαμορφώσουν μια βελτιωμένη a posteriori εκτίμηση των παραμέτρων.



Εικόνα 5 : διαδικασία μεθόδου kalman filter

Αναλυτική αναφορά στην επισκόπηση της μεθόδου Kalman Filter μπορεί να βρεθεί στις αναφορές [22], [23], [24], [25], [26].

2.5.3 Προσέγγιση μέσω λογισμού των μεταβολών

Στη προσέγγιση μέσω λογισμού των μεταβολών για να συνδυάσουμε τα μοντέλα με τις μετρήσεις πρέπει να χρησιμοποιήσουμε την γνώση μας για τις κατανομές πιθανοτήτων (probability distributions) των σφαλμάτων των μετρήσεων, της πρώτης εκτίμησης (first guess) και του πιθανού σφάλματος του μοντέλου. Έτσι ο γενικότερος σκοπός της διαδικασίας Αφομοίωσης είναι να βρεθεί μια a posteriori κατανομή σφάλματος. Από την Bayesian προσέγγιση πιθανοτήτων μπορεί να αποδειχθεί ότι η εύρεση της a posteriori κατανομής σφάλματος είναι ισοδύναμη με την ελαχιστοποίηση της αντικειμενικής συνάρτησης (2.5.3_1) [29].

Το πρώτο βήμα της προσέγγισης μέσω λογισμού των μεταβολών είναι η επιλογή των μεταβλητών ελέγχου. Η επιλογή των μεταβλητών ελέγχου (control variables) εξαρτάται από το πρόβλημα, συνήθως επιλέγεται ένα σύνολο από μεταβλητές του μοντέλου όπου υπάρχει μεγάλη αβεβαιότητα για την τιμή τους. Οι μεταβλητές ελέγχου της διαδικασίας αφομοίωσης συνθέτουν το διάνυσμα ελέγχου $\bar{\psi}$.

Το δεύτερο βήμα της προσέγγισης μέσω λογισμού των μεταβολών είναι ο προσδιορισμός των μεταβλητών ελέγχου. Οι μεταβλητές ελέγχου προσδιορίζονται ελαχιστοποιώντας την αντικειμενική συνάρτηση:

$$J = (d^o - d^M)^T \underline{\underline{O}}^{-1} (d^o - d^M) + (\bar{\psi} - \bar{\psi}^b)^T \underline{\underline{B}}^{-1} (\bar{\psi} - \bar{\psi}^b) \quad 2.5.3_1$$

όπου,

d^o είναι ο πίνακας που περιέχει τις μετρήσεις

d^M είναι ο πίνακας με τις υπολογισμένες από το μοντέλο τιμές

Ψ_B είναι η πρώτη εκτίμηση του διανύσματος ελέγχου

Ψ είναι το διάνυσμα με τις τιμές των μεταβλητών ελέγχου μετά την διαδικασία αφομοίωσης δεδομένων

B, O είναι οι πίνακες συνδιακύμανσης των σφαλμάτων της πρώτης εκτίμησης των μεταβλητών ελέγχου και των μετρήσεων

Οι πίνακες d^o , d^M περιέχουν τιμές για όλες τις χρονικές στιγμές που εξετάζουμε. Οπότε η μέθοδος εφαρμόζεται συνολικά a posteriori. Ενώ η μέθοδος

kalman filter προβλέπει και ενημερώνει κάθε φορά που υπάρχουν διαθέσιμες μετρήσεις.

Το πρώτο μέρος της συνάρτησης (2.5.3_1) χαρακτηρίζει την διαφορά του διανύσματος των μεταβλητών ελέγχου μετά την διαδικασία αφομοίωσης από τις μετρήσεις ενώ ο δεύτερος όρος χαρακτηρίζει την διαφορά του από την πρώτη εκτίμηση. Αναλυτική αναφορά στην επισκόπηση της προσέγγισης μέσω λογισμού των μεταβολών μπορεί να βρεθεί στις αναφορές [27], [28], [29], [30], [31].

2.5.4 Συνοπτική Αξιολόγηση και επιλογή μεθόδου Αφομοίωσης

Το Φίλτρο Kalman αναλύει την κατάσταση του συστήματος κάθε φορά που υπάρχουν διαθέσιμα δεδομένα παρατήρησης (sequential procedure). Η προσέγγιση μέσω λογισμού των μεταβολών βασίζεται στην ελαχιστοποίηση μιας αντικειμενικής συνάρτησης μέσα σε ένα χρονικό διάστημα.

Η μέθοδος που αναπτύχθηκε στην διατριβή για την βέλτιστη εκτίμηση του ρυθμού έκλυσης του επικίνδυνου ραδιενεργού ρύπου, βασίζεται στην προσέγγιση μέσω λογισμού των μεταβολών. Η μέθοδος αυτή επιλέχθηκε κυρίως για την υπολογιστική της απόδοση ακόμα και σε περιπτώσεις μεγάλης απόκλισης της πρώτης εκτίμησης της κατάστασης του συστήματος από την πραγματική. Επίσης είναι μια μέθοδος που έχει σπάνια εφαρμοστεί για την εκτίμηση του ρυθμού έκλυσης με Αφομοίωση Παρατηρήσεων ρυθμού δόσης γ-ακτινοβολίας, οι οποίες ενδιαφέρουν σε περιπτώσεις έκτακτης ανάγκης λόγω πυρηνικού ατυχήματος. Επίσης η μέθοδος αυτή έχει εφαρμοστεί σπάνια σε Ντετερμινιστικά μοντέλα και δεν έχει εφαρμοστεί καθόλου σε Στοχαστικά Lagrangian μοντέλα.

Συνοπτικά οι λόγοι για τους οποίους επιλέχθηκε να αναπτυχθεί στο πλαίσιο της διατριβής μεθοδολογία αφομοίωσης η οποία βασίζεται στην προσέγγιση μέσω λογισμού των μεταβολών παρουσιάζονται στον παρακάτω πίνακα

<u>Kalman Filter</u>	<u>Προσέγγιση μέσω λογισμού των μεταβολών</u>
<i>έχει εφαρμοστεί στο RODOS καθώς και σε άλλα ERS's</i>	<i>τελευταία παρουσιάζει ενδιαφέρον</i>
<ul style="list-style-type: none"> ▪ Ικανότητα να αντιμετωπίζει διαφορετικές πηγές 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Πολύ ελκυστική μέθοδος από άποψη υπολογιστικής απόδοσης

<p>αβεβαιότητας</p> <ul style="list-style-type: none"> ▪ Η μέθοδος δύσκολα αποτυγχάνει ▪ Σχετικά εύκολα εφαρμόσιμη 	<p>ακόμα και για περιπτώσεις μεγάλης απόκλισης της πρώτης εκτίμησης της κατάστασης του συστήματος από την πραγματική</p>
<ul style="list-style-type: none"> ▪ Διαδικασία μεγάλου υπολογιστικού κόστους που μεγαλώνει περισσότερο σε περιπτώσεις μεγάλης απόκλισης της πρώτης εκτίμησης της κατάστασης του συστήματος από την πραγματική 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Έχει εφαρμοστεί σπάνια για την διόρθωση του ρυθμού έκλυσης με αφομοίωση μετρήσεων γ-ακτινοβολίας <ul style="list-style-type: none"> ✚ Περιορισμένη εφαρμογή σε Ντετερμινιστικά Lagrangian μοντέλα ✚ Δεν έχει εφαρμοστεί σε Στοχαστικά Lagrangian μοντέλα

2.6 ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Ο σημαντικότερος παράγοντας αβεβαιότητας στα Συστήματα Αντιμετώπισης Έκτακτης Ανάγκης (ERSs) είναι ο ρυθμός έκλυσης της επικίνδυνης ουσίας. Οι διάφορες μεθοδολογίες που χρησιμοποιούνται για να τον εκτιμήσουν μπορεί να κάνουν λάθος έως και κατά ένα παράγοντα του 10 ή και μεγαλύτερο, ακόμα και σε περιπτώσεις που τα αίτια του ατυχήματος είναι γνωστά. Οι μεθοδολογίες που αναπτύχθηκαν στο RODOS καθώς και σε άλλα ERS's (π.χ. η μεθοδολογία extended Kalman Filter) δεν είναι κατάλληλες σε περιπτώσεις μεγάλης απόκλισης της πρώτης εκτίμησης της κατάστασης του συστήματος από την πραγματική. Υπάρχει ανάγκη λοιπόν να αναπτυχθούν μέθοδοι ειδικά σχεδιασμένοι ώστε να διορθώνουν μεγάλα αρχικά λάθη της εκτίμησης του ρυθμού έκλυσης της επικίνδυνης ουσίας. Έτσι, οι αλγόριθμοι που αναπτύχθηκαν στα πλαίσια της διατριβής στηρίζονται στην προσέγγιση μέσω λογισμού των μεταβολών λόγω της υπολογιστικής τους απόδοσης ακόμα και σε περιπτώσεις μεγάλης απόκλισης της πρώτης εκτίμησης της κατάστασης του συστήματος από την πραγματική. Ένας άλλος λόγος είναι η σπάνια εφαρμογή τους για την εκτίμηση του ρυθμού έκλυσης με Αφομοίωση Παρατηρήσεων ρυθμού δόσης γ-ακτινοβολίας οι οποίες ενδιαφέρουν σε περιπτώσεις έκτακτης ανάγκης λόγω πυρηνικού ατυχήματος.

Το μοντέλο στο οποίο ενσωματώθηκε η μεθοδολογία Αφομοίωσης Παρατηρήσεων που αναπτύχθηκε στην διατριβή είναι ένα Puff Lagrangian μοντέλο, το DIPCOT. Το DIPCOT περιέχει το Ντετερμινιστικό μοντέλο και το Στοχαστικό μοντέλο. Ο κύριος λόγος επιλογής του είναι ότι στα Συστήματα Αντιμετώπισης Έκτακτης ανάγκης Πυρηνικών ατυχημάτων χρησιμοποιούνται πιο συχνά τα Puff Lagrangian μοντέλα και έτσι σε αυτά τα μοντέλα η ενσωμάτωση μεθόδων αφομοίωσης είναι η πιο απαραίτητη. Επίσης ένας ακόμα σημαντικός λόγος επιλογής του είναι η σπάνια εφαρμογή μεθόδων αφομοίωσης μέσω λογισμού των μεταβολών σε Ντετερμινιστικά Lagrangian μοντέλα και το κενό που υπάρχει σχετικά με την εφαρμογή τέτοιων μεθόδων σε Στοχαστικά Lagrangian μοντέλα.

ΑΝΑΦΟΡΕΣ

1. W. Raskob, 2007. European approach to nuclear and radiological emergency management and rehabilitation strategies (EURANOS), *Kerntechnik* 72 (4) 172–175.
2. J. Ehrhardt, 1997. The RODOS system: decision support for off-site emergencymanagement in Europe., *Radiation Protection Dosimetry*, 73(1-4):35-40
3. Hoe, S., Müller, H., Gering, F., Thykier-Nielsen, S., Sørensen, J.H., 2002. ARGOS 2001: a decision support system for nuclear emergencies. In: Proceedings of the Radiation Protection and Shielding Division Topical Meeting, 14–17 April 2002, Santa Fe, New Mexico, USA.
4. Bradley M.M., 2007. NARAC: an emergency response resource for predicting the atmospheric dispersion and assessing the consequences of airborne radionuclides. *Journal of Environmental Radioactivity* 96 (1-3), pp. 116-121
5. K.S. Rao and R.P. Hosker, 1993. Uncertainty in the assessment of atmospheric concentrations of toxic contaminations from an accidental release, *Radiation Protection Dosimetry*, 50(2-4):281-288.
6. S.R. Hanna, 1993. Uncertainties in air quality model predictions, *Boundary-Layer Meteorology*, 62:3-20.
7. D.G. Fox, 1984. Uncertainty in air quality modeling, *Bulletin of the American Meteorological Society*, 65:27-36
8. R.S. Brodkey and H.C. Hershey, 1988. Transport phenomena, McGraw-Hill Book Co, USA.
9. P. Zannetti, 1990. Air Pollution Modeling, Computational Mechanics Publication, Southampton, U.K.
10. O. Wild, K.S. Law, D.S. McKenna, B.J. Bandy, S.A. Penkett, J.A. Pyle, 1996. Photochemical trajectory modeling studies of the North Atlantic region during August 1993. *Journal of Geophysical Research* 101, 29269-29288.

11. J.R. Holton, (1986). A dynamically based transport parameterization for one-dimensional photochemical models of the stratosphere, *J. Geophys. Res.*, 91, 2681– 2686.
12. K.S. Law and J. A. Pyle, 1993. Modelling trace gas budgets in the troposphere: 1. Ozone and odd nitrogen, *J. Geophys. Res.*, 98, 18,377– 18,400.
13. M. P Chipperfield, 1999. Multiannual simulations with a three-dimensional chemical transport model, *J. Geophys. Res.*, 104, 1781– 1805.
14. J. Seinfeld, 1986. *Atmospheric Chemistry and Physics of Air Pollution*, John Wiley and Sons, New York.
15. M. Markiewicz, 2006. Modeling of the Air Pollution Dispersion, 2006, in *Models and Techniques for Health and Environment Hazard Assessment and Management Part 2, Air Quality Modelling*, Center of Excellence MANHAZ (Management of Health and Environmental Hazards), Poland, Monograph under IEA, 304-348.
16. S.R. Hanna, G.A. Briggs, R.P. Hosker, 1982. *Handbook on Atmospheric Diffusion*, Technical Information Center, Department of Energy (D.O.E.) U.S.
17. H. Tennekes and J.L. Lumley, 1972. *A first course in turbulence*, MIT Press, Cambridge, Massachusetts and London, U.K.
18. R.A. Pielke, W.A. Lyons, R.T. McNider, M.D. Moran, D.A. Moon, R.A. Stocker, R.L. Walko and M.Ulisz, 1991. Regional and Mesoscale meteorological modeling as applied to the air quality studies, *Air Pollution Modelling and its Application VIII*, editors H. van Dop and D.G. Styen, Eds., Plenum Press, 259-289.
19. D.J. Wilson, B. Sawford, 1996. Review of the stochastic model for trajectories in the turbulent atmosphere, *Bound. Layer Meteorol.*, 78,191-210.
20. R. Daley, 1991. *Atmospheric Data Analysis*, Cambridge University Press, Cambridge.
21. L.S. Gandin, 1963. *Objective analysis of meteorological fields*, Gidrometizdat, Leningrad.
22. R.E. Kalman, 1960. A new approach to linear filter and prediction theory. *J. of Basic Engineering*, 82D:35–45.

23. A. Segers, 2002. Data Assimilation in atmospheric Chemistry Models using Kalman Filtering, *PhD Thesis. Delft University*, Published by DUP Science, p. 220.
24. K. Ide and M. Ghil, 1997. Extended Kalman filtering for vortex systems. Part I: Methodology and point Vortices, *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, 27:301-332.
25. G. Evensen, 1994. Sequential data assimilation with a nonlinear quasi-geostrophic model using Monte Carlo methods to forecast error statistics, *Journal of Geophysical Research*, 99:10143-10162.
26. D.Q. Zheng, 2007. Evaluation and Development of Data Assimilation in atmospheric dispersion models for the use in nuclear emergencies. PhD Thesis, Hong Kong University.
27. F.X. Le Dimet and O. Talagrand, 1986. “Variational algorithms for analysed and assimilation of meteorological observations: theoretical aspects”, *Tellus B*, 38 A: 97-110
28. J.M. Dhall, S. Lewis, S.D. Lakshmivarathan, 2006. Dynamic Data Assimilation: A Least Squares Approach. *Cambridge University Press*, -655 p.
29. O. Talagrand and P. Courtier, 1987. Variational assimilation of Meteorological observations with the adjoint vorticity equation, I, theory. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 113:1311–1328.
30. O. Talagrand, 1997. Assimilation of observations, an introduction. *Journal of the Meteorological Society of Japan*, 75:191-209.
31. G. Evensen, 1994, Inverse methods and data assimilation in nonlinear ocean models, *Physica D*, 77:108-129.
32. US Nuclear Regulatory Commission, 1990. Analysis of CDF from Internal Events: Expert Judgment. Report NUREG/CR-4550, vol. 2, Washington, DC, April 1990.
33. Δ. Μελάς, 2007: Ατμοσφαιρική διάχυση και διασπορά. Σημειώσεις για την κατεύθυνση Φυσικής Ατμόσφαιρας και Περιβάλλοντος του Τμήματος Φυσικής του Α.Π.Θ

34. Δ. Μελάς, Α. Αλεξανδρόπουλος , Β. Αμοιρίδης, Μ. Κακαρίδου, Ν. Σουλακέλης, 2000. Ατμοσφαιρική ρύπανση (οδηγός εκπαιδευτικών), Ανάπτυξη εκπαιδευτικού υλικού για την περιβαλλοντική εκπαίδευση, Υ.Π.Ε.Π.Θ

ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΤΟΥ ΜΟΝΤΕΛΟΥ ΑΤΜΟΣΦΑΙΡΙΚΗΣ ΔΙΑΣΠΟΡΑΣ “DIPCOT”

Η φαντασία είναι πιο σημαντική από τη γνώση.

Albert Einstein (1879 – 1955)

3.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Το μοντέλο ατμοσφαιρικής διασποράς στο οποίο εφαρμόστηκε και ενσωματώθηκε η μεθοδολογία Αφομοίωσης Παρατηρήσεων που αναπτύχθηκε στα πλαίσια της διατριβής ονομάζεται DIPCOT [11] (Dispersion of Particles over COMplex Terrain). Η μεθοδολογία αναπτύχθηκε σε γλώσσα προγραμματισμού FORTRAN 90. Το DIPCOT είναι ένα τρισδιάστατο μοντέλο ατμοσφαιρικής διασποράς τύπου Lagrange που χρησιμοποιείται στο Σύστημα Αντιμετώπισης Πυρηνικών Ατυχημάτων “RODOS”. Έχει αξιολογηθεί με πολλά πειράματα εργαστηριακά και πεδίου (π.χ. [12], [18], [19], [20]).

Η βασική αρχή του υπολογιστικού συστήματος διασποράς DIPCOT είναι ότι ο επικίνδυνος αέριος ρύπος προσεγγίζεται ως ένα νέφος υποθετικών σωματιδίων (puffs). Η ατμοσφαιρική διασπορά είναι το συνιστάμενο αποτέλεσμα:

- της μετακίνησης των puffs/σωματιδίων με την μέση ταχύτητα του ανέμου και
- της τυρβώδους διάχυσης.

Η τυρβώδης διάχυση προσομοιώνεται:

- α) προσθέτοντας μια στοχαστική συνιστώσα στην κίνηση των σωματιδίων
- β) αυξάνοντας το μέγεθος των puffs όσο αυτά «ταξιδεύουν» αποκρινόμενα από την πηγή.

Η συγκέντρωση στον αέρα και ο ρυθμός δόσης γ-ακτινοβολίας (αν πρόκειται για ραδιενεργό ρύπο) υπολογίζεται σε κάθε χρονική στιγμή με βάση τη χωρική κατανομή των puffs/particles τη δεδομένη στιγμή.

Συνοπτικά ο κώδικας DIPCOT αποτελείται από τρία μέρη. Στο πρώτο μέρος γίνεται η ανάγνωση των δεδομένων, στο δεύτερο μέρος γίνονται οι υπολογισμοί μετακίνησης των σωματιδίων και στο τρίτο μέρος γίνονται οι υπολογισμοί των συγκεντρώσεων και των δόσεων γ-ακτινοβολίας.

Ο κώδικας DIPCOT Ανάλογα με τον τρόπο μετακίνησης των σωματιδίων περιέχει 2 μοντέλα. Το Ντετερμινιστικό μοντέλο και το Στοχαστικό μοντέλο. Τα puffs και στα δυο μοντέλα μετακινούνται με την μέση ταχύτητα του ανέμου. Στο Στοχαστικό μοντέλο προστίθεται στη μέση ταχύτητα του ανέμου και μια τυχαία συνιστώσα για να προσομοιώσει την τύρβη. Αναλυτική περιγραφή των μοντέλων γίνεται στις ενότητες (3.2) και (3.3).

Συνοψίζοντας στο κεφάλαιο αυτό γίνεται περιγραφή του θεωρητικού υπόβαθρου και των εξισώσεων του μοντέλου που εφαρμόστηκε η μεθοδολογία Αφομοίωσης δεδομένων.

3.2 ΝΤΕΤΕΡΜΙΝΙΣΤΙΚΟ ΜΟΝΤΕΛΟ

Στο Ντετερμινιστικό μοντέλο τα puffs μετακινούνται μόνο με την μέση ταχύτητα του ανέμου.

$$x_i^{n+1} = x_i^n + \bar{u}_i \Delta t \quad 3.2_1$$

όπου,

x_i η θέση του σωματιδίου στη i -κατεύθυνση, n είναι το χρονικό βήμα, \bar{u}_i είναι η μέση τιμή της συνιστώσας της ταχύτητας στην i -κατεύθυνση στο n^{th} χρονικό βήμα, που παρέχεται από τα μετεωρολογικά μοντέλα.

Υπάρχουν τρία χρονικά βήματα κίνησης που σχετίζονται με τη λειτουργία του μοντέλου:

- 1) το χρονικό βήμα των μετεωρολογικών δεδομένων: αυτό δίνεται από το μετεωρολογικό μοντέλο.

\bar{u}_i (στο μετεωρολογικό βήμα)

- 2) το εσωτερικό χρονικό βήμα που το μοντέλο μετακινεί τα puffs/particles. Εξαρτάται από τις συνθήκες ευσταθείας της ατμόσφαιρας, το χωρικό πλέγμα όπου υπολογίζονται οι συγκεντρώσεις κλπ.

x_i^n (n , το εσωτερικό βήμα)

- 3) το χρονικό βήμα που το DIPCOT υπολογίζει συγκεντρώσεις, δόσεις κλπ. Αυτό καθορίζεται από το χρήστη και σχετίζεται με τις χρονικές στιγμές κατά τις οποίες το μοντέλο παράγει αποτελέσματα.

Το DIPCOT βρίσκει σε ποιο μετεωρολογικό βήμα βρίσκεται το βήμα της μετακίνησης των puffs και παίρνει το \bar{u}_i που αντιστοιχεί σε αυτό το μετεωρολογικό βήμα.

3.3 ΣΤΟΧΑΣΤΙΚΟ ΜΟΝΤΕΛΟ

Στο στοχαστικό μοντέλο τυχαίας μεταβολής της ταχύτητας (random velocity increment), η ταχύτητα και η θέση των puffs θεωρούνται ότι ακολουθούν μια διαδικασία εξέλιξης τύπου Markov. Η θέση της τολύπης κάθε χρονική στιγμή δίνεται από τη παρακάτω εξίσωση:

$$x_i^{n+1} = x_i^n + (\bar{u}_i + u_i')\Delta t \quad 3.3_1$$

όπου,

u_i' τυχαία συνιστώσα για να προσομοιωθεί η τύρβη.

Η μεταβολή της ταχύτητας των τολυπών u_i' δίνεται από την μονοδιάστατη εξίσωση Langevin [1]:

$$du_i' = a_i dt + b_i dW_i(t) \quad 3.3_2$$

όπου,

οι συντελεστές a_i και b_i (γνωστοί ως συντελεστές προώθησης και διάχυσης) είναι γενικά συναρτήσεις του χρόνου, της θέσης της τολύπης και της ταχύτητας της.

Στη προσέγγιση της εξίσωσης Langevin γίνεται η παραδοχή πως οι επιταχύνσεις ενός σωματιδίου εξελίσσονται όπως μια διαδικασία λευκού θορύβου. Αυτό υποδηλώνει, ότι οι επιταχύνσεις ενός σωματιδίου σε διαφορετικούς χρόνους δεν συσχετίζονται μεταξύ τους [2]. Αυτό είναι μια αληθοφανή παραδοχή καθώς στην ατμόσφαιρα, όπου οι τυρβώδεις ροές παρουσιάζουν μεγάλους αριθμούς Reynolds (Re), η επιτάχυνση των σωματιδίων, παρουσιάζει ιδιοσυσχέτιση μόνο σε χρόνους:

- πολύ μικρότερης τάξης μεγέθους από την κλίμακα των δινών που περιέχουν ενέργεια, δηλαδή της Λαγκρανζιανής κλίμακας χρόνου T_{Lui} .
- Και σε χρόνους μεγαλύτερους της τάξης μεγέθους της κλίμακας του Kolmogorov $\tau_n = Re^{-1/2} T_{Lui}$. Η κλίμακα αυτή είναι χαρακτηριστική του χρονικού διαστήματος στο οποίο οι διαδικασίες που σχετίζονται με το ιξώδες των ρευστών, μετατρέπουν την τυρβώδη κινητική ενέργεια σε θερμότητα [3].

Για το λόγο αυτό στις ατμοσφαιρικές ροές οι επιταχύνσεις των σωματιδίων μπορούν να θεωρηθούν ανεξάρτητες μεταξύ τους για χρονικά βήματα που βρίσκονται στην περιοχή αδράνειας, δηλαδή όταν $\tau_n \ll \Delta t \ll T_{Lui}$ [4].

Η εξίσωση (3.3_2) σε συνδυασμό με την εξίσωση (3.3_1) μπορεί να προσομοιώσει την ατμοσφαιρική διασπορά σε διάφορες συνθήκες με την κατάλληλη επιλογή των δυο συντελεστών. Ο συντελεστής προώθησης a_i υπολογίζεται μέσω της συσχέτισης των στατιστικών μεγεθών της τύρβης, όπως αυτά εκφράζονται σε συστήματα Lagrange και Euler σύμφωνα με το «κριτήριο της καλής ανάμιξης» [1], [5]. Συγκεκριμένα γίνεται η παραδοχή ότι εφόσον τα στατιστικά μεγέθη που περιγράφουν την τύρβη κατά Euler είναι γνωστά, τότε αυτά πρέπει να θεωρηθούν ως περιορισμοί στην μορφή της εξίσωσης Langevin. Στη προσέγγιση αυτή θεωρείται ότι η συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας (pdf) της ταχύτητας σε σύστημα Lagrange είναι ίδια με αυτή σε σύστημα Euler.

Για το κριτήριο της καλής ανάμιξης ο όρος «γνωστά στατιστικά μεγέθη» συνοψίζεται στη γνώση της συνάρτησης πυκνότητας πιθανότητας (probability density function pdf) της ταχύτητας μετρημένης κατά Euler. Η εξίσωση Fokker-Planck που αντιστοιχεί στην εξίσωση Langevin (3.3_2) είναι:

$$\frac{\partial P_a}{\partial t} + \frac{\partial(u'_i P_a)}{\partial x_i} = -\frac{\partial(\alpha_i P_a)}{\partial u'_i} + \frac{1}{2} \frac{\partial(b_i^2 P_a)}{\partial u_i'^2} \quad 3.3_3$$

όπου,

P_a η πυκνότητα πιθανότητας ταχύτητας (pdf) μετρημένης κατά Euler. Η τύρβη θεωρείται σταθερή και μη μεταβαλλόμενη στο χρονικό διάστημα όπου ισχύουν συγκεκριμένες τιμές ταχύτητας για το μέσο πεδίο ροής $\partial P_a / \partial t = 0$

Έτσι ο προσδιορισμός του a_i γίνεται χρησιμοποιώντας το κριτήριο καλής ανάμιξης [1] στην παρακάτω μορφή:

$$a_i = \left[\frac{\partial}{\partial u'_i} \left(\frac{1}{2} b_i^2 P_a \right) + \phi_i \right] / P_a \quad 3.3_4$$

όπου:

$\partial \phi_i / \partial u'_i = -u'_i \partial P_a / \partial x_i$ [6], ο συντελεστής διάχυσης b_i μπορεί να υπολογιστεί μέσω συμβατότητας με την θεωρία ομοιότητας του Kolmogorov [7], συγκρίνοντας τη συνάρτηση δομής της ταχύτητας Lagrange, η οποία προκύπτει από την εξίσωση (3.3_2) με την αντίστοιχη συνάρτηση που προέρχεται από την θεωρία του

Kolmogorov για τοπική ισοτροπία (local isotropy) στην περιοχή της αδράνειας [6]:

$$b_i = \left(2\sigma_{ui}^2 / T_{Lui} \right)^{1/2} \quad 3.3_5$$

όπου,

σ_{ui} η τυπική απόκλιση της κατανομής της τυρβώδους διακύμανσης της ταχύτητας των σωματιδίων και T_{Lui} χρονική κλίμακα Lagrange.

Σύμφωνα με την επιλογή της κατάλληλης pdf, το μοντέλο μπορεί να εφαρμοστεί σε διαφορετικές μετεωρολογικές συνθήκες. Στο επιφανειακό οριακό στρώμα, στην κατακόρυφη διεύθυνση οι κατανομές των συνθηκών της τύρβης θεωρούνται μη ομογενείς και ασύμμετρες. Οι Baerentsen και Berkowicz (1984) [8], εφαρμόζοντας τη θεωρητική προσέγγιση του Pearson (1894) [9], πρότειναν ότι η συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας (pdf) δίνεται ως σταθμισμένο άθροισμα δυο κανονικών (Gaussian) κατανομών:

$$P_a(u_3, x_3) = A(x_3)P_A(u_3, x_3) + B(x_3)P_B(u_3, x_3) \quad 3.3_6$$

όπου,

$$P_A = 1/\sqrt{2\pi}\sigma_A \exp\left[-0.5\left(\frac{u'_3 - \bar{u}_A}{\sigma_A}\right)^2\right]$$

και

$$P_B = 1/\sqrt{2\pi}\sigma_B \exp\left[-0.5\left(\frac{u'_3 + \bar{u}_B}{\sigma_B}\right)^2\right]$$

είναι οι Gaussian κατανομές με μέση τιμή \bar{u}_A και \bar{u}_B και τυπική απόκλιση σ_A και σ_B αντίστοιχα. Θεωρώντας ότι οι τρεις πρώτες κεντρικές ροπές της κατανομής της τυρβώδους διακύμανσης της ταχύτητας ($\bar{u}'_3 = 0$, $\sigma_3^2 (\equiv \overline{u'^2_3})$, $\overline{u'^3_3}$) είναι γνωστές και ότι σ_A, σ_B είναι ίσα με \bar{u}_A, \bar{u}_B , αντίστοιχα, όλες οι άγνωστες μεταβλητές της εξίσωσης (3.3_6) μπορούν να υπολογιστούν από τη σχέση:

$$\int_{-\infty}^{\infty} u'^m_3 P_{a3} du'_3 = \overline{u'^m_3} \quad 3.3_7$$

όπου,

$m=0, 1, 2, 3$. λύνοντας το παραπάνω σύστημα με τις σχέσεις κλεισίματος, η επίλυση των έξι αγνώστων παραμέτρων υπολογίζεται [6] :

$$\bar{u}_B = \frac{\sqrt{(\overline{u'^3_3})^2 + 8\sigma_{u3}^2} - \overline{u'^3_3}}{4\sigma_{u3}^2}$$

$$\overline{u_A} = \frac{\sigma_{u_3}^2}{2u_B}$$

$$A = \frac{\overline{u_B}}{\overline{u_A} + u_B}$$

$$B = \frac{\overline{u_A}}{\overline{u_A} + u_B}$$

και

$$\overline{u_3'^3} = S_K \sigma_{u_3}^3,$$

όπου,

s_K η λοξότητα της Eulerian ταχύτητας. Η παράμετρος α_3 υπολογίζεται χρησιμοποιώντας την εξίσωση (3.3_1):

$$\alpha_3 = \frac{-\frac{\sigma_3^2}{T_{Lu3}} Q_w + \phi_3}{P_\alpha}$$

με,

$$Q_3 = \frac{A(u_3' - \overline{u_A})}{\overline{u_A}^2} P_A + \frac{B(u_3' + \overline{u_B})}{\overline{u_B}^2} P_B$$

$$\begin{aligned} \phi_3 = & -\frac{1}{2} \left(A \frac{\partial \overline{u_A}}{\partial x_3} + \overline{u_A} \frac{\partial A}{\partial x_3} \right) \operatorname{erf} \left(\frac{u_3' - \overline{u_A}}{\sqrt{2}\sigma_A} \right) + \\ & \sigma_A \left\{ A \frac{\partial \sigma_A}{\partial x_3} \left(1 + \frac{u_3'(u_3' - \overline{u_A})}{\sigma_A^2} \right) + \sigma_A \frac{\partial A}{\partial x_3} + \frac{A u_3'}{\sigma_A} \frac{\partial \overline{u_A}}{\partial x_3} \right\} P_A \\ & + \frac{1}{2} \left(B \frac{\partial \overline{u_B}}{\partial x_3} + \overline{u_B} \frac{\partial B}{\partial x_3} \right) \operatorname{erf} \left(\frac{u_3' + \overline{u_B}}{\sqrt{2}\sigma_B} \right) + \\ & \sigma_B \left\{ B \frac{\partial \sigma_B}{\partial x_3} \left(1 + \frac{u_3'(u_3' + \overline{u_B})}{\sigma_B^2} \right) + \sigma_B \frac{\partial B}{\partial x_3} - \frac{B u_3'}{\sigma_B} \frac{\partial \overline{u_B}}{\partial x_3} \right\} P_B \end{aligned}$$

Στην κατακόρυφη διασπορά: σε ευσταθείς συνθήκες οι συνθήκες τύρβης θεωρούνται κατακόρυφα μη ομογενείς ενώ η συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας ακολουθεί την κανονική κατανομή σύμφωνα με τη σχέση:

$$P_\alpha = \sqrt{2\pi} \sigma_{u_3} \exp\left(-u'^2 / 2\sigma_{u_3}^2\right).$$

Χρησιμοποιώντας την εξίσωση (3.3_1) βρίσκουμε ότι

$$\phi_3 = \frac{1}{2} P_a \frac{\partial \sigma_{u3}^2}{\partial x_3} \left[1 + \frac{u_3'^2}{\sigma_{u3}^2} \right]$$

και

$$\alpha_3 = -\frac{u_3'}{T_{Lu3}} + \frac{1}{2} \left(\frac{u_3'^2}{\sigma_{u3}^2} + 1 \right) \frac{\partial \sigma_{u3}^2}{\partial x_3}$$

Για την οριζόντια διασπορά, η τύρβη θεωρείται ομογενής, ισοτροπική, Gaussian για όλες τις συνθήκες ατμοσφαιρικής ευστάθειας. Η Eulerian συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας (probability density function) για τις δυο οριζόντιες συνιστώσες της ταχύτητας είναι:

$$P_\alpha = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{ui}} \exp\left(-\frac{u_i'^2}{2\sigma_{ui}^2}\right).$$

Στην περίπτωση αυτή, $\phi = 0$ [10].

Από τις σχέσεις (3.3_1) και (3.3_4) βρίσκουμε ότι:

$$\alpha_1 = -\frac{1}{T_{Lu1}} u_1'$$

$$\alpha_2 = -\frac{1}{T_{Lu2}} u_2'$$

Το χρονικό βήμα της μετακίνησης των σωματιδίων (χρονικό βήμα 2) βασίζεται στην παραμετροποίηση της κατακόρυφης διασποράς [1]:

$$\Delta t = \min(0.05T_{Lu3}, 0.1\sigma_{u3}/|\alpha_3|, \sigma_{u3}/|u_3' \partial \sigma_{u3} / \partial x_3|) \quad \text{αν, } L < 0$$

$$\Delta t = 0.05T_{Lu3} \quad \text{αν, } L \geq 0$$

όπου, L κλίμακα μήκους Monin-Obukhov .

3.4 ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΣΥΓΚΕΝΤΡΩΣΗΣ

Στο κώδικα DIPCOT ο επικίνδυνος αέριος ρύπος προσεγγίζεται ως ένα νέφος υποθετικών σωματιδίων (puffs). Η ατμοσφαιρική διασπορά είναι το συνισταμένο αποτέλεσμα της μετακίνησης των puffs/σωματιδίων με την μέση ταχύτητα του ανέμου και της τυρβώδους διάχυσης. Η τυρβώδης διάχυση προσομοιώνεται προσθέτοντας μια στοχαστική συνιστώσα στην κίνηση των σωματιδίων και αυξάνοντας το μέγεθος των puffs όσο αυτά «ταξιδεύουν» αποκρινόμενα από την πηγή. Η συγκέντρωση στον αέρα υπολογίζεται σε κάθε χρονική στιγμή με βάση τη χωρική κατανομή των puffs/particles τη δεδομένη στιγμή. Ο υπολογισμός των μέσων αριθμητικών συγκεντρώσεων και στο στοχαστικό και στο ντετερμινιστικό μοντέλο μπορεί να επιτευχθεί με τη μέθοδο χρήσης πυρήνα εκτίμησης πυκνότητας (kernel density estimator) [15]. Στη μέθοδο αυτή, η μάζα του κάθε σωματιδίου θεωρείται ότι ακολουθεί μια Γκαουσιανή κατανομή. Ο υπολογισμός της συγκέντρωσης σε ένα σημείο με συντεταγμένες x, y, z γίνεται αθροίζοντας τη συνεισφορά των συγκεντρώσεων όλων των σωματιδίων, ακολουθώντας το μοντέλο των Yamada και Bunker (1988) [16] σύμφωνα με την παρακάτω σχέση:

$$C_{nu}(x, y, z, t) = \sum_{i=1}^{N_p} C_{i,nu} = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \sum_{i=1}^{N_p} \frac{q_{i,nu} \tau \gamma(t, \tau, i)}{\sigma_{xi} \sigma_{yi} \sigma_{zi}} \times \exp(-\lambda_{nu}(t - (i-1)\tau)) \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{(x_i - x)^2}{\sigma_{xi}^2} + \frac{(y_i - y)^2}{\sigma_{yi}^2}\right)\right] \times \left\{ \exp\left[-\frac{1}{2}\frac{(z_i - z)^2}{\sigma_{zi}^2}\right] + \exp\left[-\frac{1}{2}\frac{(z_i + z - 2z_g)^2}{\sigma_{zi}^2}\right] \right\} \quad 3.4_1$$

όπου,

N_p ο συνολικός αριθμός των puffs, $C_{i,nu}$ η συγκέντρωση του ραδιονουκλιδίου nu στο puff i , (x, y, z) οι συντεταγμένες του σημείου όπου υπολογίζεται η συγκέντρωση. (x_i, y_i, z_i) οι συντεταγμένες της θέσης που βρίσκεται το σωματίδιο i , z_g το ύψος εδάφους από το επίπεδο της θάλασσας, τ είναι το χρονικό βήμα μεταξύ της έκλυσης των puffs, λ_{nu} σταθερά διάσπασης του nu ραδιονουκλιδίου,

$(\sigma_{xi}, \sigma_{yi}, \sigma_{zi})$ οι τυπικές αποκλίσεις της κατανομής των σωματιδίων, $Q_{i,nu}$ είναι ο ρυθμός έκλυσης του nu ραδιονουκλιδίου κατά την διάρκεια της έκλυσης του puff i .

Ο υπολογισμός των παραμέτρων $(\sigma_{xi}, \sigma_{yi}, \sigma_{zi})$ διαφέρει στο Ντετερμινιστικό και στο Στοχαστικό μοντέλο. Στο ντετερμινιστικό οι τιμές των σ_{xi}, σ_{zi} υπολογίζονται με βάση τις σχέσεις Karlsruhe-Julich [21], ενώ στο στοχαστικό μοντέλο αυτές οι τιμές ορίζονται ακολουθώντας την προσέγγιση των Yamada και Bunker (1988) [16], που βασίζεται στην εργασία του Taylor (1921) [17] για τη θεωρία της διάχυσης σε ομογενείς συνθήκες.

Από τις συγκεντρώσεις υπολογίζονται και οι δόσεις ακτινοβολίας έχοντας τα απαιτούμενα δεδομένα. Περιγραφή των διαδικασιών του υπολογισμού των δόσεων γ-ακτινοβολίας θα παρουσιαστούν παρακάτω.

3.5 ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΔΟΣΗΣ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ ΓΑΜΜΑ

Στον κώδικα DIPCOT υπάρχουν δυο μέθοδοι υπολογισμού του ρυθμού δόσης γ-ακτινοβολίας. Η μέθοδος που βασίζεται στην προσέγγιση με νέφος ημιαπειρο ομοιόμορφο [11] και η μέθοδος πραγματικής κατανομής της συγκέντρωσης στο νέφος [11], [12].

3.5.1 Προσέγγιση με νέφος ημί-άπειρο ομοιόμορφο

Στην ενότητα αυτή θα περιγράψει αναλυτικά η μέθοδος που βασίζεται στην προσέγγιση με νέφος ημιαπειρο ομοιόμορφο.

Η ροή φωτονίων στον αέρα (photons·m⁻²·s⁻¹) σε ένα σημείο με συντεταγμένες (x_0, y_0, z_0) ραδιενεργού νέφους με συγκέντρωση ενεργότητας $c(x, y, z)$ Bq·m⁻³ δίνεται από την σχέση:

$$\Phi(x_0, y_0, z_0) = \frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{B e^{-\mu r} c(x, y, z)}{r^2} dx dy dz \quad 3.5.1_1$$

όπου,

μ ο γραμμικός συντελεστής εξασθένησης m^{-1} που είναι συνάρτηση της ενέργειας του φωτονίου, B ο παράγοντας επαυξήσεως (“build-up” factor) για δευτερογενή φωτόνια και r η απόσταση μεταξύ του σημείου υποδοχέα και της στοιχειώδους πηγής όγκου $dx dy dz$ γύρω από το σημείο x, y, z .

$$r^2 = (x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2 \quad 3.5.1_2$$

ο παράγοντας επαυξήσεως εκφράζεται:

$$B = 1 + \kappa \mu r \quad 3.5.1_3$$

όπου,

$\kappa = (\mu - \mu_a) / \mu_a$, μ_a ο γραμμικός ολικός συντελεστής απορρόφησης για τον αέρα (m^{-1}), όπου επίσης εξαρτάται από την ενέργεια φωτονίων.

Για την εξίσωση (3.5.1_1) έχει γίνει η υπόθεση ότι 1 φωτόνιο εκπέμπεται ανά διάσπαση, έτσι $c(x, y, z)dx dy dz$ φωτόνια εκπέμπονται ανά δευτερόλεπτο από τη στοιχειώδη πηγή γύρω από το σημείο (x, y, z) .

Ο ρυθμός δόσης γ-ακτινοβολίας ($Gy \cdot s^{-1}$) στον αέρα σε ένα σημείο (x_0, y_0, z_0) είναι:

$$\dot{D}_\gamma = \frac{\mu_\alpha E_\gamma}{\rho} \Phi \quad 3.5.1_4$$

όπου,

E_γ η ενέργεια φωτονίων (J) και ρ η πυκνότητα μέσου ($Kg \cdot m^{-3}$). Για την εξίσωση (3.5.1_4) έχει γίνει η υπόθεση ότι όλα τα εκπεμπόμενα φωτόνια έχουν την ίδια ενέργεια.

Για ένα ημιάπειρο ραδιενεργό νέφος με ομογενή συγκέντρωση ενεργότητας c , το τριπλό ολοκλήρωμα (ολοκλήρωμα όγκου) στην εξίσωση (3.3.1_1) μπορεί να υπολογιστεί αναλυτικά, δίνοντας:

$$\Phi_\infty(x_0, y_0, z_0) = \frac{c}{2\mu_\alpha} \quad 3.5.1_5$$

Επομένως, ο ρυθμός δόσης γ-ακτινοβολίας στον αέρα, που βασίζεται στην προσέγγιση με ημι-άπειρο νέφος με ομογενή συγκέντρωση ενεργότητας c , εκλύοντας μόνο-ενεργειακά φωτόνια ενέργειας E_γ δίνεται από την σχέση:

$$\dot{D}_{\gamma,\infty} = \frac{c E_\gamma}{2\rho} \quad 3.5.1_6$$

3.5.2 Πραγματική κατανομή της συγκέντρωσης στο νέφος

Οι υποθέσεις για άπειρες διαστάσεις νέφους και ομογενής συγκέντρωση ενεργότητας για την εξαγωγή των εξισώσεων (3.5.1_5) και (3.5.1_6), μπορεί να εφαρμοστεί σε ένα ατμοσφαιρικό μοντέλο για αρκετά μεγάλες αποστάσεις από την πηγή. Ωστόσο, σε μικρές αποστάσεις από την πηγή και /ή σε περιπτώσεις σύνθετης τοπογραφία όπου το νέφος είναι έντονα ανομοιογενές, η προσέγγιση άπειρου νέφους

των εξισώσεων (3.5.1_5) και (3.5.1_6) οδηγεί σε σημαντική υπερεκτίμηση του ρυθμού δόσης ακτινοβολίας γάμμα. Στις περιπτώσεις αυτές, το ολοκλήρωμα στην εξίσωση (3.5.1_1) πρέπει να υπολογιστεί αριθμητικά. Αυτό είναι υπολογιστικά πολύ ακριβό, ειδικά σε 3-D μοντέλα ατμοσφαιρικής διασποράς. Για αυτό το λόγο έχει αναπτυχθεί μια μέθοδος που απλοποιεί την σχέση (3.5.1_1). Η μέθοδος στηρίζεται στην μελέτη του Gorshkov et al. (1995) [13] και έχει επεκταθεί για εφαρμογή σε ένα Lagrangian puff μοντελο διασποράς [12]. Ο παράγοντας επαυξήσεως (build-up factor) εκφράζεται μέσω του γραμμικού διαφορικού τελεστή $\hat{B} = 1 - \kappa \mu (\partial/\partial \mu)$. Μπορεί εύκολα να αποδειχθεί ότι $\hat{B}e^{-\mu r} = Be^{-\mu r}$. Επομένως η εξίσωση (3.5.1_1) μπορεί να γραφεί:

$$\Phi(x_0, y_0, z_0) = \frac{1}{4\pi} \hat{B} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-\mu r} c(x, y, z)}{r^2} dx dy dz \quad 3.5.2_1$$

Σε ένα μοντέλο διασποράς τύπου Lagrange το ραδιενεργό νέφος περιγράφεται ως ένας αρκετά μεγάλος αριθμός puffs. Η συγκέντρωση ενεργότητας ενός puff με συντεταγμένες του κέντρου του puff (x_p, y_p, z_p) και με τυπική απόκλιση $(\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$, περιγράφεται σύμφωνα με την παρακάτω σχέση:

$$c(x, y, z) = \frac{Q}{(2\pi)^{3/2} \sigma_x \sigma_y \sigma_z} \exp\left[-\frac{(x-x_p)^2}{2\sigma_x^2}\right] \exp\left[-\frac{(y-y_p)^2}{2\sigma_y^2}\right] \exp\left[-\frac{(z-z_p)^2}{2\sigma_z^2}\right] \quad 3.5.2_2$$

όπου,

Q είναι το φορτίο του puff (Bq).

Εκτελούμε μια μεταφορά και στροφή στο σύστημα αξόνων έτσι ώστε η αρχή των αξόνων να συμπίπτει με το κέντρο του (x_p, y_p, z_p) και ο z -άξονας περνά από το σημείο υποδοχέα (x_0, y_0, z_0) . Έτσι οι συντεταγμένες των puffs θα γίνουν $(x_p, y_p, z_p) = (0, 0, 0)$ και οι συντεταγμένες του σημείου υποδοχέα γίνονται $(x_0, y_0, z_0) = (0, 0, h)$, όπου h η απόσταση μεταξύ του σημείου υποδοχέα και του κέντρου του puff. Επιπλέον, στο νέο σύστημα συντεταγμενων, το puff έχει διαστάσεις

$(\sigma'_x, \sigma'_y, \sigma'_z)$. Η συγκέντρωση σε κάθε σημείο των νέων συντεταγμένων (x', y', z') είναι:

$$c(x', y', z') = \frac{Q}{(2\pi)^{3/2} \sigma'_x \sigma'_y \sigma'_z} \exp\left[-\frac{x'^2}{2\sigma_x'^2}\right] \exp\left[-\frac{y'^2}{2\sigma_y'^2}\right] \exp\left[-\frac{z'^2}{2\sigma_z'^2}\right] \quad 3.5.2_3$$

Η σχέση της ροής φωτονίων σε ένα σημείο στο νέο σύστημα συντεταγμένων εξάγεται αντικαθιστώντας την σχέση (3.5.2_3) στην (3.5.2_1):

$$\Phi(0,0,h) = \frac{1}{4\pi} \frac{Q}{(2\pi)^{3/2} \sigma'_x \sigma'_y \sigma'_z} \hat{B} \int_{-\infty}^{+\infty} \int \int \frac{\exp(-\mu r)}{r^2} \exp\left[-\frac{x'^2}{2\sigma_x'^2}\right] \exp\left[-\frac{y'^2}{2\sigma_y'^2}\right] \exp\left[-\frac{z'^2}{2\sigma_z'^2}\right] dx' dy' dz' \quad 3.5.2_4$$

όπου,

$$r^2 = x'^2 + y'^2 + (z' - h)^2.$$

Στη συνέχεια εφαρμόζεται η παρακάτω ολοκληρωτική μορφή [13] :

$$\begin{aligned} \frac{\exp(-\mu r)}{r^2} &= \int_0^{\infty} \exp(-r^2 s) \operatorname{erfc}\left(\frac{\mu}{2\sqrt{s}}\right) ds = \\ &= \int_0^{\infty} \exp(-x'^2 s) \exp(-y'^2 s) \exp(-(z' - h)^2 s) \operatorname{erfc}\left(\frac{\mu}{2\sqrt{s}}\right) ds \end{aligned} \quad 3.5.2_5$$

όπου,

erfc συμβολίζει την συμπληρωματική συνάρτηση σφάλματος

$$\operatorname{erfc}(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_z^{\infty} \exp(-t^2) dt = 1 - \operatorname{erf}(z).$$

Η παράσταση (3.5.2_5) έχει ως σκοπό να μειώσει την πολλαπλότητα του ολοκληρώματος της σχέσης (3.5.2_4). Πράγματι, μετά την εφαρμογή της σχέσης (3.5.2_5) το ολοκλήρωμα της εξίσωσης (3.5.2_4) γράφεται ως εξής:

$$\Phi(0,0,h) = \frac{1}{4\pi} Q \hat{B} \int_0^{\infty} \operatorname{erfc}\left(\frac{\mu}{2\sqrt{s}}\right) R_x(s) R_y(s) R_z(s) ds \quad 3.5.2_6$$

όπου τα παρακάτω ολοκληρώματα μπορούν να υπολογιστούν αναλυτικά:

$$R_x(s) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp\left[-x'^2 s - x'^2/(2\sigma_x'^2)\right]}{\sqrt{2\pi}\sigma_x'} dx' = \frac{1}{\sqrt{1+2s\sigma_x'^2}} \quad 3.5.2_7$$

$$R_y(s) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp\left[-y'^2 s - y'^2/(2\sigma_y'^2)\right]}{\sqrt{2\pi}\sigma_y'} dy' = \frac{1}{\sqrt{1+2s\sigma_y'^2}} \quad 3.5.2_8$$

$$R_z(s) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp\left[-(z'-h)^2 s - z'^2/(2\sigma_z'^2)\right]}{\sqrt{2\pi}\sigma_z'} dz' = \frac{\exp\left[-h^2 s/(1+2s\sigma_z'^2)\right]}{\sqrt{1+2s\sigma_z'^2}} \quad 3.5.2_9$$

Με τον τρόπο αυτό οι μεταβλητές του ολοκληρώματος της ροής φωτονίων έχουν μειωθεί σε μια.

Για λόγους υπολογιστικούς, το επόμενο βήμα είναι ένας μετασχηματισμός

$$h^2 s = \omega^2 \Rightarrow ds = \frac{2\omega}{h^2} d\omega \quad 3.5.2_10$$

αυτός ο μετασχηματισμός εφαρμόζεται για να εκφραστεί το ολοκλήρωμα στην εξίσωση (3.5.2_6) σε σχέση με τις παραμέτρους μh , h/σ_x' , h/σ_y' , h/σ_z' , που συνδέονται με την απόσταση των ruffs από το σημείο υποδοχέα και τις διαστάσεις των ruffs. Με τον μετασχηματισμό αυτόν οι παράγοντες του ολοκληρώματος (3.5.2_6) γίνονται:

$$\operatorname{erfc}\left[\mu/(2\sqrt{s})\right] = \operatorname{erfc}[\mu h/(2\omega)] \quad 3.5.2_11$$

$$R_x(s) = \frac{1}{(\sigma_x'/h)\sqrt{(h/\sigma_x')^2 + 2\omega^2}} \quad 3.5.2_12$$

$$R_y(s) = \frac{1}{(\sigma_y'/h)\sqrt{(h/\sigma_y')^2 + 2\omega^2}} \quad 3.5.2_13$$

$$R_z(s) = \frac{\exp\left[-\omega^2/(1+2\omega^2/(h/\sigma_z')^2)\right]}{(\sigma_z'/h)\sqrt{(h/\sigma_z')^2 + 2\omega^2}} \quad 3.5.2_14$$

Αντικαθιστώντας την σχέση (3.5.2_10) και την (3.5.2_11 – 3.5.2_14) στην σχέση (3.3.2_6) η ροή φωτονίων ενός ραδιενεργού puff εκφράζεται :

$$\Phi(0,0,h) = \frac{1}{4\pi} \frac{Q}{\sigma'_x \sigma'_y \sigma'_z} \hat{B} \int_0^{\infty} \operatorname{erfc}\left(\frac{\mu h}{2\omega}\right) \frac{1}{\sqrt{(h/\sigma'_x)^2 + 2\omega^2}} \frac{1}{\sqrt{(h/\sigma'_y)^2 + 2\omega^2}} \frac{1}{\sqrt{(h/\sigma'_z)^2 + 2\omega^2}} \exp\left[-\omega^2 / \left(1 + 2\omega^2 / (h/\sigma'_z)^2\right)\right] 2\omega d\omega \quad 3.5.2_15$$

Το τελευταίο βήμα είναι η εφαρμογή του διαφορικού τελεστή $\hat{B} = 1 - \kappa \mu (\partial / \partial \mu)$. Ο τελεστής ουσιαστικά εφαρμόζεται μόνο στον όρο της συμπληρωματικής συνάρτησης σφάλματος που περιέχει μ :

$$\hat{B} \operatorname{erfc}\left(\frac{\mu h}{2\omega}\right) = \operatorname{erfc}\left(\frac{\mu h}{2\omega}\right) - \kappa \mu \frac{\partial}{\partial \mu} \left[\operatorname{erfc}\left(\frac{\mu h}{2\omega}\right) \right] = \operatorname{erfc}\left(\frac{\mu h}{2\omega}\right) + \kappa \mu \frac{h}{2\omega} \operatorname{erfp}\left(\frac{\mu h}{2\omega}\right) \quad 3.5.2_16$$

όπου,

erfp η πρώτη παράγωγος της συνάρτησης σφάλματος

$$\operatorname{erfp}(z) \equiv \frac{d}{dz} \operatorname{erf}(z) = -\frac{d}{dz} \operatorname{erfc}(z)$$

μετά την εφαρμογή της σχέσης (3.5.2_16) στην (3.5.2_15) η τελική μορφή της σχέσης της ροής φωτονίων είναι η εξής:

$$\Phi(0,0,h) = \frac{1}{4\pi} \frac{Q}{\sigma'_x \sigma'_y \sigma'_z} \frac{1}{\mu} (A_1 + \kappa A_2) \quad 3.5.2_17$$

όπου,

$$A_1 = \mu h \int_0^{\infty} 2\omega \operatorname{erfc}\left(\frac{\mu h}{2\omega}\right) \frac{1}{\sqrt{(h/\sigma'_x)^2 + 2\omega^2}} \frac{1}{\sqrt{(h/\sigma'_y)^2 + 2\omega^2}} \frac{1}{\sqrt{(h/\sigma'_z)^2 + 2\omega^2}} \exp\left[-\omega^2 / \left(1 + 2\omega^2 / (h/\sigma'_z)^2\right)\right] d\omega \quad 3.5.2_18$$

$$A_2 = (\mu h)^2 \int_0^{\infty} \operatorname{erfp}\left(\frac{\mu h}{2\omega}\right) \frac{1}{\sqrt{(h/\sigma'_x)^2 + 2\omega^2}} \frac{1}{\sqrt{(h/\sigma'_y)^2 + 2\omega^2}} \frac{1}{\sqrt{(h/\sigma'_z)^2 + 2\omega^2}} \exp\left[-\omega^2 / \left(1 + 2\omega^2 / (h/\sigma'_z)^2\right)\right] d\omega \quad 3.5.2_19$$

Οι εξισώσεις (3.5.2_17) και (3.5.2_18, 3.5.2_19) είναι οι τελικές σχέσεις που εκφράζουν την ροή φωτονίων σε ένα σημείο ενός ραδιενεργού puff. Έτσι, ο υπολογισμός της ροής φωτονίων ενός ραδιενεργού puff i εκφράζεται ως εξής:

$$\Phi_i(0,0,h_i) = \frac{1}{4\pi} \frac{Q_i}{\sigma'_{xi}\sigma'_{yi}\sigma'_{zi}} \frac{1}{\mu} (A_1 + \kappa A_2) \quad 3.5.2_20$$

Τα ολοκληρώματα (3.5.2_18, 3.5.2_19), παρόλο που είναι 1-dimensional, εξακολουθούν να είναι υπολογιστικά ακριβά, ειδικά στα πλαίσια ενός Lagrangian μοντέλου διασποράς που χρησιμοποιεί ένα μεγάλο αριθμό puffs (αριθμό της τάξης 10^3 με 10^5). Η ροή φωτονίων πρέπει να υπολογιστεί σε κάθε σημείο του πλέγματος για όλα τα puff που βρίσκονται στον υπολογιστικό χώρο.

Για να ξεπεραστεί η δυσκολία αυτή, τα ολοκληρώματα A_1 και A_2 (3.5.2_18, 3.5.2_19) έχουν προ υπολογιστεί για ένα εύρος τιμών των παραμέτρων μh , h/σ'_x , h/σ'_y , h/σ'_z . Ο αριθμός των τιμών για κάθε μια από τις παραμέτρους είναι 26. Οι τιμές είναι: για μh 10^{-4} , επόμενη 10^{-3} , για h/σ'_x , h/σ'_y , h/σ'_z 10^{-3} , επόμενη 10^{-2} . Στη συνέχεια τα βήματα για να υπολογιστούν οι επόμενες τιμές αυξάνονται κατά ένα παράγοντα του 1.4 για μh και 1.5 για h/σ'_x , h/σ'_y , h/σ'_z . Οι μέγιστες τιμές είναι: της παραμέτρου μh 10.12, των παραμέτρων h/σ'_x , h/σ'_y , h/σ'_z 454.5.

Οι προ υπολογισμένες τιμές των ολοκληρωμάτων έχουν αποθηκευτεί σε ένα αρχείο της μορφής 4-dimension πινάκων και διαβάζονται στην αρχή μιας προσομοίωσης του DIPCOT. Οι τιμές των παραμέτρων μh , h/σ'_x , h/σ'_y , h/σ'_z έχουν επίσης προ αποθηκευτεί και διαβαστεί στην αρχή μιας προσομοίωσης του DIPCOT. Κάθε φορά που η ροή φωτονίων πρέπει να υπολογιστεί από τη σχέση (3.3.2_17), εκτελείται μια γραμμική παρεμβολή για τις συγκεκριμένες τιμές των παραμέτρων μh , h/σ'_x , h/σ'_y , h/σ'_z . Ο υπολογισμός αυτός είναι πολύ γρήγορος και έτσι έχουμε αποτελέσματα σε πολύ λιγότερο υπολογιστικό χρόνο.

Για να ληφθεί υπόψη το γεγονός ότι εκπέμπονται περισσότερα από ένα φωτόνια με διαφορετικές ενέργειες ανά ραδιενεργή διασπαση, οι ενέργειες χωρίζονται σε 4 ομάδες [14] (Thykie-Nielsen et al., 1995). Οι ομάδες με τις

ονομαστικές τους ενέργειες και το εύρος τιμών των ενεργειών δίνονται στον πίνακα (3.5.2_1).

Group	$E_{\gamma,nom}$ (MeV)	Energy range (MeV)
1	0.2	≤ 0.35
2	0.5	$> 0.35 \dots 0.75$
3	1.0	$> 0.75 \dots 1.5$
4	2.0	> 1.5

Πίνακας 3.5.2_1

Η ενέργεια που εκπέμπεται ανά διάσπαση σε κάθε μια από τις 4 ομάδες των ραδιονουκλιδίων που μας αφορούν δίνονται ως δεδομένα εισόδου στο DIPCOT.

Ο αριθμός των «ισοδύναμων φωτονίων» $f_{ig,nu}$ που εκπέμπονται ανά διάσπαση σε κάθε ομάδα ig (π.χ, με ενεργεια ίση με την ονομαστική ενέργεια της κάθε ομάδας) για το ραδιενεργό νουκλίδιο nu υπολογίζεται:

$$f_{ig,nu} = \frac{E_{\gamma,ig,nu}}{E_{\gamma,nom,ig}} \quad 3.5.2_21$$

Ο ρυθμός δόσης ακτινοβολίας- γ στον αέρα τελικά υπολογίζεται ως το άθροισμα όλων των puffs, όλων των ραδιονουκλιδίων και των τεσσάρων ενεργειακών ομάδων, όπως στη συνέχεια:

$$\dot{D}_{\gamma} = \sum_{i=1}^{N_p} \sum_{nu=1}^{N_{nucl}} \sum_{ig=1}^4 f_{ig,nu} \frac{\mu_{\alpha,ig} E_{\gamma,nom,ig}}{\rho} \Phi_{i,nu,ig} \quad 3.5.2_22$$

όπου,

N_p ο συνολικός αριθμός των puffs, N_{nucl} ο συνολικός αριθμός των ραδιονουκλιδίων, και η ροή φωτονίων είναι:

$$\Phi_{i,nu,ig} = \frac{1}{4\pi} \frac{Q_{n,nu}}{\sigma'_{x,i} \sigma'_{y,i} \sigma'_{z,i}} \frac{1}{\mu_{ig}} (A_{1,i,ig} + \kappa_{ig} A_{2,i,ig}) \quad 3.5.2_23$$

ΑΝΑΦΟΡΕΣ

1. D.J. Thomson, 1987. Criteria for the selection of stochastic models of particle trajectories in turbulent flows, *J. Fluid Mech.*, 180, 529-556.
2. A.K Luhar and W.H. Rao, 1993. Random walk model studies of the transport and diffusion of pollutants in katabatic flows, *Bound. Layer Meteorol.*, 66, 395-412.
3. B.L. Sawford and M.S. Borgas, 1991. On the continuity of stochastic models for the Lagrangian velocity in turbulence, *Physica D*, 76, 297- 311.
4. A.S Monin and A.M. Yaglom, 1975. Statistical Fluid Mechanics, Vol. 2, MIT Press, Cambridge MA.
5. D.J. Wilson, B. Sawford, 1996. Review of the stochastic models for trajectories in the turbulent atmosphere, *Bound. Layer Meteorol.*, 78, 191 -210.
6. A.K. Luhar and R.E. Britter, 1989. A random walk model for dispersion in inhomogeneous turbulence in a convective boundary, *Atmos. Environ.*, 23, 1991 - 1924.
7. A.N. Kolmogorov, 1941. The Local Structure of Turbulence in Incompressible Viscous Fluid for Very Large Reynolds Numbers, *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, 30.
8. J.H. Baerentsen and R. Berkowicz, 1984. Monte Carlo simulation of plume dispersion in the convective boundary layer, *Atmos. Environ.*, 18, 701- 712.
9. K. Pearson, 1894. Contributions to the Mathematical Theory of Evolution, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 185(1), 71-110.
10. M.S. Borgas and B.L. Sawford, 1994. A family of stochastic models for two-particle dispersion in isotropic homogeneous stationary turbulence, *J. Fluid Mech.*, 279, 69-99.
11. S. Andronopoulos, S. Davakis, J. Bartzis, 2009. RODOS DIPCOT model description and evaluation. RODOS report RODOS(RA)-TN(09)-01 . – 27p. (available at www.rodos.fzk.de)
12. S. Andronopoulos and J.G. Bartzis, 2010. Gamma radiation dose calculation method for Lagrangian-puff atmospheric dispersion models used in real-time

- emergency response systems. *Journal of Radiological Protection Vol.30(4)*, pp. 747-759.
13. V.E. Gorshkov, I.P. Karmazin, and V.I. Tarasov, 1995. "Reduced Integral Solutions for Gamma Absorbed Dose from Gaussian Plume", *Health Phys.* 69(2), pp. 210-218
 14. S. Thykier-Nielsen, S. Deme and E. Láng, 1995. "Calculation Method for Gamma Dose Rates from Gaussian Puffs", Report Risø-R-775(EN)
 15. E. Davakis, S.G Nychas, S. Andronopoulos and J.G. Bartzis, 2003. Validation study of the Lagrangian dispersion particle model DIPCOT over complex topographies using different concentration calculation methods, *Int. J. Environment and Pollution*, 20, Nos 1-6, 33-46.
 16. T. Yamada and S. Bunker, 1988. Development of a nested grid, second moment turbulence closure model and application to the 1982 ASCOT Brush Creek data simulation, *J. Appl. Meteor.*, 27, 562-578.
 17. G.I. Taylor, 1921. Diffusion by continuous movements, *Proc. Lond. Math. Soc.*, 20, 196.
 18. S. Andronopoulos, E. Davakis, N. Gounaris, J.G. Bartzis, S.G. Nychas, 2005. Dispersion modelling of radioactive pollutants: Application of the 'Demokritos' Transport code system for Complex Terrain (DETRACT) to the Hanford Purex scenario. *International journal of Environment and Pollution*, 25 (1-4), pp. 33-47
 19. E. Davakis, S. Andronopoulos, I. Kovalets, N. Gounaris, J.G. Bartzis, S.G. Nychas, 2007. Data assimilation in meteorological pre-processors: Effects on atmospheric dispersion simulations. *Atmospheric Environment*, 41 (14), pp. 2917-2932
 20. E. Davakis, S. Andronopoulos, G.A. Sideridis, E.G. Kastrinakis, S.G. Nychas, J.G. Bartzis, 2005. Evaluation of the Lagrangian particle dispersion model DIPCOT against data from wind tunnel simulations of quasi two-dimensional turbulent flow. *International journal of Environment and Pollution*, 24 (1-4), pp. 114-126

21. Thykier Nielsen S., Deme S., Mikkelsen T., Description of the Atmospheric Dispersion Module RIMPUFF. RODOS report WG2_TN98_02 (1998) (<http://www.rodos.fzk.de>)

Κεφάλαιο 4

ΑΝΑΠΤΥΞΗ ΜΕΘΟΔΟΥ ΑΦΟΜΟΙΩΣΗΣ ΠΑΡΑΤΗΡΗΣΕΩΝ ΚΑΙ ΕΦΑΡΜΟΓΗ ΣΤΟ ΜΟΝΤΕΛΟ “DIPCOΤ”

Τίποτα δεν είναι τόσο πρακτικό όσο η Θεωρία.

J. Robert Oppenheimer (1904–1967)

4.1 ΟΡΙΣΜΟΣ ΤΟΥ ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΟΣ ΚΑΙ ΜΕΘΟΔΟΣ ΛΥΣΗΣ

Εξετάζουμε το πρόβλημα μοντελοποίησης της ατμοσφαιρικής διασποράς για το χρονικό διάστημα $(0, T)$. Υποθέτουμε ότι, κατά το χρονικό διάστημα αυτό, διαθέτουμε μετρήσεις από K σταθμούς μέτρησης που βρίσκονται στα χωρικά σημεία $\vec{r}^k = (x^k, y^k, z^k)^T$, $1 \leq k \leq K$. Υποθέτουμε επίσης, ότι έχουμε έκλυση από την πηγή κατά το χρονικό διάστημα $(0, T_s)$, $T_s \leq T$. Ορίζουμε τις μετρήσεις της συγκέντρωσης ή οι μετρήσεις του ρυθμού δόσης γ -ακτινοβολίας την χρονική στιγμή t από τον k -th σταθμό ως $d_k^o(t)$. Οι διαθέσιμες μετρήσεις κατά το χρονικό διάστημα $(0, T)$ θα χρησιμοποιηθούν για να βελτιώσουν τα δεδομένα εισόδου που υπάρχει μεγάλη αβεβαιότητα για την τιμή τους κάτι που οδηγεί άμεσα στην βελτίωση των αποτελεσμάτων της προσομοίωσης.

Οι ρυθμιζόμενες μεταβλητές (δηλ. Οι μεταβλητές που υπάρχει η μεγαλύτερη αβεβαιότητα για την τιμή τους - μεταβλητές ελέγχου) της διαδικασίας Αφομοίωσης συνθέτουν το διάνυσμα ελέγχου $\bar{\psi}$ (προσέγγιση μέσω λογισμού των μεταβολών). Στα Συστήματα Αντιμετώπισης Έκτακτης Ανάγκης ο σημαντικότερος παράγοντας αβεβαιότητας είναι ο ρυθμός έκλυσης της επικίνδυνης ουσίας. Συνεπώς το διάνυσμα ελέγχου αποτελείται από τις τιμές της έντασης της πηγής (ρυθμό έκλυσης) κατά τις χρονικές στιγμές έκλυσης των puffs:

$$\bar{\psi}^T = (q_1, \dots, q_{N_p}) = \bar{q}^T \quad 4.1_1$$

Το πρόβλημα Αφομοίωσης δεδομένων μετασχηματίζεται σε πρόβλημα βέλτιστου ελέγχου ελαχιστοποίησης της συνάρτησης κόστους ως προς διάνυσμα ελέγχου $\bar{\psi}$ [1]

$$J = (\bar{d}^o - \bar{d}^M)^T \underline{\underline{O}}^{-1} (\bar{d}^o - \bar{d}^M) + (\bar{\psi} - \bar{\psi}^b)^T \underline{\underline{B}}^{-1} (\bar{\psi} - \bar{\psi}^b) \quad 4.1_2$$

όπου,

$\bar{\psi}^B$ είναι η πρώτη εκτίμηση του διανύσματος ελέγχου,

$\underline{\underline{O}}$, $\underline{\underline{B}}$ είναι πινάκες συνδιακύμανσης των σφαλμάτων των παρατηρήσεων και των σφαλμάτων της πρώτης εκτίμησης αντίστοιχα.

Το Διάνυσμα $\bar{d}^o \in R^{N_o K}$ αποτελείται από τις μετρήσεις της συγκέντρωσης ή τις μετρήσεις του ρυθμού δόσης γ-ακτινοβολίας, $d^o(n, k)$, που μετρήθηκαν σε κάθε υποδιάστημα Δt_n από τον k -th σταθμό. Τα στοιχεία του d^o ταξινομούνται διαδοχικά ως εξής:

$$d_l^o = d_{(n-1)K+k}^o = d^o(n, k) \quad 4.1_3$$

Το διάνυσμα \bar{d}^M αποτελείται από τις υπολογισμένες δόσεις γ-ακτινοβολίας ή από τις υπολογισμένες συγκεντρώσεις στους K σταθμούς κατά τα χρονικά διαστήματα N .

Το διάνυσμα κατάστασης (state vector) του μοντέλου αποτελείται από τις συντεταγμένες των puffs και τα φορτία τους. Όπως θα αποδειχθεί παρακάτω, εάν το διάνυσμα ελέγχου απαρτίζεται από τις τιμές της έντασης της πηγής που αντιστοιχούν

σε κάθε ruff ($\bar{\Psi} = \bar{q}$) τότε συνδέεται με τις υπολογισμένες συγκεντρώσεις ή με τις υπολογισμένες δόσεις γ-ακτινοβολίας ως εξής:

$$\bar{d}^M = \underline{\underline{G}}\bar{\psi} \quad 4.1_4$$

όπου ο πίνακας $\underline{\underline{G}}$ με διαστάσεις $(N \cdot K \times N_p)$ συνδέει τις υπολογισμένες μετρήσεις του μοντέλου \bar{d}^M με τις μεταβλητές ελέγχου $\bar{\psi}$. Όπως θα αποδειχθεί στη συνέχεια οι συγκεντρώσεις/δόσεις γ-ακτινοβολίας συνδέονται γραμμικά με τις τιμές της έντασης της πηγής. Σε κάποιες πιο γενικές περιπτώσεις εάν το διάνυσμα ελέγχου δεν περιλαμβάνει μόνο την ένταση της πηγής, αλλά και άλλες παραμέτρους (π.χ. αρχικές συντεταγμένες των τολυπών κλπ) τότε οι υπολογισμένες συγκεντρώσεις / δόσεις γ-ακτινοβολίας δεν θα συνδέονται πλέον γραμμικά με το διάνυσμα ελέγχου.

Έτσι, η ελαχιστοποίηση της συνάρτησης (4.1_2) είναι ένα πρόβλημα γραμμικής παλινδρόμησης [2]. Προκειμένου να εξασφαλιστούν οι θετικές λύσεις για τις τιμές της έντασης της πηγής το πρόβλημα ελαχιστοποίησης πρέπει να συμπληρωθεί με τον περιορισμό:

$$\bar{\psi} \geq 0 \quad 4.1_5$$

4.1.1 Οι Πίνακες Συνδιακύμανσης

Στην παρούσα εργασία τα σφάλματα της πρώτης εκτίμησης (Background error) του ρυθμού έκλυσης και των μετρήσεων θεωρήθηκαν ασυσχέτιστα. Συνεπώς οι πίνακες συνδιακύμανσης θεωρήθηκαν διαγώνιοι, με τις τιμές της διαγωνίου να αντιπροσωπεύουν τα μέσα τετραγωνικά σφάλματα της πρώτης εκτίμησης του ρυθμού έκλυσης και των μετρήσεων.

Το σφάλμα της πρώτης εκτίμησης (Background error) θεωρήθηκε σταθερό και ίσο με σ_B^2 . Έτσι:

$$\underline{\underline{B}} = \sigma_B^2 \mathbf{I} \quad 4.1.1_1$$

Όσο για τα σφάλματα των μετρήσεων δύο περιπτώσεις εξετάστηκαν. Στην πρώτη περίπτωση τα σφάλματα των παρατηρήσεων θεωρήθηκαν σταθερά:

$$O = \sigma_o^2 I \quad 4.1.1_2$$

όπου,

σ_o^2 το σφάλμα της μέσης τετραγωνικής ρίζας των μετρήσεων. Στη δεύτερη περίπτωση τα σφάλματα των παρατηρήσεων σ_o^2 θεωρήθηκαν ανάλογα με την μετρούμενη συγκέντρωση [3] :

$$\sigma_{o,nk}^2 = (a C_{nk}^o)^2, \quad 1 \leq n \leq N, \quad 1 \leq k \leq K \quad 4.1.1_3$$

Έτσι:

$$O = a^2 \bar{I} d^o \quad 4.1.1_4$$

ή σε αναλυτική μορφή:

$$O = \begin{pmatrix} \sigma_{o,11}^2 & & & \\ & \ddots & & \\ & & \ddots & \\ & & & \sigma_{o,NK}^2 \end{pmatrix} = a^2 \begin{pmatrix} (C_{11}^o)^2 & & & \\ & \ddots & & \\ & & \ddots & \\ & & & (C_{NK}^o)^2 \end{pmatrix} = a^2 \bar{I} d^o = a^2 C_{new} \quad 4.1.1_5$$

Και στις δύο περιπτώσεις, η λύση του προβλήματος ελαχιστοποίησης όπως θα αποδείξουμε στην ενότητα (4.4.1) εξαρτάται από μία μόνο παράμετρο. Στην περίπτωση όπου το σφάλμα της παρατήρησης θεωρείται σταθερό, η μόνη παράμετρος η οποία ελέγχει τη λύση του προβλήματος ελαχιστοποίησης είναι:

$$r = \sigma_B^2 / \sigma_o^2 \quad 4.1.1_6$$

Στην περίπτωση όπου τα σφάλματα των παρατηρήσεων θεωρούνται ανάλογα της συγκέντρωσης των μετρήσεων η παράμετρος αυτή ορίζεται ως εξής:

$$r_{mod} = a^2 / \sigma_B^2 \quad 4.1.1_7$$

Αυτές οι παράμετροι σφάλματος αντικατοπτρίζουν φυσικές πληροφορίες σχετικά με την ποιότητα των μετρήσεων και των a priori πληροφοριών των πρώτων εκτιμήσεων των ρυθμιζόμενων παραμέτρων και μετρήσεων. Μικρότερη τιμή των παραμέτρων r, r_{mod} δίνει μεγαλύτερη βαρύτητα στις μετρήσεις. Εναλλακτικά, μπορούν να θεωρηθούν ως παράμετροι ομαλοποίησης που μπορούν να ρυθμιστούν χρησιμοποιώντας διάφορες ευρετικές μεθόδους (heuristic methods).

Το πρόβλημα ελαχιστοποίησης (4.1_2), (4.1_5) λύθηκε με τη χρήση δύο εναλλακτικών μεθόδων, που παρουσιάζονται στις ενότητες (4.4.1) και (4.4.2).

4.2 ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΠΙΝΑΚΑ-G

Ο πίνακας $\underline{\underline{G}}$ με διαστάσεις $(N \cdot K \times N_p)$ συνδέει τις υπολογισμένες μετρήσεις του μοντέλου \bar{d}^M με τις μεταβλητές ελέγχου $\bar{\psi}$ (σχέση 4.1_4). Η μεθοδολογία Αφομοίωσης που αναπτύχθηκε στην ενότητα (4.1) θα εφαρμοστεί για την εκτίμηση του ρυθμού έκλυσης με Αφομοίωση Παρατηρήσεων:

- Συγκέντρωσης και ,
- Ρυθμού δόσης γ-ακτινοβολίας

Έτσι, ο πίνακας $\underline{\underline{G}}$ πρέπει να υπολογιστεί και στις δυο περιπτώσεις. Στην μεθοδολογία Αφομοίωσης Παρατηρήσεων συγκέντρωσης θα χρησιμοποιείται ο συμβολισμός $\underline{\underline{G}}^c$ για τον πίνακα $\underline{\underline{G}}$, ενώ σε συζητήσεις που αφορούν την Αφομοίωση Παρατηρήσεων του ρυθμού δόσης γ-ακτινοβολίας θα χρησιμοποιείται ο συμβολισμός $\underline{\underline{G}}^d$.

4.2.1 Αφομοίωση Παρατηρήσεων Συγκέντρωσης

Στην περίπτωση της εκτίμησης του ρυθμού έκλυσης με Αφομοίωση μετρήσεων συγκέντρωσης ο πίνακας $\underline{\underline{G}}$ με διαστάσεις $(N \cdot K \times N_p)$ συνδέει τις υπολογισμένες από το μοντέλο συγκεντρώσεις \bar{d}^M με το διάνυσμα ελέγχου \bar{q} .

Οι συγκεντρώσεις συνδέονται με το διάνυσμα ελέγχου σύμφωνα με τον τύπο:

$$\bar{d}^M = \underline{\underline{G}}^c \cdot \bar{q} \quad 4.2.1_1$$

Τότε η εξίσωση (4.1_4) μπορεί να γραφεί ως εξής:

$$\bar{d}_{n,k} = \sum_{p=1}^{N_p} f_{p,n,k} \times q_p \quad 4.2.1_2$$

όπου σύμφωνα με την εξίσωση (3.4_1):

$$f_{p,n,k} = \left[\frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \frac{\tau\gamma}{\sigma_{xp}^n \sigma_{yp}^n \sigma_{zp}^n} \times \exp(-\lambda(t - (i-1)\tau)) \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{(X_p^n - X_k)^2}{\sigma_{xp}^n}\right) \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{(Y_p^n - Y_k)^2}{\sigma_{yp}^n}\right) \right. \\ \left. \left(\exp\left(-\frac{1}{2} \frac{(Z_p^n - Z_k)^2}{\sigma_{zp}^n}\right) + \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{(Z_p^n + Z_k - 2Z_{gk})^2}{\sigma_{zp}^n}\right) \right) \right] \quad 4.2.1_3$$

Έτσι, εξήχθη ο παρακάτω τύπο με βάση τον οποίο υπολογίζονται τα στοιχεία του πίνακα $\underline{\underline{G}}^c$:

$$g_{(n-1)K+k,p}^c = f_{p,n,k} \quad 4.2.1_4$$

4.2.2 Αφομοίωση Παρατηρήσεων Ρυθμού Δόσης γ-ακτινοβολίας

Στην περίπτωση της εκτίμησης του ρυθμού έκλυσης με Αφομοίωση των μετρήσεων ρυθμού δόσης γ-ακτινοβολίας ο πίνακας $\underline{\underline{G}}$ με διαστάσεις $(N \cdot K \times N_p)$ συνδέει τις υπολογισμένες από το μοντέλο δόσεις γ-ακτινοβολίας \bar{d}^M με το διάνυσμα ελέγχου \bar{q} . Στον κώδικα DIPCOT υπάρχουν δυο μέθοδοι υπολογισμού του ρυθμού δόσης γ-ακτινοβολίας (ενότητα 3.5):

- η μέθοδος που βασίζεται στην προσέγγιση με νέφος ημιαπειρο ομοιόμορφο (mode 1) και
- η μέθοδος πραγματικής κατανομής της συγκέντρωσης στο νέφος (mode 2) [4], [5].

Έτσι ο πίνακας $\underline{\underline{G}}$ πρέπει να υπολογιστεί και για τις δυο μεθόδους υπολογισμού του ρυθμού δόσης γ-ακτινοβολίας του DIPCOT. Στη συνέχεια παρουσιάζεται η διαδικασία εξαγωγής του τύπου για τον υπολογισμό του πίνακα $\underline{\underline{G}}$ για κάθε μια από τις παραπάνω μεθόδους.

4.2.2.1 Προσέγγιση με Νέφος ημί-άπειρο ομοιόμορφο

Όπως προκύπτει από την εξίσωση (3.4_1), η συγκέντρωση σε ένα δεδομένο σύνολο σημείων σχετίζεται γραμμικά με το διάνυσμα ελεγχού \bar{q} σύμφωνα με την εξίσωση (4.2.1_1). Επειδή, σύμφωνα με την εξίσωση (3.5.1_6) στην περίπτωση της προσέγγισης με νέφος ημιαπειρο ο ρυθμός δόσης γ-ακτινοβολίας είναι ανάλογος προς τη συγκέντρωση σε ένα συγκεκριμένο σημείο, ο πίνακας $\underline{\underline{G}}$ μπορεί να υπολογιστεί πολλαπλασιάζοντας το πίνακα $\underline{\underline{G}}^c$ επί μια σταθερά:

$$\bar{d} = \underline{\underline{G}}^d \bar{q} = \frac{1}{2\rho} \left(\sum_{ig=1}^{N_{gr}} E_{\gamma,ig} \right) \underline{\underline{G}}^c \bar{q} \quad 4.2.2.1_1$$

όπου,

N_{gr} ο αριθμός των ενεργειακών ομάδων (συνήθως $N_{gr} = 4$), $E_{\gamma,ig}$ οι ενέργειες που ελευθερώνονται ανά διάσπαση για κάθε μία από τις ενεργειακές ομάδες. Η τιμή της σταθεράς είναι προφανής από την εξίσωση (3.5.1_6). Σημειώστε, ότι, δεδομένου ότι $E_{\gamma,ig}$ εξαρτάται από το νουκλίδιο, η σταθερά εξαρτάται από τον τύπο του νουκλιδίου.

4.2.2.2 πραγματική κατανομή της συγκέντρωσης στο νέφος

Στην περίπτωση του υπολογισμού του ρυθμού δόσης γ-ακτινοβολίας με πραγματική κατανομή της συγκέντρωσης στο νέφος [4],[5] σύμφωνα με τις εξισώσεις (3.5.2_22) - (3.5.2_23) ο υπολογισμός του πίνακα $\underline{\underline{G}}^d$ γίνεται με βάση την ακόλουθη σχέση (για λόγους απλότητας περιγράφεται η περίπτωση ενός νουκλιδίου)

$$g_{i,l}^d = \frac{1}{4\pi} \sum_{ig=1}^4 f_{ig} \frac{\mu_{\alpha,ig} E_{\gamma,ig}}{\rho\mu} \times \frac{[\tau\gamma(t_l, \tau, i) \exp(-\lambda(t_l - (i-1)\tau))]}{\sigma'_{xi} \sigma'_{yi} \sigma'_{zi}} (A_{1,ig,i,l} + \kappa_{ig} A_{2,ig,i,l}) \quad 4.2.2.2_1$$

Εδώ το $g_{i,l}$ είναι στοιχείο του πίνακα $\underline{\underline{G}}^d$, ο δείκτης i υποδηλώνει την αρίθμηση των puffs και ο δείκτης $1 \leq l \leq N \cdot K$ υποδηλώνει μια συγκεκριμένη παρατήρηση σε μια δεδομένη στιγμή. Όλοι οι όροι δεξιά της εξίσωσης (4.2.2.2_1) Εξηγήθηκαν

παραπάνω. Σημειώστε ότι η εξάρτηση των A_1, A_2 στους δείκτες ig, i, l , όπως φαίνεται από την εξίσωση (4.2.2.2_1) αντικατοπτρίζει το γεγονός ότι οι συντελεστές

αυτοί εξαρτώνται από το μέγεθος των ruffs, από την απόσταση από το σημείο υποδοχέα και από τον συντελεστή εξασθένησης.

4.3 Μείωση Διανύσματος Ελέγχου

4.3.1 Ορισμός Προβλήματος

Ο αριθμός των ruffs σε ένα Lagrangian μοντέλο όπως το DIPCOT είναι της τάξης του 10^3 - 10^5 ή και μεγαλύτερος. Έτσι, όταν πραγματοποιείται η μέθοδος Αφομοίωσης Παρατηρήσεων η διάσταση του προβλήματος βελτιστοποίησης μπορεί να γίνει πολύ μεγάλη και αυτό μπορεί να οδηγήσει σε μη ικανοποιητική απόδοση της μεθόδου αφομοίωσης παρατηρήσεων όπως θα αποδειχθεί και στο κεφάλαιο (6).

Επιπλέον, στην περίπτωση του στοχαστικού μοντέλου (ενότητα 3.3) του κώδικα DIPCOT που θεωρεί τυχαίο τον τρόπο μετακίνησης των σωματιδίων, τα στοιχεία του πίνακα \underline{G} γίνονται τυχαίες τιμές (δηλαδή, το ίδιο στοιχείο σε διαφορετική προσομοίωση μπορεί να έχει διαφορετική τιμή). Οι συνήθεις μέθοδοι Αφομοίωσης παρατηρήσεων που βασίζονται στην προσέγγιση μέσω λογισμού των μεταβολών δεν επέτρεπαν την εφαρμογή τους στα πλαίσια Στοχαστικών Lagrangian μοντέλων ατμοσφαιρικής διασποράς.

Έτσι, για να λυθούν τα παραπάνω προβλήματα αναπτύχθηκε στα πλαίσια της διατριβής μια νέα μέθοδος. Η μέθοδος αυτή ονομάστηκε μέθοδος «Μείωσης Διανύσματος Ελέγχου (ΜΔΕ)» (Control Vector Reduction – CVR) και περιγράφεται στην συνέχεια.

4.3.2 Μέθοδος Λύσης

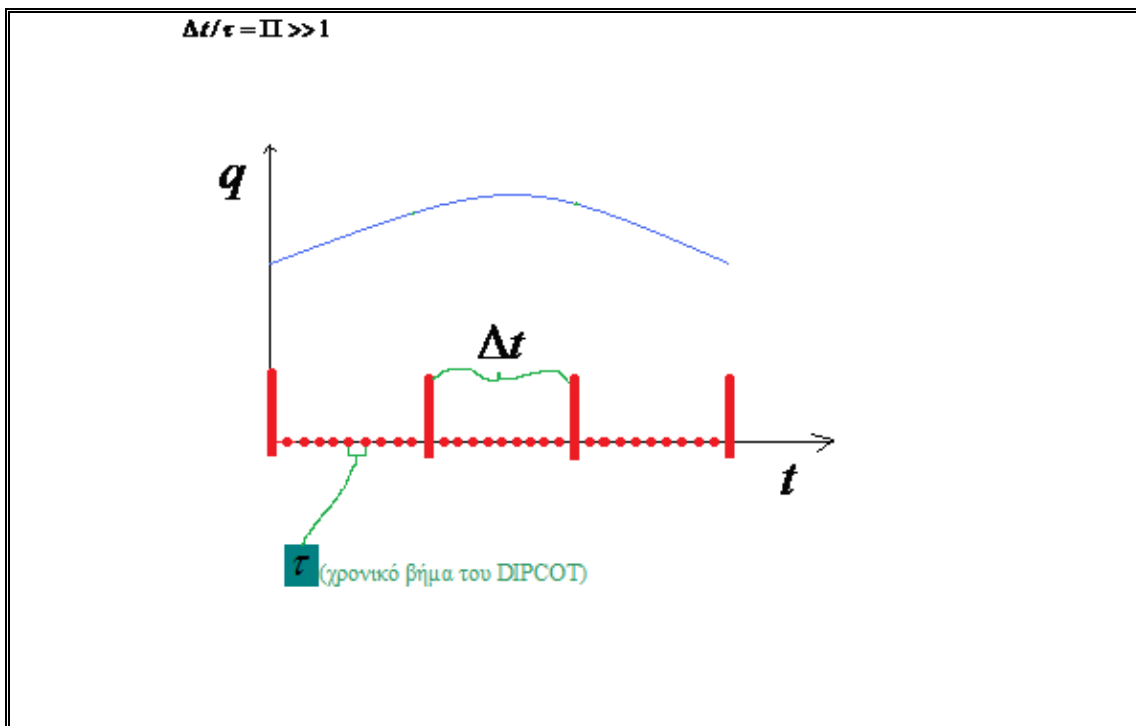
Υποθέτουμε ότι για χρονικό διάστημα Δt ο ρυθμός έκλυσης μπορεί να θεωρηθεί σταθερός με επαρκή ακρίβεια. Σε περιπτώσεις πυρηνικών ατυχημάτων οι τιμές του Δt είναι της τάξης $10^3 - 10^5$ [7]. Την ίδια στιγμή ο κώδικας DIPCOT

χρησιμοποιεί σημαντικά μικρότερο χρονικό βήμα τ μεταξύ των εμφανίσεων των διαδοχικών σωματιδίων (από 0,1 - 100 s), έτσι ώστε, $\Delta t / \tau = \Pi \gg 1$.

Έτσι, μπορούμε να χωρίσουμε την πηγή σε P χρονικά διαστήματα διάρκειας Δt με Π puffs σε κάθε χρονικό διάστημα, έτσι

$$N_p = \Pi \cdot P \quad 4.3.2_1$$

Είναι φανερό πως η τιμή του P εξαρτάται από την επιλογή του χρονικού διαστήματος Δt κατά την διάρκεια του οποίου ο ρυθμός έκλυσης μπορεί να θεωρηθεί σταθερός. Συνεπώς είναι μια ελεύθερη μεταβλητή που εξαρτάται από την κρίση του χρήστη. Να σημειωθεί πως αν $P = 1$, τότε ο ρυθμός έκλυσης θεωρείται σταθερός σε όλη την διάρκεια της έκλυσης.



Εικόνα 4.3.2_1

Σε κάθε χρονικό διάστημα j ($1 \leq j \leq P$) η ένταση της πηγής μπορεί να θεωρηθεί σταθερή και ίση με \tilde{q}_j , όπου \tilde{q}_j είναι οι τιμές που χαρακτηρίζουν την ένταση της πηγής της j -th ομάδας των puffs, και οι οποίες αποτελούν το «μειωμένο διάνυσμα ελέγχου»: $\tilde{\underline{q}}$ μεγέθους P .

Αντί του αρχικού προβλήματος της ελαχιστοποίησης της συνάρτησης (4.1_2) ως προς το διάνυσμα ελέγχου $\bar{\underline{q}}$ που αποτελείται από τις τιμές της έντασης της πηγής

για κάθε ένα σωματίδιο, θα λυθεί το «μειωμένο» πρόβλημα ελαχιστοποίησης όπου η ίδια συνάρτηση θα ελαχιστοποιηθεί ως προς το «μειωμένο» διάνυσμα ελέγχου $\underline{\tilde{q}}$. Ο πίνακας $\underline{\underline{G}}^r$ του «μειωμένου προβλήματος ελαχιστοποίησης έχει διαστάσεις $(N \cdot K \times P)$.

Ο τύπος για τον υπολογισμό των στοιχείων του πίνακα $\underline{\underline{G}}^r$ από τα στοιχεία του πίνακα $\underline{\underline{G}}$ είναι ο εξής:

$$g_{lj}^r = \sum_{m=1}^{\Pi} g_{l((j-1)\Pi+m)}, \forall l, 1 \leq l \leq N_o K, 1 \leq j \leq P \quad 4.3.2_2$$

Έτσι, όταν οι κατανομές των τυχαίων μεταβλητών g_{lp} πληρούν τις συνθήκες του κεντρικού οριακού θεωρήματος (Central Limit Theorem) (που είναι στην πραγματικότητα αρκετά μη περιοριστικές [8]) και έχοντας αρκετά μεγάλο Π , τα αθροίσματα στην εξίσωση (4.3.2_2) συγκλίνουν σε σταθερές τιμές.

Όπως θα αποδειχθεί και στη συνέχεια το γεγονός αυτό επιτρέπει τη χρήση της variational μεθόδου αφομοίωσης δεδομένων, ακόμα και στην περίπτωση των Lagrangian στοχαστικών μοντέλων. Ένα άλλο σημαντικό πλεονέκτημα της ανάπτυξης και χρήσης της τεχνικής της «μείωσης του διανύσματος ελέγχου» CVR, είναι η βελτίωση της υπολογιστικής απόδοσης και της ακρίβειας, λόγω της μείωσης του μεγέθους του διανύσματος ελέγχου κατά ένα παράγοντα του Π .

4.4 ΜΕΘΟΔΟΙ ΕΛΑΧΙΣΤΟΠΟΙΗΣΗΣ

Η μέθοδος Αφομοίωσης ενσωματώθηκε στον κώδικα DIPCOT (Παραρτήματα Π1, Π2). Ο πίνακας \underline{G} υπολογίζεται κατά τη διάρκεια της προσομοίωσης (forward run) στην συνέχεια υπολογίζεται ο «μειωμένος» πίνακας \underline{G}^r και τέλος η αντικειμενική συνάρτηση (4.1_2) ελαχιστοποιείται με τις ακόλουθες διαδικασίες.

4.4.1 Άμεση Μέθοδος

Στις άμεσες μεθόδους λύσης των προβλημάτων ελαχιστοποίησης βρίσκουμε τα στάσιμα σημεία της αντικειμενικής συνάρτησης όπου η παράγωγος της συνάρτησης προς ελαχιστοποίηση μηδενίζεται. Για να γίνει αυτό αρχικά εισάγουμε την έννοια της παραγωγού της συνάρτησης κόστους (4.1_2) σε σχέση με το διάνυσμα ελέγχου \bar{q} και εξάγουμε τις ρητές σχέσεις για την παράγωγο.

Στο σημείο αυτό θα εισαχθούν κάποιοι νέοι ορισμοί. Η μαθηματική διαδικασία στηρίζεται κυρίως στους Orthega και Rheinboldt (1975) [9]. Θα περιγράψει η γενική περίπτωση κατά την οποία οι υπολογισμένες συγκεντρώσεις / δόσεις γ-ακτινοβολίας δεν συνδέονται γραμμικά με το διάνυσμα ελέγχου.

$$\bar{d}^M = \Omega(\bar{x}) \quad 4.4.1_1$$

όπου, ο μη γραμμικός τελεστής $\Omega: D \subset R^n \rightarrow R^m$, λέμε ότι έχει Gato-παράγωγο (G-παράγωγος) στο εσωτερικό σημείο x του D αν υπάρχει γραμμικός τελεστής Ω'_x , που δρα από το R^n στο R^m (Ω'_x είναι πίνακας $m \times n$) για τον οποίο για ένα αυθαίρετο διάνυσμα $h \in R^n$ να ισχύει:

$$\lim_{t \rightarrow 0} \left(\frac{1}{t} \right) \left\| \Omega(x + th) - \Omega(x) - t\Omega'_x h \right\| = 0 \quad 4.4.1_2$$

ο πίνακας Ω'_x ονομάζεται παράγωγος του Ω .

Λέμε ότι ο τελεστής Ω έχει παράγωγο κατά Frechet (F-παράγωγο) στο εσωτερικό σημείο x του D αν υπάρχει γραμμικός τελεστής Ω'_x , που δρα από το R^n στο R^m (A είναι πίνακας $m \times n$) για τον οποίο για ένα τυχαίο διάνυσμα $h \in R^n$ να ισχύει:

$$\lim_{\|h\| \rightarrow 0} \|\Omega(x+h) - \Omega(x) - \Omega'_x h\| = 0 \quad 4.4.1_3$$

Είναι εύκολο να δει κανείς, ότι αν υπάρχει η F- παράγωγος, τότε υπάρχει και η G-παράγωγος. Το αντίθετο δεν ισχύει πάντα.

Ισχύει ο κανόνας της αλυσίδας (chain rule) (ανάλογος με την περίπτωση απλών παραγώγων). Έστω ότι ο μη γραμμικός τελεστής

$$\Omega : D_\Omega \subset R^n \rightarrow R^m \quad 4.4.1_4$$

έχει G- παράγωγο στο σημείο x , και ο μη γραμμικός συντελεστής

$$A : D_A \subset R^m \rightarrow R^p \quad 4.4.1_5$$

έχει F- παράγωγο A' στα σημεία του Ωx . Τότε η σύνδεση τους $Hx = A(\Omega x)$ έχει την G-παράγωγο στο σημείο x :

$$H'_x = A'(\Omega x) \Omega'_x(x) \quad 4.4.1_6$$

Σημειώστε, ότι στην περίπτωση που ο τελεστής Ω είναι γραμμικός (π.χ. πίνακας) έχει και G και F-παράγωγο:

$$\Omega'_x = \Omega \quad 4.4.1_7$$

Οι παραπάνω ορισμοί (4.4.1_2, 4.4.1_3, 4.4.1_6) θα χρησιμοποιηθούν για να εξαχθεί η παράγωγος της συνάρτησης (4.1_2). Δεδομένου ότι στην περιπτώσή μας το διάνυσμα ελέγχου αποτελείται από τις τιμές της έντασης της πηγής η συνάρτηση κόστους (4.1_2) μπορεί να ξαναγραφεί ως εξής:

$$J = (\underline{\mathbf{d}}^o - \underline{\mathbf{G}} \cdot \underline{\mathbf{q}})^T \underline{\mathbf{O}}^{-1} (\underline{\mathbf{d}}^o - \underline{\mathbf{G}} \cdot \underline{\mathbf{q}}) + (\underline{\mathbf{q}} - \underline{\mathbf{q}}_B)^T \underline{\mathbf{B}}^{-1} (\underline{\mathbf{q}} - \underline{\mathbf{q}}_B) \quad 4.4.1_8$$

όπου, \mathbf{q}_B η «πρώτη εκτίμηση» (first guess or background) του ρυθμού έκλυσης.

Ας εξετάσουμε το πρώτο μέρος της συνάρτησης (4.4.1_8) (η εφαρμογή των παρακάτω είναι παρόμοια και για το δεύτερο μέλος της συνάρτησης):

$$J_1 = (\underline{\mathbf{d}}^o - \underline{\mathbf{G}} \cdot \underline{\mathbf{q}})^T \underline{\mathbf{O}}^{-1} (\underline{\mathbf{d}}^o - \underline{\mathbf{G}} \cdot \underline{\mathbf{q}}) \quad 4.4.1_9$$

εξετάζουμε την μεταβολή της συνάρτησης

$$\begin{aligned} \delta J &= (\underline{\mathbf{d}}^o - \underline{\mathbf{G}}\underline{\mathbf{q}} - \underline{\mathbf{G}}\underline{\delta\mathbf{q}})^T \underline{\mathbf{O}}^{-1} (\underline{\mathbf{d}}^o - \underline{\mathbf{G}}\underline{\mathbf{q}} - \underline{\mathbf{G}}\underline{\delta\mathbf{q}}) - (\underline{\mathbf{d}}^o - \underline{\mathbf{G}}\underline{\mathbf{q}})^T \underline{\mathbf{O}}^{-1} (\underline{\mathbf{d}}^o - \underline{\mathbf{G}}\underline{\mathbf{q}}) = \\ &= -(\underline{\mathbf{d}}^o - \underline{\mathbf{G}}\underline{\mathbf{q}})^T \underline{\mathbf{O}}^{-1} (\underline{\mathbf{G}}\underline{\delta\mathbf{q}}) - (\underline{\mathbf{G}}\underline{\delta\mathbf{q}})^T \underline{\mathbf{O}}^{-1} (\underline{\mathbf{d}}^o - \underline{\mathbf{G}}\underline{\mathbf{q}}) + (\underline{\mathbf{G}}\underline{\delta\mathbf{q}})^T \underline{\mathbf{O}}^{-1} (\underline{\mathbf{G}}\underline{\delta\mathbf{q}}) = \\ &= -(\underline{\mathbf{d}}^o - \underline{\mathbf{G}}\underline{\mathbf{q}})^T \underline{\mathbf{O}}^{-1} (\underline{\mathbf{G}}\underline{\delta\mathbf{q}}) - (\underline{\mathbf{d}}^o - \underline{\mathbf{G}}\underline{\mathbf{q}})^T \underline{\mathbf{O}}^{-1T} (\underline{\mathbf{G}}\underline{\delta\mathbf{q}}) + (\underline{\mathbf{G}}\underline{\delta\mathbf{q}})^T \underline{\mathbf{O}}^{-1} (\underline{\mathbf{G}}\underline{\delta\mathbf{q}}) = \\ &= -(\underline{\mathbf{d}}^o - \underline{\mathbf{G}}\underline{\mathbf{q}}) (\underline{\mathbf{O}}^{-1} + \underline{\mathbf{O}}^{-1T}) (\underline{\mathbf{G}}\underline{\delta\mathbf{q}}) + (\underline{\mathbf{G}}\underline{\delta\mathbf{q}})^T \underline{\mathbf{O}}^{-1} (\underline{\mathbf{G}}\underline{\delta\mathbf{q}}) \end{aligned} \quad 4.4.1_10$$

Για την παραγωγή της συνάρτησης (4.4.1_10), χρησιμοποιήθηκε η γνωστή σχέση από την γραμμική άλγεβρα:

$$A^T B^T = (BA)^T \quad 4.4.1_11$$

η οποία ισχύει για οποιουδήποτε πίνακες A, B, που μπορούν να πολλαπλασιαστούν.

Στην συνέχεια εξετάζουμε την νόρμα:

$$\begin{aligned} \left\| \delta J - (\underline{\mathbf{d}}^o - \underline{\mathbf{G}}\underline{\mathbf{q}})^T (\underline{\mathbf{O}}^{-1} + \underline{\mathbf{O}}^{-1T}) (\underline{\mathbf{G}}\underline{\delta\mathbf{q}}) \right\| &= \\ \left\| (\underline{\mathbf{G}}\underline{\delta\mathbf{q}})^T \underline{\mathbf{O}}^{-1} (\underline{\mathbf{G}}\underline{\delta\mathbf{q}}) \right\| &\leq \left\| \underline{\mathbf{G}} \right\|^2 \left\| \underline{\delta\mathbf{q}} \right\|^2 \left\| \underline{\mathbf{O}}^{-1} \right\|^2 \xrightarrow{\left\| \underline{\delta\mathbf{q}} \right\| \rightarrow 0} 0 \end{aligned} \quad 4.4.1_12$$

όπου χρησιμοποιήθηκε η ανισότητα Shwartz η οποία μας λέει:

$$\|xy\| < \|x\| \|y\| \quad 4.4.1_13$$

Για δυο τυχαία διανύσματα x, y, οι νόρμες μπορούν να επιλεγτούν έτσι ώστε η ίδια ανισότητα να ισχύει και για γινόμενο πίνακα-διάνυσμα:

$$\|Ax\| < \|A\| \|x\| \quad 4.4.1_14$$

Συνεπώς, από την σχέση (4.4.1_12) αποδεικνύεται ότι η παράγωγος της συνάρτησης (4.4.1_9) είναι το διάνυσμα:

$$\frac{\delta J_1}{\delta \underline{q}} = (\underline{d}^o - \underline{G}\underline{q})^T (\underline{O}^{-1} + \underline{O}^{-1T}) \underline{G} \quad 4.4.1_15$$

Για την ελαχιστοποίηση λοιπόν της συνάρτησης J ως προς το διάνυσμα ελέγχου \underline{q} , η αντικειμενική συνάρτηση (4.4.1_8) χωρίζεται σε δύο μέρη (J_1, J_2), το κάθε μέρος παραγωγίζεται ως προς το διάνυσμα ελέγχου \underline{q} και θέτουμε την παράγωγο ($\partial J / \partial \underline{q} = 0$) ίση με μηδέν.

Συνεπώς,

$$J_1 = (\underline{d}^o - \underline{G} \cdot \underline{q})^T \underline{O}^{-1} (\underline{d}^o - \underline{G} \cdot \underline{q}) \quad 4.4.1_16$$

$$J_2 = (\underline{q} - \underline{q}_B)^T \underline{B}^{-1} (\underline{q} - \underline{q}_B) \quad 4.4.1_17$$

$$\frac{\partial J}{\partial \underline{q}} = \frac{\partial J_1}{\partial \underline{q}} + \frac{\partial J_2}{\partial \underline{q}} = 0 \quad 4.4.1_18$$

Η παραγωγή των παραγώγων $J_{1,2}$ παρουσιάστηκε παραπάνω (4.4.1_9 - 4.4.1_15). Εφόσον οι πίνακες \underline{O} , και \underline{B} είναι πίνακες συνδιακύμανσης, είναι συμμετρικοί πίνακες [11].

Συνεπώς,

$$\frac{\partial J_1}{\partial \underline{q}} = -(\underline{d}^o - \underline{G} \cdot \underline{q})^T (\underline{O}^{-1} + (\underline{O}^{-1})^T) \underline{G} = -2(\underline{d}^o - \underline{G} \cdot \underline{q})^T \underline{O}^{-1} \underline{G} \quad 4.4.1_19$$

$$\frac{\partial J_2}{\partial \underline{q}} = 2(\underline{q} - \underline{q}_B)^T \underline{B}^{-1} \quad 4.4.1_20$$

Στην συνέχεια, αθροίζοντας τις εξισώσεις (4.4.1_19, 4.4.1_20) και πολλαπλασιάζοντας το δεξιό μέρος με \underline{B} παίρνουμε την ακόλουθη εξίσωση:

$$(\underline{q} - \underline{q}_B)^T - (\underline{d}^o - \underline{G} \cdot \underline{q})^T \underline{O}^{-1} \underline{G} \underline{B} = 0 \quad 4.4.1_21$$

ή σε μορφή πινάκων:

$$(\underline{q} - \underline{q}_B) = (\underline{O}^{-1} \underline{G} \underline{B})^T (\underline{d}^o - \underline{G} \cdot \underline{q}) \quad 4.4.1_22$$

Και κατά συνέπεια,

$$\left(\mathbf{I} + (\mathbf{O}^{-1} \mathbf{G} \mathbf{B})^T \mathbf{G} \right) \cdot \mathbf{q} = (\mathbf{O}^{-1} \mathbf{G} \mathbf{B})^T \mathbf{d}^o + \mathbf{q}_B \quad 4.4.1_23$$

(όπου, \mathbf{I} είναι ο μοναδιαίος πίνακας).

Έτσι, οι τιμές του διανύσματος \mathbf{q} που ελαχιστοποιούν την συνάρτηση J (εξίσωση 4.4.1_8) μπορούν να υπολογιστούν από την εξίσωση (4.4.1_23). Η εξίσωση (4.4.1_23) μπορεί να απλουστευθεί περαιτέρω με τη χρήση πρόσθετων υποθέσεων (4.1.1_1) - (4.1.1_4), που αφορά την διαγώνιο δομή των πινάκων συνδιακύμανσης όπως εισήχθησαν παραπάνω.

Στην περίπτωση όπου τα σφάλματα των παρατηρήσεων θεωρούνται σταθερά (4.1.1_2), η εξίσωση (4.4.1_23) γίνεται:

$$\left(r + \mathbf{G}^T \mathbf{G} \right) \cdot \mathbf{q} = \mathbf{G}^T \mathbf{d}^o + r \mathbf{q}_B \quad 4.4.1_24$$

Όπου, $r = \sigma_o^2 / \sigma_B^2$

Ενώ στην περίπτωση όπου τα σφάλματα των παρατηρήσεων σ_o^2 είναι ανάλογα με τις μετρήσεις συγκέντρωσης (4.1.1_4), η εξίσωση (4.4.1_23) γίνεται:

$$\left(r_{\text{mod}} + \mathbf{G}_{\text{modif}}^T \mathbf{G} \right) \cdot \mathbf{q} = \mathbf{G}_{\text{modif}}^T \mathbf{d}^o + r_{\text{mod}} \mathbf{q}_B \quad 4.4.1_25$$

όπου,

$\mathbf{G}_{\text{modif}} = \mathbf{C}_{\text{new}}^{-1} \cdot \mathbf{G}$, $r_{\text{mod}} = a^2 / \sigma_B^2$ και ο πίνακας $\underline{\underline{\mathbf{C}_{\text{new}}}}$ εισήχθη από την σχέση (4.1.1_5).

Οι εξισώσεις (4.4.1_24, 4.4.1_25) λύθηκαν με την μέθοδο Gaussian elimination.

4.4.2 Επαναληπτική Μέθοδος

Στην διάρκεια του ελέγχου ευαισθησίας της μεθοδολογίας, παρατηρήθηκε πως η άμεση μέθοδος μπορεί να δώσει αρνητική λύση. Για να αποφευχθεί αυτό, η τιμή του r ή του r_{mod} (ανάλογα με την περίπτωση που εξετάζαμε), έπρεπε να τεθεί μερικές φορές πολύ μεγάλη. Προκειμένου να αποφευχθεί αυτό χρησιμοποιήθηκε η

Επαναληπτική μέθοδος που βασίζεται στη χρήση του IMSL® πακέτου εργαλειοθήκης ελαχιστοποίησης (International Mathematics and Statistics Library) [12] (παράρτημα Π2). Συγκεκριμένα χρησιμοποιήθηκε η υπορουτίνα LCLSQ. Αυτή η υπορουτίνα εφαρμόζει τη μέθοδο του Hanson, (1986, σελίδες 826-834) [10], που χρησιμοποιείται για γραμμικά συστήματα και επιλύει προβλήματα γραμμικών ελαχίστων τετραγώνων με ανισοτικούς γραμμικούς περιορισμούς.

Συγκεκριμένα ο αλγόριθμος του πακέτου IMSL ελαχιστοποιεί την συνάρτηση κόστους:

$$\|Ax - b\| \quad 4.4.2_1$$

Η αντικειμενική συνάρτηση (4.1_2) όπως είδαμε αποτελείται από δύο μέρη: J_1 και J_2 . Για να φέρουμε το (4.1_2) πρόβλημα, στο πλαίσιο του (4.4.2_1), ο πίνακας \underline{A} κατασκευάστηκε από 4 μπλοκ ως εξής (σχήμα (4.4.2_1)).

Πρώτα απ' όλα $x = q$.

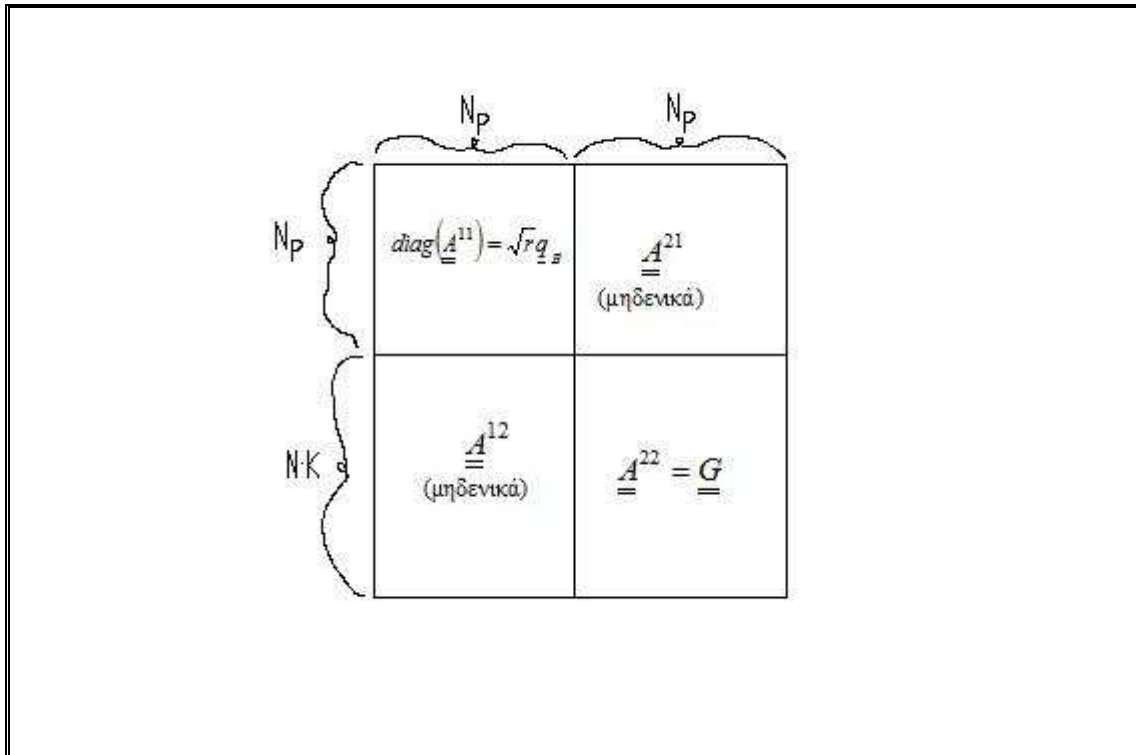
Το άνω διαγώνιο μπλοκ \underline{A}^{11} του πίνακα \underline{A} με διαστάσεις $(N_p \times N_p)$ ορίστηκε διαγώνιος πίνακας με τη διαγώνιο ίση με:

$$diag(\underline{A}^{11}) = \sqrt{r} \underline{q}_B \quad 4.4.2_2$$

Το κάτω διαγώνιο μπλοκ \underline{A}^{22} του πίνακα \underline{A} με διαστάσεις $(N \cdot K \times N_p)$ ορίστηκε ίσο με τον πίνακα \underline{G} :

$$\underline{A}^{22} = \underline{G} \quad 4.4.2_3.$$

Τα μπλοκ εκτός διαγωνίου \underline{A}^{12} , \underline{A}^{21} του πίνακα \underline{A} ορίστηκαν να είναι μηδέν.



Σχήμα 4.4.2_1

Το δεξιό μέρος \underline{b} της εξίσωσης (4.4.2_1) κατασκευάζεται ανάλογα. Το πάνω μέρος: \underline{b}^1 του διανύσματος \underline{b} έχει διαστάσεις N_p και τέθηκε ανάλογο με το διάνυσμα λύσης ως εξής:

$$\underline{b}^1 = \sqrt{r} \underline{q} \quad 4.4.2_4.$$

Το κάτω μέρος: \underline{b}^2 του διανύσματος \underline{b} έχει διαστάσεις $(N \cdot K)$ και ορίστηκε ίσο με το διάνυσμα των μετρήσεων:

$$\underline{b}^2 = \underline{d}^o \quad 4.4.2_5.$$

Μπορεί εύκολα να παρατηρηθεί ότι μετά από την εφαρμογή της διαδικασίας (4.4.2_2- 4.4.2_5), η συνάρτηση (4.4.2_1) είναι πανομοιότυπη με την συνάρτηση (4.1_2).

4.4 ΑΝΑΛΥΤΙΚΕΣ ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ ΤΟΥ ΑΛΓΟΡΙΘΜΟΥ ΣΕ ΑΠΛΕΣ ΠΕΡΙΠΤΩΣΕΙΣ

Η εξίσωση (4.4.1_23) εφαρμόστηκε σε διάφορες περιπτώσεις. Εξεταστήκαν οι παρακάτω περιπτώσεις και προσδιορίστηκαν αναλυτικά τα $\underline{\mathbf{G}}, \underline{\mathbf{G}}^T, \underline{\mathbf{C}}_o, \mathbf{q}$ όπως θα δούμε στην συνέχεια προκειμένου να εκτιμηθεί η ένταση της πηγής. Το διάνυσμα $\underline{\mathbf{C}}_o$ περιέχει τις μετρήσεις της συγκέντρωσης.

Περίπτωση 1:

Στην πρώτη περίπτωση απελευθερώνεται ένα puff, έχουμε ένα σημείο μέτρησης και μόνο μία χρονική στιγμή σύγκρισης.

Ένα puff ($N_p = 1$)
Ένα σημείο μέτρησης ($K = 1$)
Μια χρονική στιγμή ($N = 1$)

Συνεπώς, στην περίπτωση αυτή, όλα τα διανύσματα αντικαθίστανται από τιμές.

Εφόσον οι διαστάσεις του πίνακα \mathbf{G} είναι $(N \times K, N_p)$, το \mathbf{G} στην περίπτωση αυτή είναι ένας αριθμός.

$$\underline{\mathbf{G}} = \underline{\mathbf{G}}^T = G = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \frac{\tau}{\sigma_{xp} \sigma_{yp} \sigma_{zp}}$$

$$\exp\left[-\frac{1}{2} \frac{(X_p^n - X_k)^2}{\sigma_{xp}^2}\right] \exp\left[-\frac{1}{2} \frac{(Y_p^n - Y_k)^2}{\sigma_{yp}^2}\right] \left\{ \exp\left[-\frac{1}{2} \frac{(Z_p^n - Z_k)^2}{\sigma_{zp}^2}\right] + \exp\left[-\frac{1}{2} \frac{(Z_p + Z_k - 2Z_g)^2}{\sigma_{zp}^2}\right] \right\} = f(t_0)$$

Εδώ ο δείκτης n αφορά το σημείο μέτρησης την χρονική στιγμή t_0 , $k=1$.

$$\text{τότε, } q = \frac{GC_o + \sigma^2 q_o}{G^2 + \sigma^2}$$

Το όποιο είναι ισοδύναμο με:

$$q = \frac{GC_o + \sigma^2 q_o}{(f(t_0))^2 + \sigma^2}$$

Περίπτωση 2:

Στην δεύτερη περίπτωση απελευθερώνεται ένα puff, έχουμε ένα σημείο μέτρησης και δυο χρονικές στιγμές σύγκρισης.

Ένα puff ($N_p = 1$)
Ένα σημείο μέτρησης ($K = 1$)
Δυο χρονικές στιγμές ($N = 2$)

Το \mathbf{G} σε αυτή την περίπτωση είναι διάνυσμα με διάσταση 2.

όπου:

$G(1,1) = f(t_1)$ - για την χρονική στιγμή 1

$G(2,1) = f(t_2)$ -για την χρονική στιγμή 2.

Συνεπώς,

$$\underline{\mathbf{G}} = \begin{pmatrix} f(t_1) \\ f(t_2) \end{pmatrix}$$

όπου:

$$f(t) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \frac{\tau}{\sigma_{xp} \sigma_{yp} \sigma_{zp}} \exp\left[-\frac{1}{2} \frac{(X_p^n - X_k)^2}{\sigma_{xp}^2}\right] \exp\left[-\frac{1}{2} \frac{(Y_p^n - Y_k)^2}{\sigma_{yp}^2}\right] \left\{ \exp\left[-\frac{1}{2} \frac{(Z_p^n - Z_k)^2}{\sigma_{zp}^2}\right] + \exp\left[-\frac{1}{2} \frac{(Z_p + Z_k - 2Z_g)^2}{\sigma_{zp}^2}\right] \right\}$$

Ο δείκτης n αφορά το σημείο μέτρησης την χρονική στιγμή t, k=1.

Στη συνέχεια, το διάνυσμα $\underline{\mathbf{C}}_o$ με διάσταση ($N \times K$) είναι:

$$\underline{\mathbf{C}}_o = \begin{pmatrix} C_{o1} \\ C_{o2} \end{pmatrix}$$

Το διάνυσμα $\underline{\mathbf{q}} = q$, σε αυτή τη περίπτωση λοιπόν είναι ένας αριθμός γιατί έχουμε μόνο ένα puff. Με τον πολλαπλασιασμό των $\underline{\underline{\mathbf{G}}}^T \underline{\underline{\mathbf{G}}}$ και με τον πολλαπλασιασμό των $\underline{\underline{\mathbf{G}}}^T \underline{\underline{\mathbf{C}}}_o$ οι ακόλουθες εξισώσεις παράγονται:

$$\underline{\underline{\mathbf{G}}}^T \underline{\underline{\mathbf{G}}} = (f(t_1), f(t_2)) \times \begin{pmatrix} f(t_1) \\ f(t_2) \end{pmatrix} = f(t_1)^2 + f(t_2)^2$$

$$\underline{\underline{\mathbf{G}}}^T \underline{\underline{\mathbf{C}}}_o = (f(t_1), f(t_2)) \times \begin{pmatrix} C_{o1} \\ C_{o2} \end{pmatrix} = f(t_1)C_{o1} + f(t_2)C_{o2}$$

Αντικαθιστώντας τις παραπάνω εξισώσεις στην εξίσωση (4.4.1_23) :

$$\{(f(t_1)^2 + f(t_2)^2) + \sigma^2\}q = f(t_1)C_{o1} + f(t_2)C_{o2} + \sigma^2 q_0$$

Συνεπώς η ένταση της πηγής δίνεται από την παρακάτω εξίσωση,

$$q = \frac{f(t_1)C_{o1} + f(t_2)C_{o2} + \sigma^2 q_0}{\{(f(t_1)^2 + f(t_2)^2) + \sigma^2\}}$$

Περίπτωση 3:

Στην τρίτη περίπτωση απελευθερώνεται ένα puff, έχουμε ένα σημείο μέτρησης και n χρονικές στιγμές σύγκρισης.

Ένα puff (Np = 1)
Ένα σημείο μέτρησης (K = 1)
Πολλές χρονικές στιγμές (N = n)

Εξετάζοντας την περίπτωση αυτή, επιβεβαιώθηκε η γενίκευση του προηγούμενου αποτελέσματος (βλ. περίπτωση με δυο χρονικές στιγμές σύγκρισης). Συνεπώς η ένταση της πηγής υπολογίζεται με βάση των παρακάτω τύπο:

$$q = \frac{\sum_{i=1}^n f(t_i)C_{oi} + \sigma^2 q_0}{\sum_{i=1}^n f(t_i)^2 + \sigma^2}$$

4.6 ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Αναπτύχθηκε μέθοδος αφομοίωσης παρατηρήσεων που βασίζεται στην προσέγγιση μέσω λογισμού των μεταβολών, κατάλληλη να εφαρμοστεί σε μοντέλο ατμοσφαιρικής διασποράς τύπου Lagrange. Το πρόβλημα Αφομοίωσης δεδομένων μετασχηματίστηκε σε πρόβλημα βέλτιστου ελέγχου ελαχιστοποίησης της αντικειμενικής συνάρτησης ως προς τις μεταβλητές ελέγχου. Το διάνυσμα ελέγχου απαρτίζεται από τις τιμές της έντασης της πηγής που αντιστοιχούν σε κάθε puff γιατί σε περιπτώσεις ατυχημάτων υπάρχει η μεγαλύτερη αβεβαιότητα για την τιμή τους. Για τα σφάλματα των μετρήσεων δύο περιπτώσεις εξετάστηκαν. Στην πρώτη περίπτωση τα σφάλματα των παρατηρήσεων θεωρήθηκαν σταθερά, στη δεύτερη περίπτωση τα σφάλματα των παρατηρήσεων θεωρήθηκαν ανάλογα με την μετρούμενη συγκέντρωση.

Η μεθοδολογία που αναπτύχθηκε εφαρμόστηκε στο Lagrangian μοντέλο ατμοσφαιρικής διασποράς DIPCOT για την εκτίμηση του ρυθμού έκλυσης με Αφομοίωση Παρατηρήσεων:

- α) Συγκέντρωση
- β) Ρυθμού δόσης γ-ακτινοβολίας (και για τις δυο μεθόδους υπολογισμού)

Για την βελτίωση της υπολογιστικής απόδοσης και της ακρίβειας της μεθόδου αφομοίωσης και για την δυνατότητα εφαρμογής της και σε Στοχαστικά Lagrangian μοντέλα, αναπτύχθηκε στα πλαίσια της διατριβής μια νέα μέθοδος, που ονομάστηκε μέθοδος «Μείωσης Διανύσματος Ελέγχου (ΜΔΕ) »

Η Μεθοδολογία που αναπτύχθηκε ενσωματώθηκε στον κώδικα DIPCOT και η συνάρτηση κόστους ελαχιστοποιήθηκε με τις ακόλουθες διαδικασίες:

α) Με τη άμεση μέθοδος λύσης του προβλήματος ελαχιστοποίησης όπου βρίσκουμε τα στάσιμα σημεία της αντικειμενικής συνάρτησης που η παράγωγος της συνάρτησης ελαχιστοποίησης μηδενίζεται.

β) Με την Επαναληπτική μέθοδο που βασίζεται στη χρήση του IMSL® βιβλιοθήκης υπορουτινών ελαχιστοποίησης. που χρησιμοποιείται για γραμμικά συστήματα και επιλύει προβλήματα γραμμικών ελαχίστων τετραγώνων με ανισοτικούς γραμμικούς περιορισμούς.

Στην διάρκεια του ελέγχου ευαισθησίας της μεθοδολογίας, παρατηρήθηκε πως η άμεση μέθοδος μπορεί να δώσει αρνητική λύση. Αυτό ξεπεράστηκε με την δεύτερη

μέθοδο λύσης που βασίζεται στη χρήση βιβλιοθήκης υπορουτινών ελαχιστοποίησης IMSL®.

ΑΝΑΦΟΡΕΣ

1. J.M. Dhall, S. Lewis, S.D. Lakshmivarahan, 2006. Dynamic Data Assimilation: A Least Squares Approach. Cambridge University Press, 2006. – 655 p.
2. Y. Bard, 1974. Nonlinear Parameter Estimation, Cambridge Univ. Press, (page no. 58.)
3. M. Fisher, D.J. Lary, 1995. Lagrangian four-dimensional variational data assimilation of chemical species, *Quarterly Journal - Royal Meteorological Society* 121 (527), pp. 1681-1704
4. S. Andronopoulos, S. Davakis, J. Bartzis, 2009. RODOS DIPCOT model description and evaluation. RODOS report RODOS(RA)-TN(09)-01 . – 27p. (available at www.rodos.fzk.de)
5. S. Andronopoulos, J.G. Bartzis, 2010. Gamma radiation dose calculation method for Lagrangian-puff atmospheric dispersion models used in real-time emergency response systems. *Journal of Radiological Protection Vol. 30(4)*, pp. 747-759.
6. I.V. Kovalets, 2009. About the problem of variational data assimilation in Lagrangian stochastic models of atmospheric dispersion. *Mathematical Machines and Systems*. - No 4. – p. 119-126 [in Russian]
7. C. Landman, 2007. Scenario data sets and scenarios for RODOS PV6 final. RODOS(RA7)-TN(04)-02 (available from www.rodos.fzk.de)
8. A.N. Shiryaev, 1996. Probability. Springer-Verlag New York Inc. – 519 p
9. J.M. Ortega, W.C. Rheinboldt, 1975. Iterative solution of nonlinear equations in several variables, Academic Press, New York.
10. Hanson, J. Richard, 1986. Least squares with bounds and linear constraints, *SIAM Journal Sci. Stat. Computing*, 7, #3.
11. R. Daley, 1991. *Atmospheric Data Analysis*, Cambridge University Press.

12. IMSL MATH/LIBRARY User's Manual, Vol 1-3. (QA76.73 in NIST Gaithersburg Research Information Center, Admin E-120) IMSL Inc., Houston, TX, 1987.

ΑΞΙΟΛΟΓΗΣΗ ΜΕΘΟΔΟΥ ΜΕ ΑΦΟΜΟΙΩΣΗ ΠΑΡΑΤΗΡΗΣΕΩΝ ΣΥΓΚΕΝΤΡΩΣΗΣ

Ένα σωστά προσδιορισμένο πρόβλημα έχει λυθεί κατά 50%.

Albert Einstein (1879-1955)

5.1 ΑΦΟΜΟΙΩΣΗ ΜΕ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΜΕΝΕΣ ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ

Στα πλαίσια της διατριβής αναπτύχθηκε μονοδιάστατος κώδικας ατμοσφαιρικής διασποράς (γλώσσα προγραμματισμού Fortran 90), όπου στην συνέχεια επεκτάθηκε σε δισδιάστατο κώδικα (παράρτημα Π1). Συγκεκριμένα αναπτύχθηκε ένα Gaussian puff model όπου η συγκέντρωση σε ένα σημείο εκφράζεται από τον τύπο (3.4_1) χωρίς να λαμβάνεται υπόψη ραδιενεργή διάσπαση της ουσίας που διασπείρεται. Έτσι η μέθοδος αφομοίωσης που αναπτύχθηκε στην διατριβή εφαρμόστηκε και αξιολογήθηκε σταδιακά. Αρχικά πραγματοποιήθηκε έλεγχος ευαισθησίας της μεθόδου σε μονοδιάστατη διασπορά στην συνέχεια σε δισδιάστατη και τέλος η μέθοδος αφομοίωσης που αναπτύχθηκε στην διατριβή εφαρμόστηκε στον τρισδιάστατο κώδικα DIPCOT που περιγράφηκε αναλυτικά στο κεφάλαιο (3) και αξιολογήθηκε με βάση πραγματικές μετρήσεις όπως θα δούμε στην συνέχεια στο κεφάλαιο (6).

Για την αξιολόγηση της απόδοσης της μεθοδολογίας αφομοίωσης παρατηρήσεων που αναπτύχθηκε στην διατριβή (που εκφράζεται από τις εξισώσεις (4.4.1_24) ή (4.4.1_25)) χρησιμοποιήθηκε το λεγόμενο "δίδυμο πείραμα" (π.χ., [1]). Το "δίδυμο πείραμα" είναι ένα υπολογιστικό πείραμα που χρησιμοποιείται για να ελεγχθεί ο αλγόριθμος αφομοίωσης δεδομένων, όταν πραγματικές παρατηρήσεις δεν είναι διαθέσιμες. Το "δίδυμο πείραμα" περιλαμβάνει δυο μέρη:

- Υπολογισμός «πραγματικής» κατάστασης – “true” run («Βήμα 1»)
- Υπολογιστική προσομοίωση - “Simulation” run («Βήμα 2»)

Το Βήμα 1 χρησιμοποιείται για την δημιουργία «συνθετικών» μετρήσεων. Θέτουμε την «πραγματική» ένταση της πηγής και τρέχουμε το μοντέλο διασποράς. Τις συγκεντρώσεις που υπολογίζονται από το μοντέλο τις θεωρούμε ως «μετρήσεις» (μετρήσεις προσομοίωσης). Στο Βήμα 2 χρησιμοποιούμε μια πρώτη εκτίμηση (“first guess”) για την ένταση της πηγής η οποία είναι σκόπιμα διαφορετική από την «πραγματική» του Βήματος 1. Έπειτα χρησιμοποιούμε ως μετρήσεις τις τιμές συγκέντρωσης που υπολογίστηκαν στο Βήμα 1.

Οι μετρήσεις αφομοιώνονται με τις υπολογισμένες από το μοντέλο συγκεντρώσεις του Βήματος 2 με τη χρήση της εξίσωσης (4.4.1_24) ή (4.4.1_25) ανάλογα. Έτσι προκύπτει η εκτίμηση της έντασης της πηγής μέσω της διαδικασίας Αφομοίωσης παρατηρήσεων (“analyzed source term”). Ο ρυθμός έκλυσης μετά την διαδικασία αφομοίωσης (q_A) τέλος συγκρίνεται με την «πραγματική» ένταση της πηγής για να αξιολογηθεί η απόδοση της μεθοδολογίας.

Στο κεφάλαιο αυτό θα γίνει αξιολόγηση της μεθόδου και θα ελεγχθεί η ευαισθησία της μεθόδου σε μονοδιάστατη και δισδιάστατη διασπορά. Στην μονοδιάστατη διασπορά θα εξεταστεί η μέθοδος αρχικά θεωρώντας τα σφάλματα των παρατηρήσεων σταθερά (εξίσωση (4.4.1_24)) και θα πραγματοποιηθούν μελέτες ευαισθησίας για να ελέγξουν την επίδραση των ακόλουθων παραμέτρων:

- χρονικό διάστημα μεταξύ των τολουπών (Δt),
- παράμετρος r (εξίσωση 4.1.1_6),
- χρονικό διάστημα μεταξύ των μετρήσεων (Δt_{meas}),
- συνολική διάρκεια μετρήσεων (T_{meas}),
- αριθμό σημείων μέτρησης

Έπειτα θα θεωρήσουμε ότι τα σφάλματα των παρατηρήσεων είναι ανάλογα των μετρημένων συγκεντρώσεων (εξίσωση 4.4.1_25) και η μέθοδος αφομοίωσης δεδομένων θα ελεγχθεί για συνθήκες με μεταβλητό:

- άνεμο και
- ένταση της πηγής.

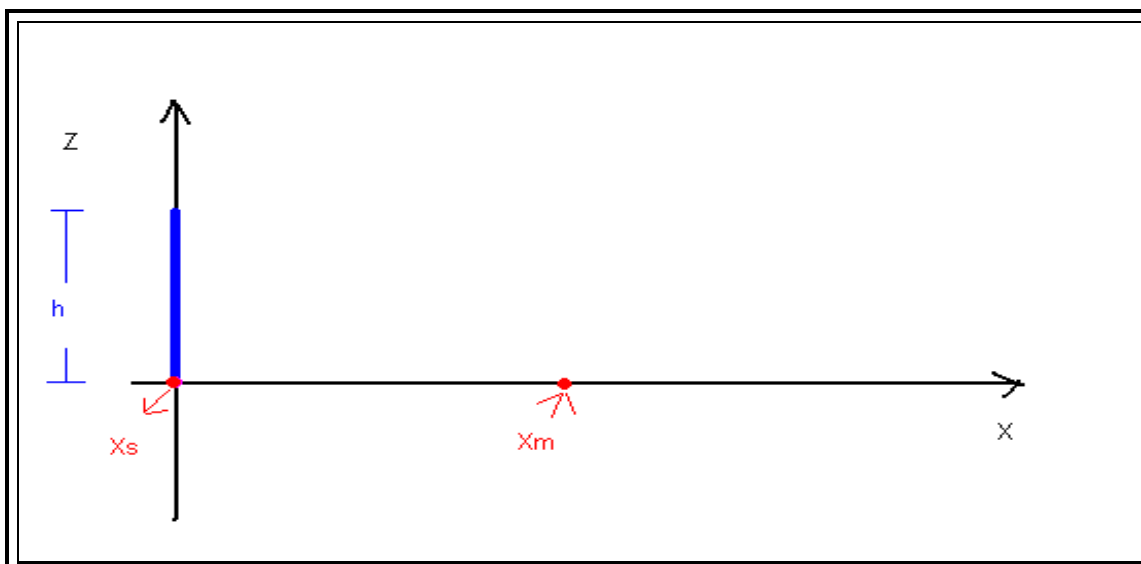
Στην διδιάστατη διασπορά θα εξεταστεί η ευαισθησία της μεθόδου

- στον αριθμό των μετρήσεων και
- στην χωρική τους κατανομή.

Επίσης θα γίνει προσδιορισμός μιας βέλτιστης τιμής της παραμέτρου r_{mod} (εξίσωση 4.1.1_7) που είναι σημαντική για την απόδοση της μεθόδου.

5.1.1 Έλεγχος Ευαισθησίας μεθόδου σε Μονοδιάστατη Διασπορά

Η Εξίσωση (3.4_1) χρησιμοποιείται ως το ατμοσφαιρικό μοντέλο διασποράς με υπολογισμό των παραμέτρων $(\sigma_{xi}, \sigma_{yi}, \sigma_{zi})$ σύμφωνα με τις σχέσεις Karlsruhe-Julich [2]. Το σημείο έκλυσης των επικίνδυνων ρύπων τοποθετείται στη θέση $(X_s, Y_s, h) = (0, 0, 50\text{m})$, δηλαδή σε ύψος 50 m πάνω από την επιφάνεια του εδάφους. Η ταχύτητα του ανέμου θεωρείται σταθερή στο χρόνο, και ο x-άξονας είναι ευθυγραμμισμένος με την κατεύθυνση του ανέμου. Συνεπώς, οι συνιστώσες της ταχύτητας του ανέμου είναι $(u, v, w) = (10 \text{ ms}^{-1}, 0, 0)$. Η κατηγορία ατμοσφαιρικής ευστάθειας θεωρείται ουδέτερη (κατηγορία Pasquill D). Αρχικά έχουμε ένα σημείο μέτρησης με συντεταγμένες $(X_m, Y_m, Z_m) = (5 \text{ km}, 0, 0)$. Θεωρούμε διασπορά πάνω από επίπεδο έδαφος ($Z_g = 0$, παντού). Δεδομένου ότι το έδαφος θεωρείται επίπεδο και η κατακόρυφη ταχύτητα του ανέμου είναι μηδέν, τα puffs μεταφέρονται σε σταθερό ύψος πάνω από το έδαφος, ίσο με το ύψος της πηγής: $Z_p = h = 50\text{m}$, όπως παρουσιάζεται στο σχήμα (5.1.1_1). Η έκλυση της επικίνδυνης αέριας ουσίας ξεκινάει στα 100 s και σταματά τη στιγμή $T_{src} = 2000\text{s}$. Η διάρκεια της πρόβλεψης του μοντέλου είναι $T_{FRC} = 3600\text{s}$.



Εικόνα 5.1.1_ 1: Χωροθέτηση των μονοδιάστατων υπολογισμών. X_s είναι η τοποθεσία της πηγής, X_m είναι η τοποθεσία των μετρήσεων, h είναι το ύψος της πηγής

5.1.1.1 Σφάλματα παρατηρήσεων σταθερά

- ✓ Σταθερή ένταση της πηγής στο χρόνο

Η «πραγματική» ένταση της πηγής $q_T = 10^6$ ($\mu\text{g/s}$)

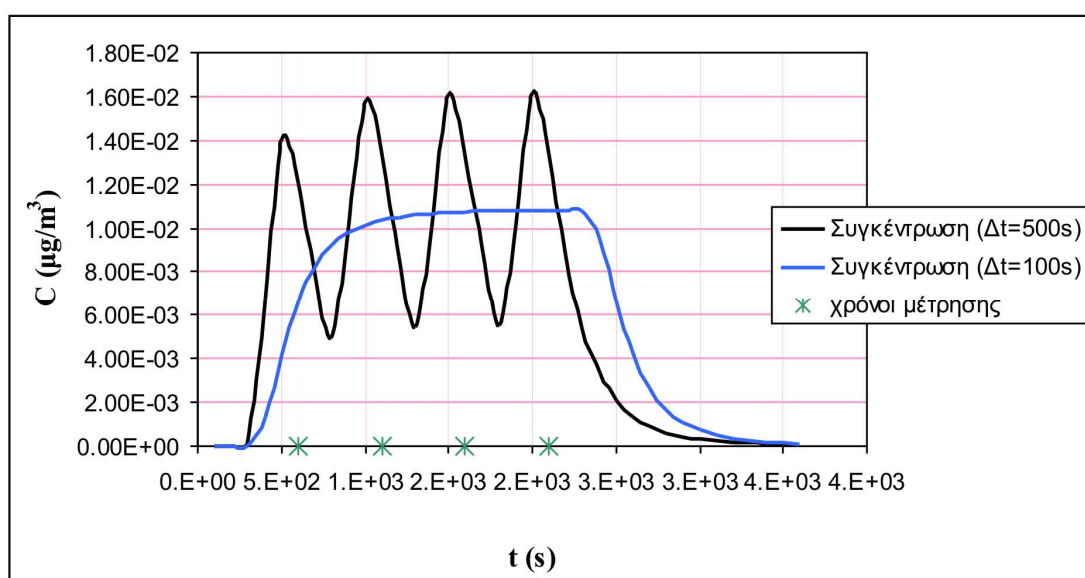
Η «πρώτη εκτίμηση» $q_B = 10^7$ $\mu\text{g/s}$.

- ✓ Σταθερή ταχύτητα του ανέμου
- ✓ 1 σημείο μέτρησης ($X_m = 5$ km)

Η «πραγματική» τιμή της έντασης της πηγής που τέθηκε για να χρησιμοποιηθεί στο βήμα 1 ήταν σταθερή και ίση με $q_T = 10^6$ ($\mu\text{g/s}$). Οι υπολογισμένες συγκεντρώσεις από το βήμα 1 χρησιμοποιήθηκαν ως μετρήσεις στο βήμα 2.

Αρχικά πραγματοποιήθηκαν δοκιμές ευαισθησίας για να προσδιοριστεί η κατάλληλη τιμή για το χρονικό διάστημα που μεσολαβεί μεταξύ έκλυσης διαδοχικών puffs για τη συγκεκριμένη ταχύτητα του ανέμου και για τις συγκεκριμένες συνθήκες ευστάθειας. Οι παράμετροι αυτοί επηρεάζουν την απόσταση μεταξύ των τολυπών και την οριζόντια έκτασή τους, αντίστοιχα. Η χρονική μεταβολή της υπολογισμένης

συγκέντρωσης στο σημείο παρατήρησης για δύο περιπτώσεις με διαφορετικό χρονικό διάστημα Δt μεταξύ της έκλυσης των puffs απεικονίζεται στο Σχήμα (5.1.1.1_1. Από το Σχήμα 5.1.1.1_1 είναι φανερό ότι το χρονικό διάστημα μεταξύ των τολυπών (Δt) πρέπει να είναι περίπου 100-250 s για να προκύπτει μια ομαλή καμπύλη συγκέντρωσης για τις συγκεκριμένες ταχύτητα του ανέμου και συνθήκες ευστάθειας. Στο σχήμα 5.1.1.1_1 παρουσιάζονται επίσης οι χρονικές στιγμές των μετρήσεων (ή «παρατηρήσεων») σε χρονικά διαστήματα $\Delta t_{meas} = 500s$.



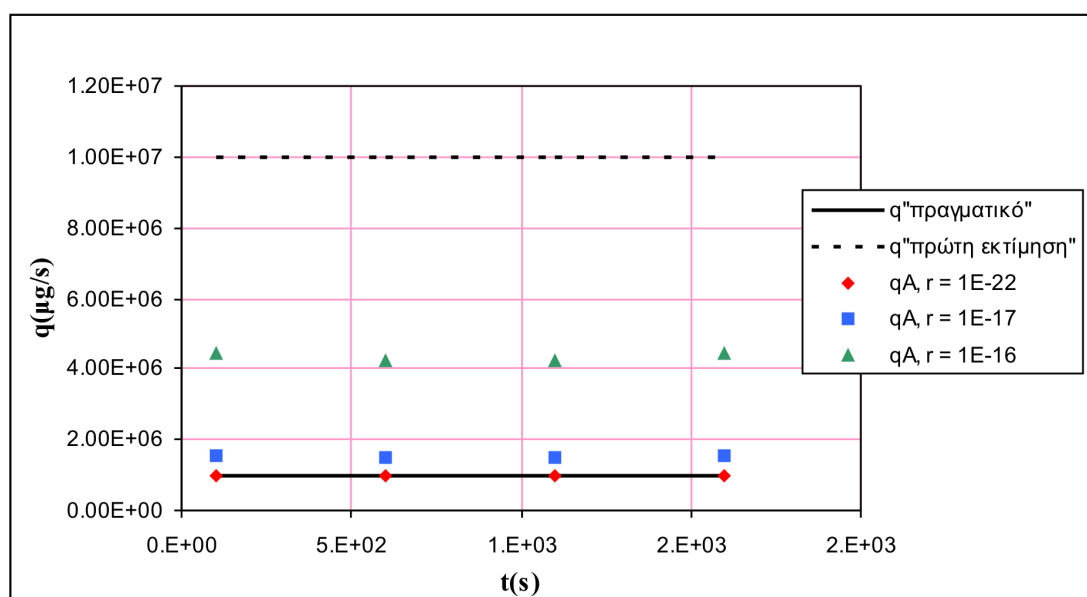
Σχήμα 5.1.1.1_ 1: χρονική μεταβολή της υπολογισμένης συγκέντρωσης (από το βήμα 1)

Μετά την ολοκλήρωση του βήματος 1 πραγματοποιείται το βήμα 2. Στο δεύτερο βήμα η ένταση της πηγής θεωρείται άγνωστη. Η «πρώτη εκτίμηση» (q_B) της έντασης της πηγής τέθηκε ίση με $10^7 \mu g/s$ (δηλ., η «πρώτη εκτίμηση» απέχει κατά ένα παράγοντα του 10 από την «πραγματική»). Στο δεύτερο βήμα υπολογίζεται ο ρυθμός έκλυσης (q_A) αφομοιώνοντας τις μετρήσεις προσομοίωσης από το βήμα 1.

Οι παρακάτω μελέτες ευαισθησίας πραγματοποιήθηκαν για να ελέγξουν την επίδραση των ακόλουθων παραμέτρων:

- Χρονικό διάστημα μεταξύ της έκλυσης των puffs (Δt) (κυμαίνεται από 150s έως 500s)
- Παράμετρος r (εξίσωση 4.1.1_6) (κυμαίνεται από 10^{-22} έως 10^{-16})
- Χρονικό διάστημα μεταξύ διαδοχικών μετρήσεων (Δt_{meas}) (κυμαίνεται από 200 s έως 500s.)
- Συνολική χρονική διάρκεια των μετρήσεων (T_{meas}) (κυμαίνεται από $T_{meas} = 2000s$ έως $T_{meas} = 2300s$)
- Αριθμός σημείων μέτρησης (κυμαίνεται από 1 έως 3)

Τα αποτελέσματα των ελέγχων ευαισθησίας που πραγματοποιήθηκαν παρουσιάζονται στα παρακάτω σχήματα. Στο σχήμα (5.1.1.1_ 2) παρουσιάζονται τα αποτελέσματα του διορθωμένου ρυθμού έκλυσης « q_A » για διάφορες τιμές της παραμέτρου r στην περίπτωση όπου το χρονικό διάστημα μεταξύ των puffs είναι $\Delta t = 500s$ και το χρονικό διάστημα μεταξύ των μετρήσεων είναι $\Delta t_{meas} = 500s$. Παρόλο που για τη συγκεκριμένη τιμή του Δt οι υπολογισμένες συγκεντρώσεις στο βήμα 1 δεν παρουσιάζουν φυσική συμπεριφορά (σχήμα. 5.1.1.1_1), τελικά τα αποτελέσματα πλησιάζουν πολύ την «πραγματική» τιμή του ρυθμού έκλυσης. Αυτό συμβαίνει γιατί το χρονικό διάστημα μεταξύ των μετρήσεων (Δt_{meas}) είναι ίσο με το χρονικό διάστημα μεταξύ των puffs (Δt), έτσι κάθε επόμενη μέτρηση επηρεάζεται κυρίως μόνο από το επόμενο puff, έτσι ο ρυθμός έκλυσης διορθώνεται με επιτυχία. Φυσικά στην πράξη μια τέτοια κατάσταση δεν θα εμφανιστεί ποτέ. Ωστόσο το σχήμα (5.1.1.1_ 2) δείχνει τη σημαντική εξάρτηση της απόδοσης της διαδικασίας Αφομοίωσης από την τιμή της παραμέτρου r . Η εκτίμηση του ρυθμού έκλυσης βελτιώνεται όσο η τιμή της παραμέτρου r μειώνεται. Αυτό είναι αναμενόμενο, γιατί μικρή τιμή της παραμέτρου r σημαίνει μικρό σφάλμα των μετρήσεων, οπότε δίνεται μεγαλύτερο βάρος στις μετρήσεις.



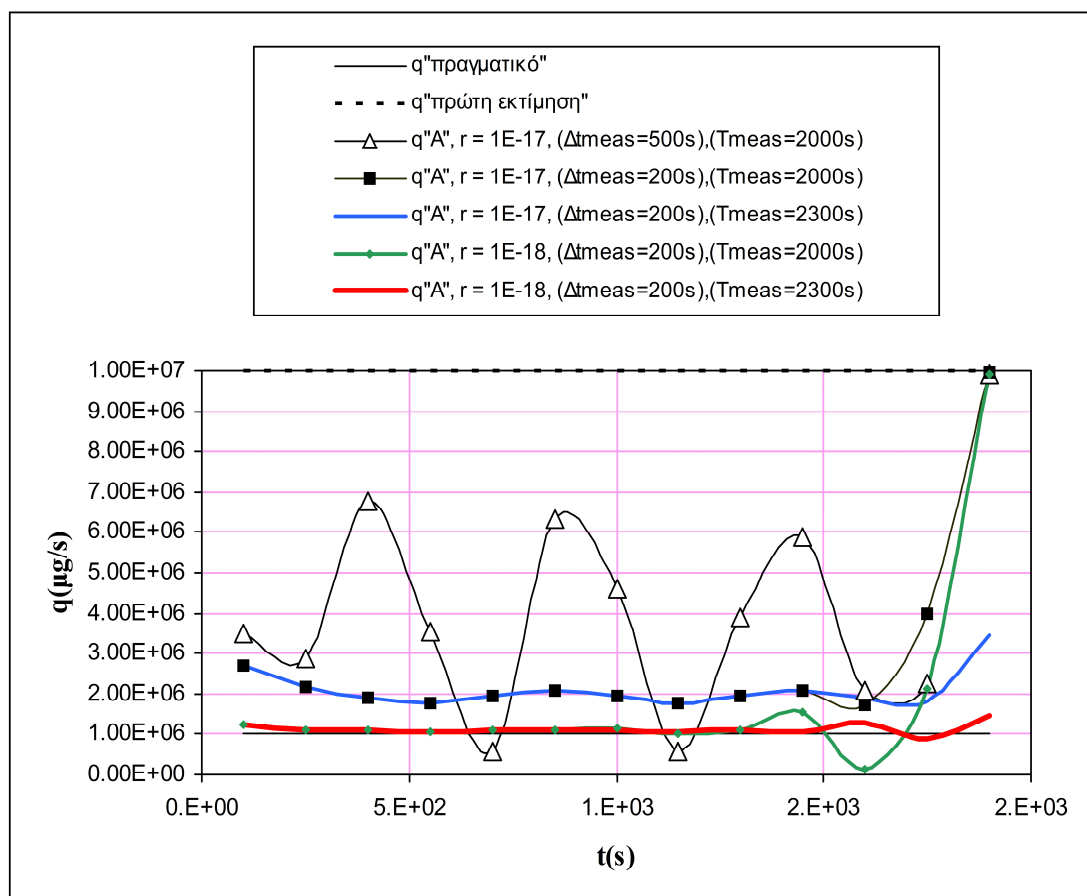
Σχήμα 5.1.1.1_ 2 : Έκτιμηση του ρυθμού έκλυσης. Ο «πραγματικός» ρυθμός έκλυσης (q_T) η «πρώτη εκτίμηση» του ρυθμού έκλυσης (q_B) και οι τιμές του ρυθμού έκλυσης μετά την μέθοδο αφομοίωσης (q_A) για διάφορες τιμές της παραμέτρου r παρουσιάζονται.

Εδώ πρέπει να σημειωθεί ότι η μέγιστη τιμή του r που τα αποτελέσματά μας είναι ικανοποιητικά δηλ. $r_{\max} = 10^{-17}$ δεν θα παρήγε το ίδιο ικανοποιητικά αποτελέσματα αν οι τιμές των συγκεντρώσεων μετριόντουσαν από ένα σημείο με μεγαλύτερη απόσταση από την πηγή. Αυτό θα συνέβαινε γιατί οι τιμές των συγκεντρώσεων εκεί θα ήταν σημαντικά μικρότερες. Συνεπώς, όταν το σφάλμα των μετρήσεων (σ_o) θεωρείται σταθερό τότε η απόδοση της μεθόδου εξαρτάται από την απόσταση του σημείου μέτρησης από την πηγή. Σε μικρές τιμές συγκέντρωσης (δηλαδή σε σημεία που βρίσκονται μακριά από την πηγή), θα δίνεται λιγότερο βάρος. Ένας τρόπος να αποφύγουμε αυτήν την συμπεριφορά είναι να υποθέσουμε πως τα σφάλματα των παρατηρήσεων είναι ανάλογα της συγκέντρωσης των μετρήσεων (ενότητα 4.1.1).

Στο Σχήμα (5.1.1.1_3) βλέπουμε πώς επηρεάζεται η απόδοση της μεθόδου από την χρονική συχνότητα των μετρήσεων. Το χρονικό διάστημα μεταξύ των puffs είναι $\Delta t = 150s$. Όταν η χρονική συχνότητα των μετρήσεων είναι ($\Delta t_{meas} = 500s$) δεν έχουμε την επιθυμητή βελτίωση του ρυθμού δόσης. Αυτό συμβαίνει γιατί διορθώνονται μόνο τα φορτία των puffs που επηρεάζονται από τις μετρήσεις στις χρονικές στιγμές της σύγκρισης. Η εκτίμηση της έντασης της πηγής βελτιώνεται όταν το χρονικό διάστημα μεταξύ των μετρήσεων (Δt_{meas}) προσεγγίζει το χρονικό

διάστημα μεταξύ των τολυπών (Δt) (όταν δηλαδή, $\Delta t_{meas} = 200s$), γιατί έτσι διορθώνονται περισσότερα φορτία των puffs.

Για παρόμοιους λόγους επηρεάζει την απόδοση της μεθόδου και ο συνολικός χρόνος των μετρήσεων. Για $T_{meas} = 2000s$ το φορτίο του τελευταίου puff δεν μπορεί να βελτιωθεί. Όμως αυξάνοντας το T_{meas} από τα 2000s στα 2300s τα αποτελέσματα βελτιώνονται αισθητά εφόσον ρυθμίζονται όλα τα puffs. Κατά συνέπεια, η απόδοση της μεθόδου βελτιώνεται όσο αυξάνεται η χρονική συχνότητα των μετρήσεων και όταν ο συνολικός χρόνος των μετρήσεων υπερκαλύπτει την χρονική διάρκεια της έκλυσης (όπως αναφέρεται και στην ενότητα (5.1.1) η διάρκεια της έκλυσης είναι $T_{src} = 2000s$). Σε όλες τις περιπτώσεις που φαίνονται στο σχήμα (5.1.1.1_3), η παράμετρος r παίρνει την τιμή 10^{-17} ή 10^{-18} , σύμφωνα με τα συμπεράσματα από το σχήμα (5.1.1.1_2).



Σχήμα 5.1.1.1_3 : Εκτίμηση του ρυθμού έκλυσης για διαφορετικές χρονικές συχνότητες των μετρήσεων και διαφορετική χρονική διάρκεια έκλυσης.

5.1.1.2 Σφάλματα παρατηρήσεων ανάλογα της συγκέντρωσης των μετρήσεων

- ✓ Σταθερή ένταση της πηγής στο χρόνο

Η «πραγματική» ένταση της πηγής $q_T = 10^6$ (μg/s)

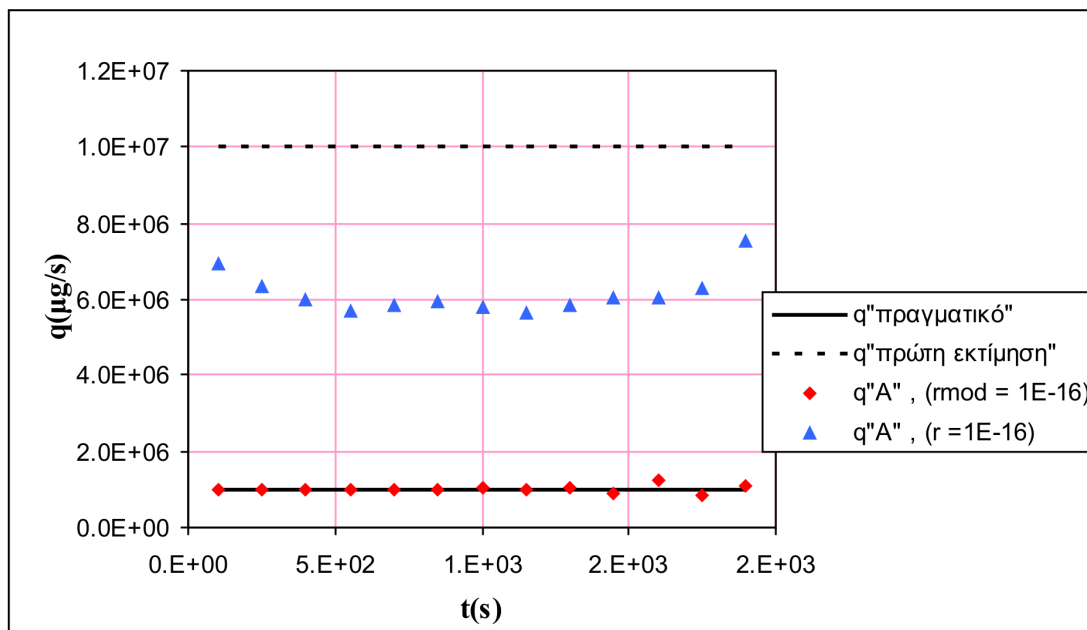
Η «πρώτη εκτίμηση» $q_B = 10^7$ μg/s.

- ✓ Σταθερή ταχύτητα του ανέμου
- ✓ 1 σημείο μέτρησης ($X_m = 5$ km) και 3 σημεία μέτρησης ($X_{m1} = 5$ km, $X_{m2} = 10$ km, $X_{m3} = 20$ km)

Στην ενότητα αυτή θα υποθέσουμε πως τα σφάλματα είναι ανάλογα της συγκέντρωσης των μετρήσεων. Λαμβάνοντας υπόψη τα συμπεράσματα από τα σχήματα (5.1.1.1_1 και 5.1.1.1_3), στα επόμενα τεστ ο συνολικός χρόνος των μετρήσεων θα είναι $T_{meas} = 2300$ s, το χρονικό διάστημα μεταξύ των μετρήσεων θα είναι ίσο με $\Delta t_{meas} = 200$ s, και τέλος το χρονικό διάστημα μεταξύ των puffs θα είναι $\Delta t = 150$ s).

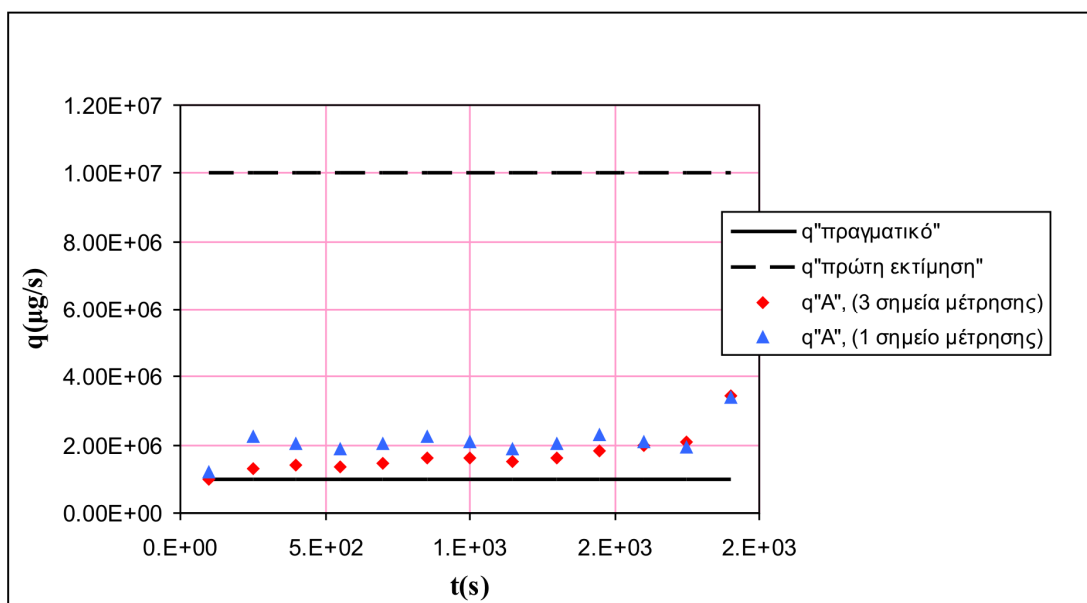
Η «πραγματική» τιμή της έντασης της πηγής που τέθηκε για να χρησιμοποιηθεί στο βήμα 1 ήταν σταθερή και ίση με $q_T = 10^6$ (μg/s). Στο βήμα 2 η «πρώτη εκτίμηση» (q_B) (first guess or background) της έντασης της πηγής τέθηκε ίση με 10^7 μg/s (δηλ., η «πρώτη εκτίμηση» απέχει κατά ένα παράγοντα του 10 από την «πραγματική»). Τέλος υπολογίστηκε ο «διορθωμένος» ρυθμός έκλυσης (q_A).

Όπως φαίνεται από τα επόμενα σχήματα (5.1.1.2_1, 5.1.1.2_2) όταν το σφάλμα των παρατηρήσεων είναι ανάλογο της συγκέντρωσης των μετρήσεων η απόδοση της μεθόδου βελτιώνεται ακόμα και για μεγαλύτερες τιμές της παραμέτρου r_{mod} (εξίσωση (4.1.1_7)).



Σχήμα 5.1.1.2_ 1 : Εκτίμηση του ρυθμού έκλυσης με σφάλματα παρατηρήσεων σταθερά και με σφάλματα των παρατηρήσεων ανάλογα της συγκέντρωσης των μετρήσεων (1 σημείο μέτρησης).

Στην προηγούμενη περίπτωση είχαμε ένα σημείο μέτρησης (σχήμα 5.1.1.2_1). Στο επόμενο σχήμα (5.1.1.2_2) παρουσιάζεται η περίπτωση όπου έχουμε τρία σημεία μέτρησης που το καθένα απέχει από την πηγή 5km, 10km και 20km αντίστοιχα. Η παράμετρος r_{mod} τέθηκε ίση με 10^{-13} . Στο σχήμα (5.1.1.2_2) είναι προφανής η βελτίωση της εκτίμησης του ρυθμού έκλυσης με περισσότερα σημεία μετρήσεων.



Σχήμα 5.1.1.2_ 2 : Εκτίμηση του ρυθμού έκλυσης με ένα σημείο μέτρησης και με τρία σημεία μέτρησης.

Στα προηγούμενα τεστ η ένταση της πηγής και η ταχύτητα του ανέμου ήταν σταθερά. Στη συνέχεια θα εξετάσουμε διάφορες περιπτώσεις με χρονικά μεταβλητό ρυθμό έκλυσης (περιπτώσεις 1-6) και μεταβλητή ταχύτητα του ανέμου (περιπτώσεις 7,8). Οι περιπτώσεις (1-6) που περιγράφονται στη συνέχεια περιλαμβάνουν διάφορες μορφές της έντασης της πηγής (Gaussian, ημιτονοειδής και γραμμική μορφή με διάφορες κλίσεις).

Περίπτωση 1:

- ✓ **Χρονικά μεταβλητός ρυθμός έκλυσης**
η «πραγματική» ένταση της πηγής και η «πρώτη εκτίμηση» έχουν
Gaussian μορφή
- ✓ **Σταθερή ταχύτητα του ανέμου**
- ✓ **2 σημεία μέτρησης** ($X_{m1} = 5 \text{ km}$, $X_{m2} = 10 \text{ km}$)

Η «πραγματική» τιμή της έντασης της πηγής που τέθηκε για το βήμα 1 ήταν ίση με:

$$q_{src} = q_0 \exp\left(\frac{-(t_{psrc} - t_0)^2}{\sigma_{meas}^2}\right) \quad 5.1.1.2_1$$

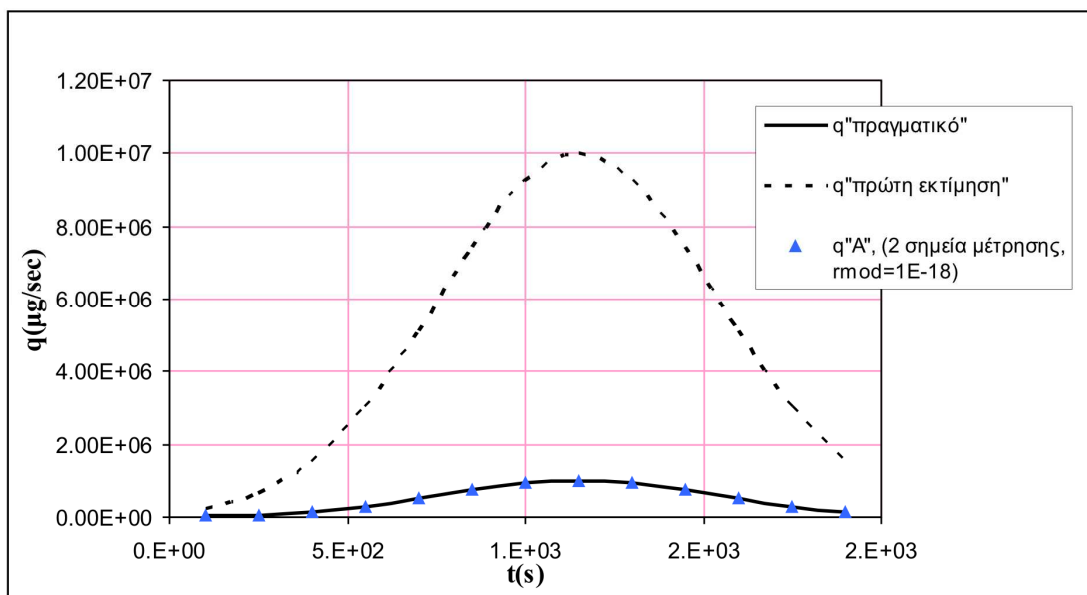
όπου,

$$t_0 = \frac{t_{meas_{max}}}{2},$$

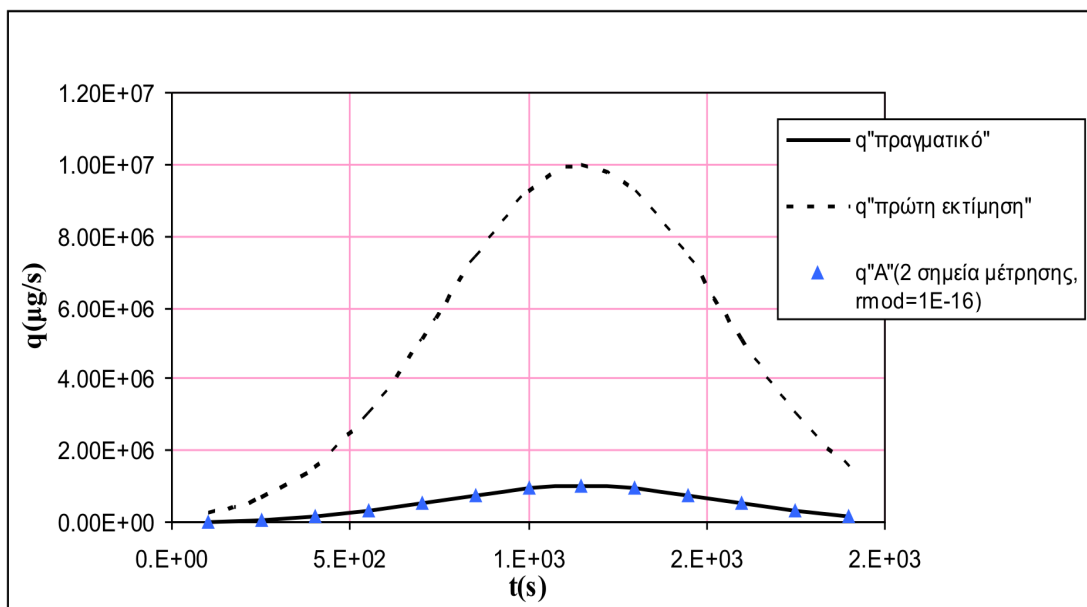
$T_{meas_{max}} = 2300\text{s}$, τυπική απόκλιση $\sigma = 547.7$ και $q_0 = 10^6 \text{ (}\mu\text{g / s)}$

Οι υπολογισμένες συγκεντρώσεις από το βήμα 1 θα χρησιμοποιηθούν ως μετρήσεις στο βήμα 2. Η μέση ταχύτητα του ανέμου ήταν σταθερή και οριζόντια, $u = 10.0 \text{ m/s}$. Μετά την ολοκλήρωση του βήματος 1 πραγματοποιείται το βήμα 2. Στο βήμα 2 η «πρώτη εκτίμηση» (q_B) της έντασης της πηγής είχε οριστεί όπως στην εξίσωση (5.1.1.2_1) με το ίδιο t_0 και το ίδιο σ αλλά με $q_0 = 10^7 \text{ (}\mu\text{g / s)}$ (δηλ., η «πρώτη εκτίμηση» απέχει κατά ένα παράγοντα του 10 από την «πραγματική». Στο δεύτερο βήμα υπολογίζεται ο ρυθμός έκλυσης (Q_A) αφομοιώνοντας τις “μετρήσεις” από το βήμα 1. Τα αποτελέσματα θέτοντας αρχικά στην παράμετρο r_{mod} την τιμή

10^{-18} και έπειτα την τιμή 10^{-16} , παρουσιάζονται στα σχήματα (5.1.1.2_3) και (5.1.1.2_4) αντίστοιχα.



Σχήμα 5.1.1.2_3: Εκτίμηση του ρυθμού έκλυσης με δυο σημεία μέτρησης και $r_{\text{mod}} = 10^{-18}$



Σχήμα 5.1.1.2_4: Εκτίμηση του ρυθμού έκλυσης με δυο σημεία μέτρησης και $r_{\text{mod}} = 10^{-16}$

Περίπτωση 2:

- ✓ Χρονικά μεταβλητός ρυθμός έκλυσης
η «πραγματική» ένταση της πηγής και η «πρώτη εκτίμηση» έχουν ημιτονοειδή μορφή
- ✓ Σταθερή ταχύτητα του ανέμου
- ✓ 2 σημεία μέτρησης ($X_{m1} = 5 \text{ km}$, $X_{m2} = 10 \text{ km}$)

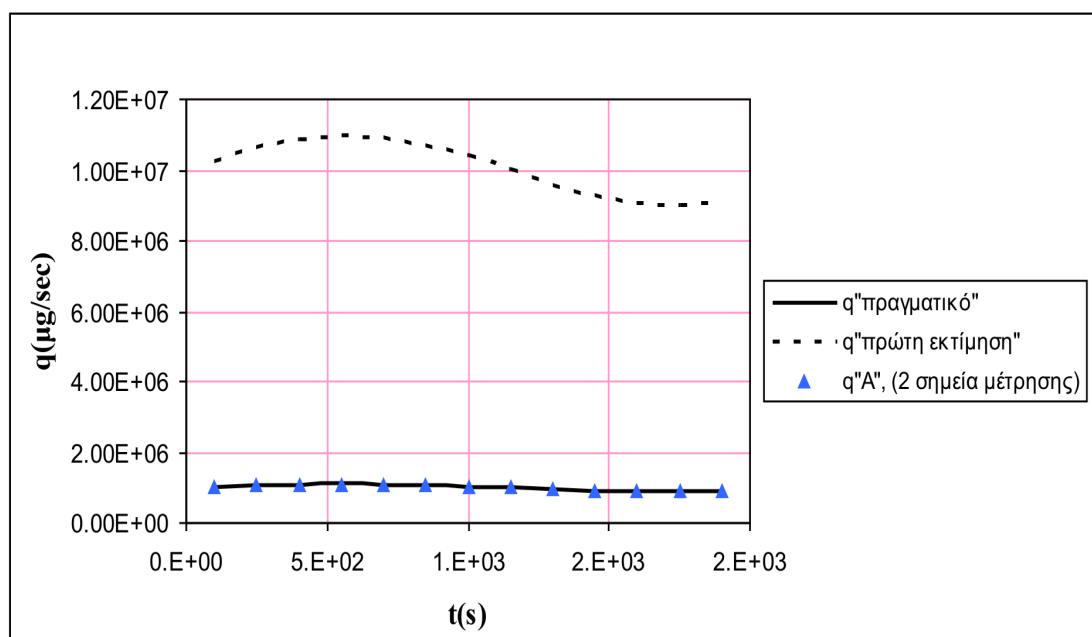
Η «πραγματική» τιμή της έντασης της πηγής που τέθηκε για το βήμα 1 ήταν ίση με:

$$q_{src} = q_0 + A \sin(\omega t) \quad 5.1.1.2_2$$

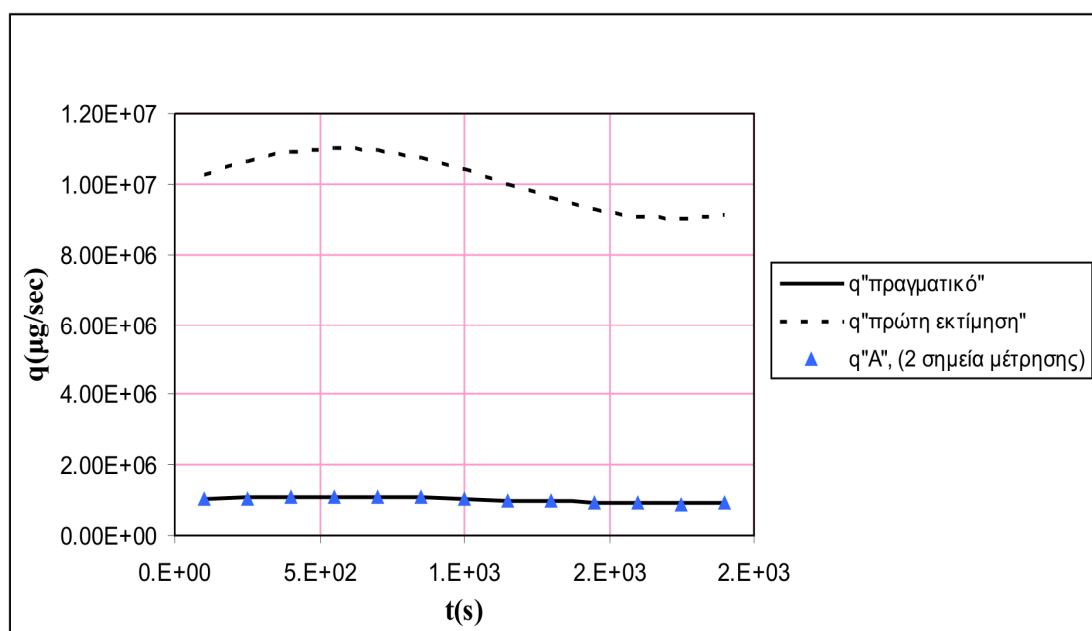
με $q_0 = 10^6 (\mu\text{g} / \text{s})$,

το πλάτος A ορίστηκε ίσο με $0.1q_0$ και γωνιακή συχνότητα $\omega = \frac{2\pi}{T}$, με περίοδο ίση με το συνολικό χρόνο των μετρήσεων ($T = 2300\text{s}$) Η μέση ταχύτητα του ανέμου ήταν σταθερή και οριζόντια ($u = 10.0 \text{ m} / \text{s}$).

Μετά την ολοκλήρωση του βήματος 1 πραγματοποιήθηκε το δεύτερο βήμα . στο βήμα 2 η «πρώτη εκτίμηση» (Q_B) της έντασης της πηγής ορίστηκε όπως στην εξίσωση (5.1.1.2_2) με το ίδιο πλάτος , την ίδια γωνιακή συχνότητα αλλά με $q_0 = 10^7 (\mu\text{g} / \text{s})$ (δηλ., η «πρώτη εκτίμηση» απέχει κατά ένα παράγοντα του 10 από την «πραγματική». Στο βήμα 2 υπολογίστηκε ο ρυθμός έκλυσης (Q_A) αφομοιώνοντας τις “μετρήσεις” από το βήμα 1. Τα αποτελέσματα θέτοντας αρχικά στην παράμετρο r_{mod} την τιμή 10^{-18} και έπειτα την τιμή 10^{-16} , παρουσιάζονται στα σχήματα (5.1.1.2_5) και (5.1.1.2_6) αντίστοιχα.



Σχήμα 5.1.1.2_ 5: Εκτίμηση του ρυθμού έκλυσης με δυο σημεία μέτρησης και $r_{\text{mod}} = 10^{-18}$



Σχήμα 5.1.1.2_ 6: Εκτίμηση του ρυθμού έκλυσης με δυο σημεία μέτρησης και $r_{\text{mod}} = 10^{-16}$

Περίπτωση 3:

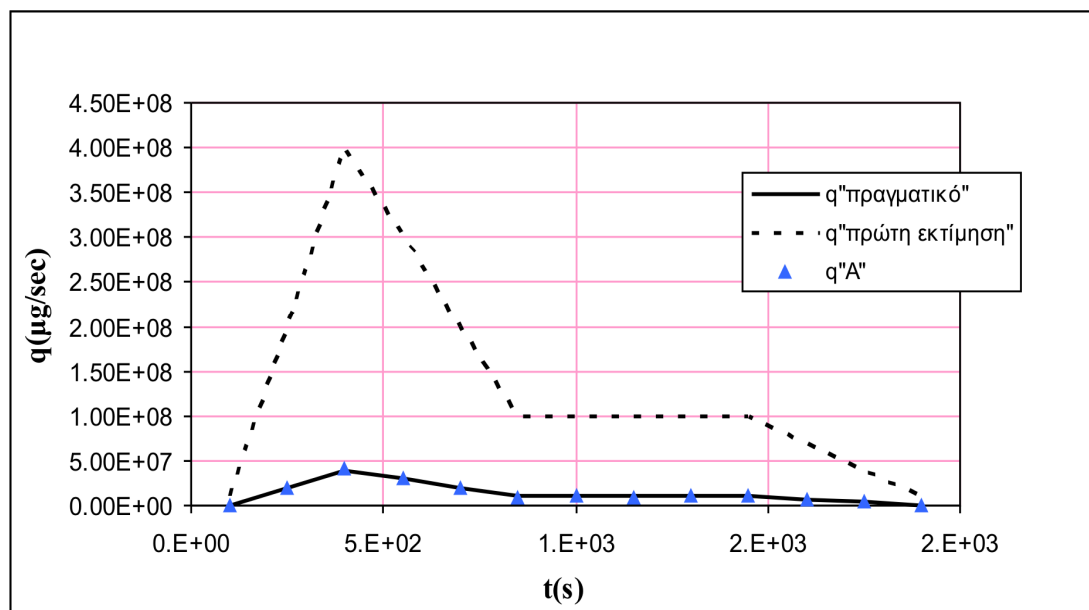
- ✓ **Χρονικά μεταβλητός ρυθμός έκλυσης**
η «πραγματική» ένταση της πηγής και η «πρώτη εκτίμηση»
μεταβάλλονται γραμμικά
- ✓ **Σταθερή ταχύτητα του ανέμου**
- ✓ **2 σημεία μέτρησης** ($X_{m1} = 5 \text{ km}$, $X_{m2} = 10 \text{ km}$)

Η «πραγματική» τιμή της έντασης της πηγής που τέθηκε για το βήμα 1 ήταν ίση με:

$$q_{src} = tp_{src} * \alpha \quad \text{5.1.1.2_3}$$

όπου,

α είναι η κλίση, μεταβλητή στο χρόνο. Η μέση ταχύτητα του ανέμου ήταν σταθερή και οριζόντια, $u = 10.0 \text{ m/s}$. Στο βήμα 2 η «πρώτη εκτίμηση» (q_B) της έντασης της πηγής ορίστηκε όπως στην εξίσωση (5.1.1.2_3) αλλά με το q_{src} μεγαλύτερο κατά ένα παράγοντα του 10 από την «πραγματική» ένταση της πηγής. Στο δεύτερο βήμα υπολογίστηκε ο ρυθμός έκλυσης (q_A) αφομοιώνοντας τις “μετρήσεις” από το βήμα 1. Τα αποτελέσματα θέτοντας στην παράμετρο r_{mod} την τιμή 10^{-18} , παρουσιάζονται στο σχήμα (5.1.1.2_7).



Σχήμα 5.1.1.2_ 7: Εκτίμηση του ρυθμού έκλυσης με δυο σημεία μέτρησης και $r_{\text{mod}} = 10^{-18}$

Στις περιπτώσεις (1-3) που εξεταστήκαν παραπάνω η «πραγματική» ένταση της πηγής και η «πρώτη εκτίμηση» είχαν την ίδια μορφή, και η «πρώτη εκτίμηση» απείχε κατά ένα παράγοντα του 10 από την «πραγματική». Ενώ στις επόμενες περιπτώσεις (4,5,6) η «πραγματική» ένταση της πηγής δεν θα έχει την ίδια μορφή με την πρώτη εκτίμηση.

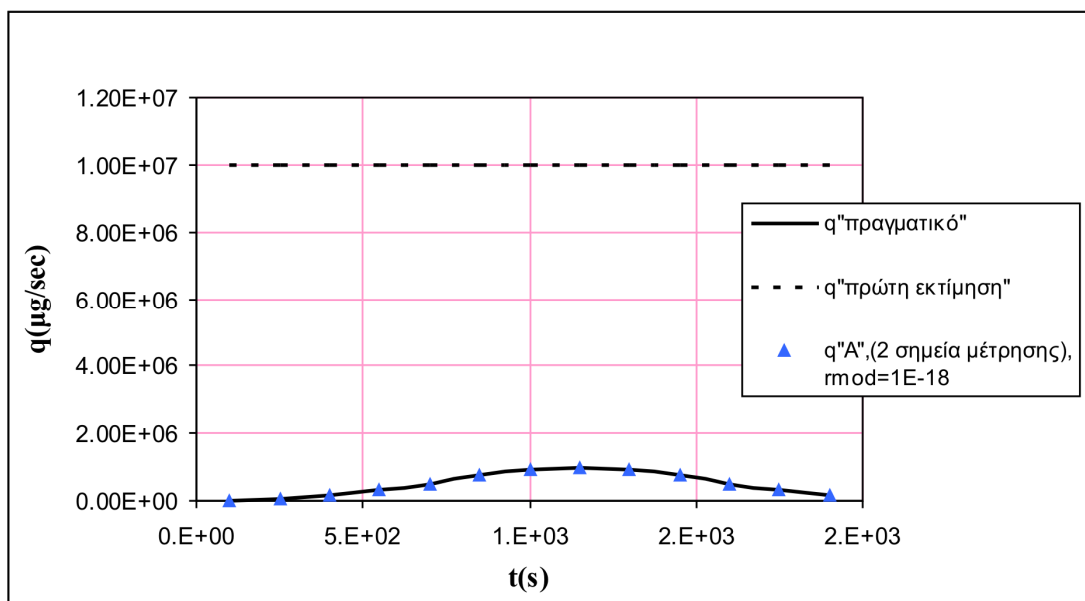
Περίπτωση 4:

- ✓ Χρονικά μεταβλητός ρυθμός έκλυσης/σταθερός ρυθμός έκλυσης
 «πραγματική» ένταση της πηγής: : *Gaussian μορφή*
 «πρώτη εκτίμηση»: *σταθερή*
- ✓ Σταθερή ταχύτητα του ανέμου
- ✓ 2 σημεία μέτρησης ($X_{m1} = 5 \text{ km}$, $X_{m2} = 10 \text{ km}$)

Η «πραγματική» τιμή της έντασης της πηγής που τέθηκε για το βήμα 1 ορίστηκε όπως στην εξίσωση (5.1.1.2_1). Στο βήμα 2 η «πρώτη εκτίμηση» (q_B) της

έντασης της πηγής είχε τεθεί σταθερή και ίση με $q_T = 10^7 \mu\text{g} / \text{s}$. Στο δεύτερο βήμα υπολογίζεται ο ρυθμός έκλυσης (q_A) αφομοιώνοντας τις “μετρήσεις” από το βήμα 1.

Τα αποτελέσματα θέτοντας την τιμή της παραμέτρου $r_{\text{mod}} = 10^{-18}$, παρουσιάζονται στο σχήμα (5.1.1.2_8).



Σχήμα 5.1.1.2_8: Εκτίμηση του ρυθμού έκλυσης με δυο σημεία μέτρησης και $r_{\text{mod}} = 10^{-18}$

Περίπτωση 5:

✓ Χρονικά μεταβλητός ρυθμός έκλυσης

«πραγματική» ένταση της πηγής : ημιτονοειδής μορφή

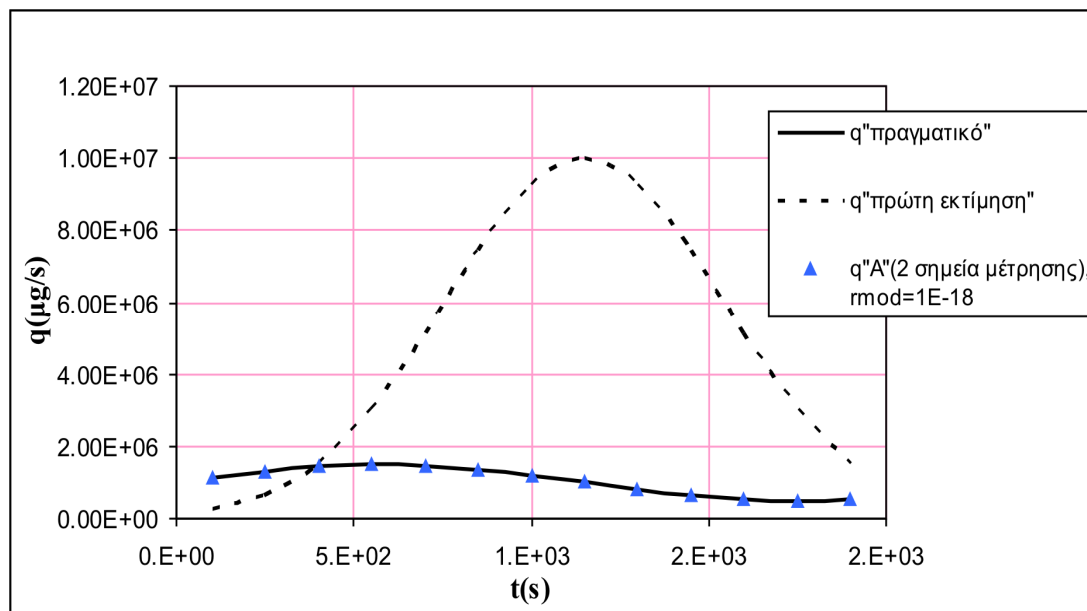
«πρώτη εκτίμηση»: Gaussian μορφή

✓ Σταθερή ταχύτητα του ανέμου

✓ 2 σημεία μέτρησης ($X_{m1} = 5 \text{ km}$, $X_{m2} = 10 \text{ km}$)

Η «πραγματική» τιμή της έντασης της πηγής που τέθηκε στο βήμα 1 ορίστηκε όπως στην εξίσωση (5.1.1.2_2), αλλά το πλάτος A ορίστηκε $0.5q_0$. Στο βήμα 2 η «πρώτη εκτίμηση» (q_B) της έντασης της πηγής ορίστηκε όπως στην εξίσωση

(5.1.1.2_1). Στο δεύτερο βήμα υπολογίστηκε ο ρυθμός έκλυσης (q_A). Τα αποτελέσματα θέτοντας την τιμή της παραμέτρου $r_{\text{mod}} = 10^{-18}$, παρουσιάζονται στο σχήμα (5.1.1.2_9).



Σχήμα 5.1.1.2_9 : Εκτίμηση του ρυθμού έκλυσης με δυο σημεία μέτρησης και $r_{\text{mod}} = 10^{-18}$

Περίπτωση 6:

✓ Χρονικά μεταβλητός ρυθμός έκλυσης

«πραγματική» ένταση της πηγής : γραμμική μεταβολή

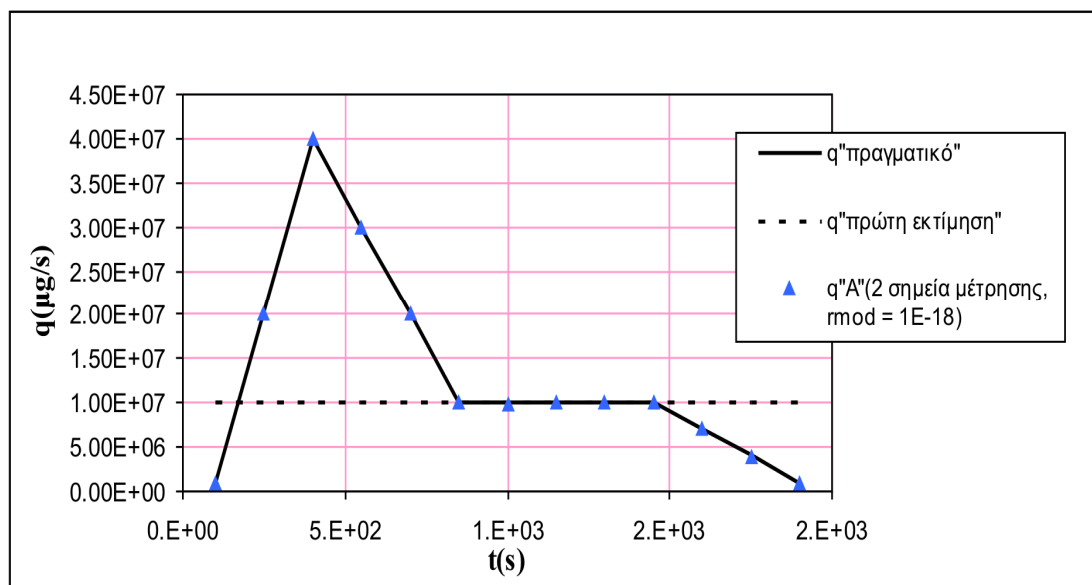
«πρώτη εκτίμηση»: σταθερή

✓ Σταθερή ταχύτητα του ανέμου

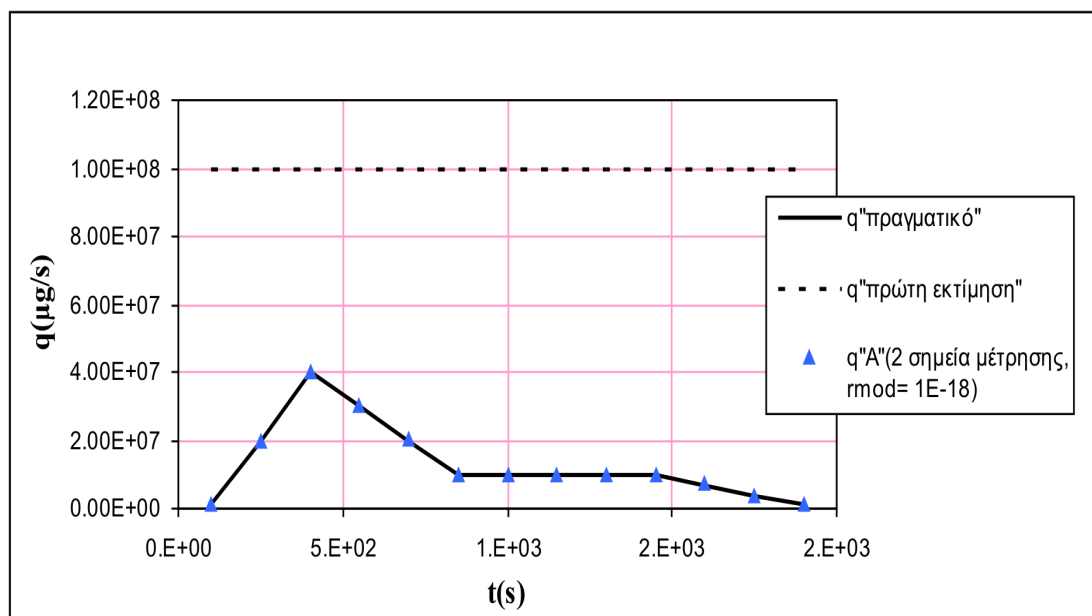
✓ 2 σημεία μέτρησης ($X_{m1} = 5 \text{ km}$, $X_{m2} = 10 \text{ km}$)

Η «πραγματική» τιμή της έντασης της πηγής που τέθηκε το βήμα 1 ορίστηκε όπως στην εξίσωση (5.1.1.2_3). Τρεις προσομοιώσεις πραγματοποιήθηκαν. Έτσι αρχικά η «πρώτη εκτίμηση» (q_B) της έντασης της πηγής τέθηκε σταθερή και ίση με $q_B = 10^7 \mu\text{g/s}$, έπειτα ίση με $q_B = 10^8 \mu\text{g/s}$ και τέλος ίση με $q_B = 3 \times 10^7 \mu\text{g/s}$. Τα

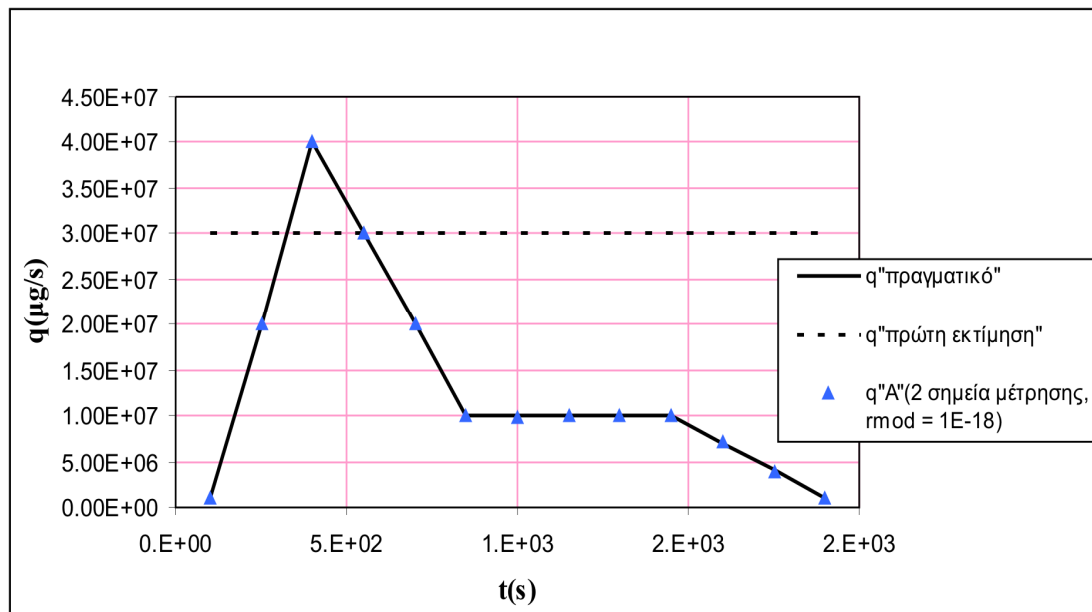
αποτελέσματα θέτοντας την τιμή της παραμέτρου $r_{\text{mod}} = 10^{-18}$, παρουσιάζονται στα σχήματα (5.1.1.2_10 - 5.1.1.2_12). Σε όλες τις περιπτώσεις τα αποτελέσματα είναι πολύ ικανοποιητικά.



Σχήμα 5.1.1.2_10: Εκτίμηση του ρυθμού έκλυσης με δυο σημεία μέτρησης και $r_{\text{mod}} = 10^{-18}$



Σχήμα 5.1.1.2_11: Εκτίμηση του ρυθμού έκλυσης με δυο σημεία μέτρησης και $r_{\text{mod}} = 10^{-18}$



Σχήμα 5.1.1.2_12 : Εκτίμηση του ρυθμού έκλυσης με δυο σημεία μέτρησης και $r_{\text{mod}} = 10^{-18}$

Στις προηγούμενες περιπτώσεις (1-6) η ταχύτητα του ανέμου ήταν σταθερή. Στις επόμενες περιπτώσεις (7,8) η εκτίμηση του ρυθμού έκλυσης θα γίνει με μεταβλητή ταχύτητα του ανέμου. Στην περίπτωση (7) θα έχουμε σταθερή ένταση της πηγής στο χρόνο ενώ στην περίπτωση (8) ο ρυθμός έκλυσης θα είναι χρονικά μεταβλητός.

Περίπτωση 7:

- ✓ Σταθερή ένταση της πηγής στο χρόνο

«πραγματική» ένταση της πηγής: $q_T = 10^6$ (μg/s)

«πρώτη εκτίμηση»: $q_B = 10^7$ μg/s.

- ✓ Μεταβλητή ταχύτητα του ανέμου (χωρικά)

ημιτονοειδής μορφή

$$v = v_0 + A \sin(kX)$$

- ✓ 3 σημεία μέτρησης ($X_{m1} = 5$ km, $X_{m2} = 10$ km, $X_{m3} = 20$ km)

Η «πραγματική» τιμή της έντασης της πηγής είναι σταθερή και ίση με $q_T = 10^6$ (μg/s). Στο βήμα 2 η «πρώτη εκτίμηση» (q_B) της έντασης της πηγής

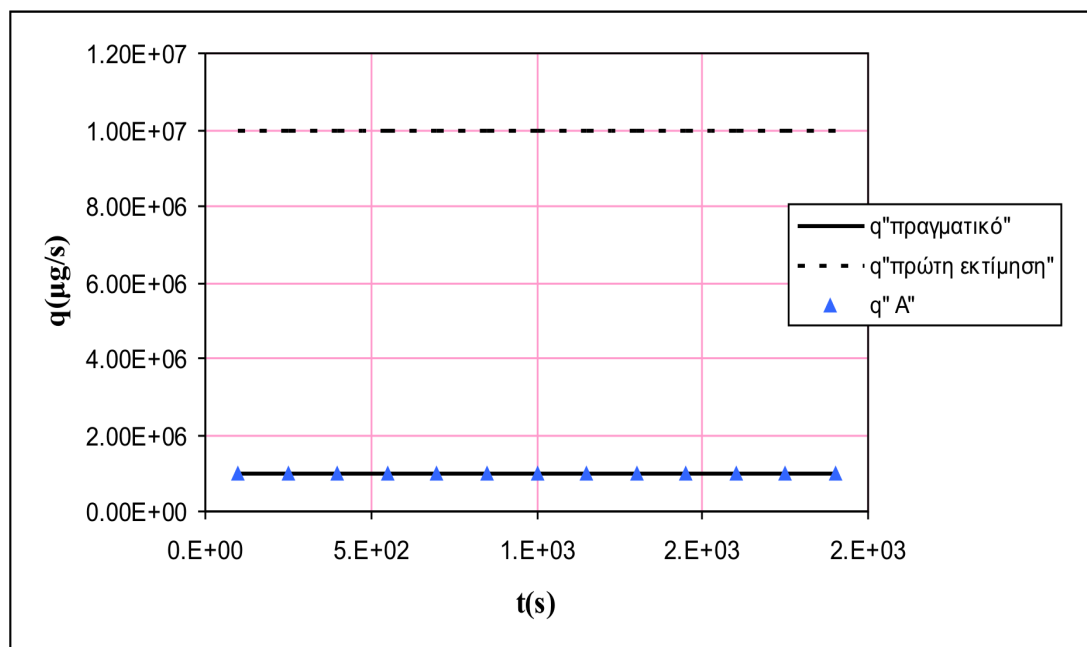
τέθηκε ίση με 10^7 ($\mu\text{g}/\text{s}$) (δηλ., η «πρώτη εκτίμηση» απέχει κατά ένα παράγοντα του 10 από την «πραγματική». Ο ρυθμός έκλυσης (q_A) υπολογίστηκε με την διαδικασία αφομοίωσης.

Η μεταβολή της ταχύτητας του ανέμου δίνεται από την σχέση:

$$v = v_0 + A \sin(kX) \quad 5.1.1.2_4$$

με, πλάτος $A = 0.1 \times v_0$, $k = 2\pi / X_{\max}$, και $X_{\max} = 40$ km.

Τα αποτελέσματα θέτοντας την τιμή της παραμέτρου $r_{\text{mod}} = 10^{-18}$, παρουσιάζονται στο σχήμα (5.1.1.2_13).



Σχήμα 5.1.1.2_13: Εκτίμηση του ρυθμού έκλυσης με δυο σημεία μέτρησης, $r_{\text{mod}} = 10^{-18}$ και μεταβλητή ταχύτητα του ανέμου (χωρικά)

Περίπτωση 8:

- ✓ **Χρονικά μεταβλητός ρυθμός έκλυσης**
 «πραγματική» ένταση της πηγής : *Gaussian μορφή*
 «πρώτη εκτίμηση»: *ημιτονοειδής μορφή*
- ✓ **Μεταβλητή ταχύτητα του ανέμου (χωρικά)**
 ημιτονοειδής μορφή

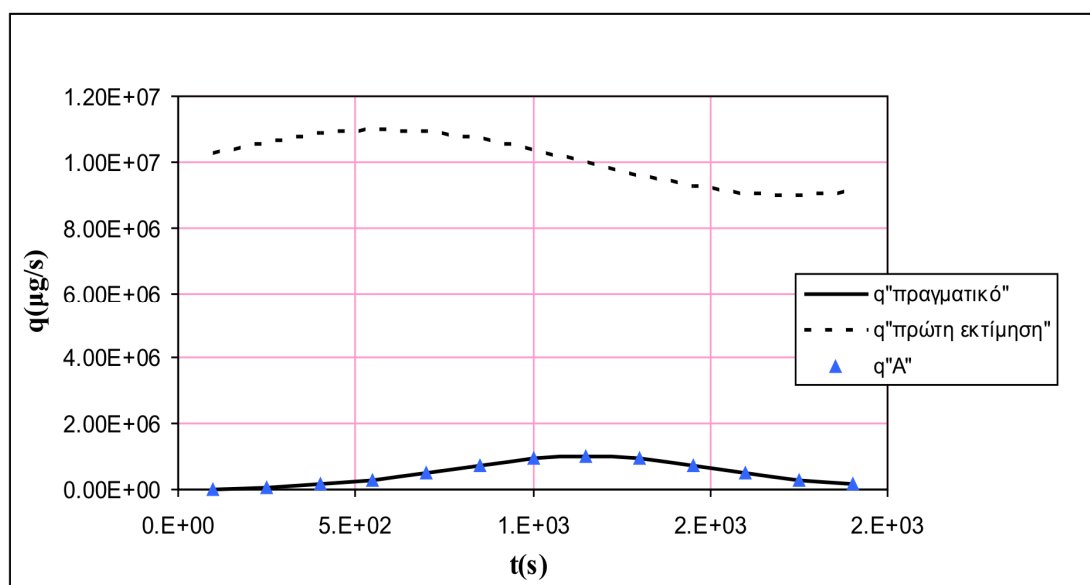
$$v = v_0 + A \sin(kX)$$
- ✓ **3 σημεία μέτρησης** ($X_{m1} = 5 \text{ km}$, $X_{m2} = 10 \text{ km}$, $X_{m3} = 20 \text{ km}$)

Η μεταβολή της ταχύτητας του ανέμου δίνεται από την σχέση:

$$v = v_0 + A \sin(kX)$$

με, πλάτος $A = 0.1 \times v_0$, $k = 2\pi / X_{\max}$, και $X_{\max} = 40 \text{ km}$.

Η «πραγματική» τιμή της έντασης ορίστηκε στο βήμα 1 όπως στην εξίσωση (5.1.1.2_1). Στο δεύτερο βήμα η «πρώτη εκτίμηση» (q_B) της έντασης της πηγής ορίστηκε όπως στην εξίσωση (5.1.1.2_2). Τα αποτελέσματα θέτοντας την τιμή της παραμέτρου $r_{\text{mod}} = 10^{-18}$, παρουσιάζονται στο σχήμα (5.1.1.2_14).

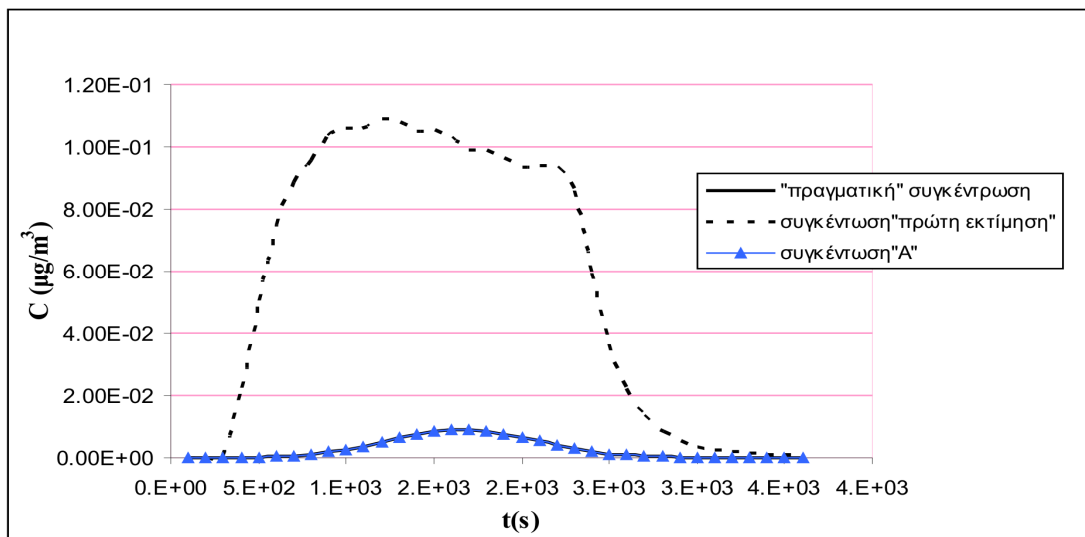


Σχήμα 5.1.1.2_14: Εκτίμηση του ρυθμού έκλυσης με τρία σημεία μέτρησης, $r_{\text{mod}} = 10^{-18}$ και μεταβλητή ταχύτητα του ανέμου (χωρικά)

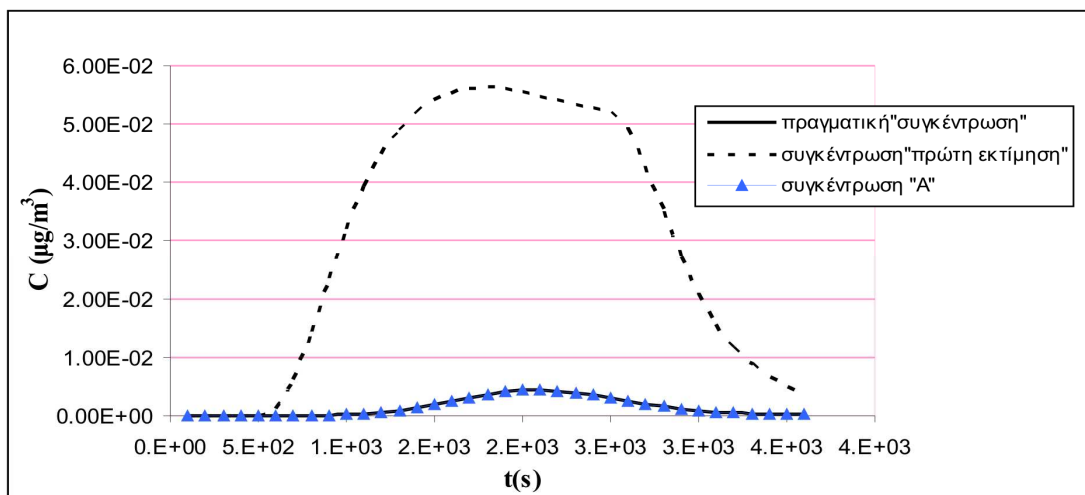
Από το παραπάνω σχήμα (5.1.1.2_ 14) παρατηρούμε πως η μεθοδολογία επιτρέπει την εκτίμηση της πηγής για συνθήκες με μεταβλητό άνεμο και μεταβλητή ένταση της πηγής.

Επιπλέον, για την περίπτωση (8) η βελτίωση της συγκέντρωσης με αφομοίωση μετρήσεων συγκέντρωσης παρουσιάζεται γραφικά στα σχήματα (5.1.1.2_15 - 5.1.1.2_17)

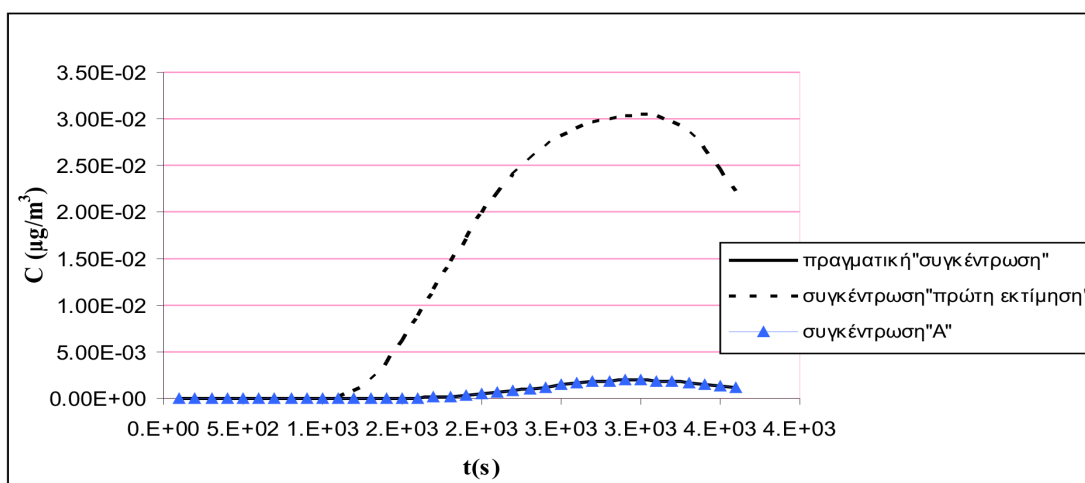
Στα παρακάτω σχήματα (5.1.1.2_15-5.1.1.2_17) παρουσιάζονται οι (“πραγματικές”) συγκεντρώσεις του βήματος 1, οι συγκεντρώσεις του βήματος 2 (“πρώτη εκτίμηση”) και οι συγκεντρώσεις με την μέθοδο αφομοίωσης δεδομένων (C_A).



Σχήμα 5.1.1.2_ 15: Εκτίμηση της συγκέντρωσης για το σημείο μέτρησης no.1 (5km),



Σχήμα 5.1.1.2_ 16 : Εκτίμηση της συγκέντρωσης για το σημείο μέτρησης no.2 (10km)



Σχήμα 5.1.1.2_ 17: Εκτίμηση της συγκέντρωσης για το σημείο μέτρησης no.3 (20km)

5.1.2 Έλεγχος Ευαισθησίας μεθόδου σε Δισδιάστατη Διασπορά

Στην ενότητα αυτή θα γίνει αξιολόγηση της μεθόδου σε δισδιάστατη διασπορά. Ο μονοδιάστατος κώδικας που αναπτύχθηκε στην διατριβή επεκτάθηκε σε δισδιάστατο (παράρτημα Π1) και η μέθοδος εφαρμόστηκε σε πιο ρεαλιστικές καταστάσεις.

Συμφωνά με τα συμπεράσματα από το σχήμα (5.1.1.2_2). Ο αριθμός των σημείων παρατήρησης που θα χρησιμοποιηθεί στην διαδικασία αφομοίωσης είναι ιδιαίτερα σημαντικός για την επίτευξη του βέλτιστου αποτελέσματος. Με περισσότερα σημεία παρατήρησης έχουμε καλύτερα αποτελέσματα. Η επιλογή των παρατηρήσεων που θα πρέπει να χρησιμοποιηθούν στη διαδικασία αφομοίωσης δεν είναι μια απλή διαδικασία. Σημαντικός παράγοντας για την επιλογή των παρατηρήσεων που θα χρησιμοποιηθούν στη διαδικασία Αφομοίωσης είναι και η απόσταση των μετρήσεων από το σημείο έκλυσης.

Στα πρώτα τεστ η ένταση της πηγής και η ταχύτητα του ανέμου θεωρήθηκαν σταθερά. Οι συνιστώσες της ταχύτητας του ανέμου ήταν $(u, v, w) = (4.3 \text{ms}^{-1}, 2.5 \text{ms}^{-1}, 0)$. Το σημείο που εκλύθηκε η επικίνδυνη αέρια ουσία είχε συντεταγμένες $(X_S, Y_S, Z_S) = (30 \text{km}, 30 \text{km}, 20 \text{m})$. Η κατηγορία ατμοσφαιρικής ευστάθειας θεωρήθηκε ουδέτερη (κατηγορία Pasquill D). Είχαμε τρία σημεία μέτρησης με συντεταγμένες όπως απεικονίζονται στο σχήμα (5.1.2_1). Θεωρήσαμε διασπορά πάνω από επίπεδο έδαφος ($Z_g = 0$, παντού). Η διάρκεια της πρόβλεψης του μοντέλου ήταν $T_{FRC} = 30000.0 \text{ s}$. Η έκλυση της επικίνδυνης ουσίας ξεκίνησε στα 0.0 s και σταμάτησε $T_{src} = 10800.0 \text{ s}$. Η χρονική διάρκεια μεταξύ των τολυπών (Δt) ήταν ίση με 10.8 s , ο συνολικός χρόνος των μετρήσεων ήταν $T_{meas} = 20000.0 \text{ s}$ και το $\Delta t_{meas} = 3000.0 \text{ s}$.

✓ Σταθερή ένταση της πηγής στο χρόνο

Η «πραγματική» ένταση της πηγής $q_T = 10^6$ ($\mu\text{g/s}$)

Η «πρώτη εκτίμηση» $q_B = 10^7$ $\mu\text{g/s}$.

✓ Σταθερή ταχύτητα του ανέμου

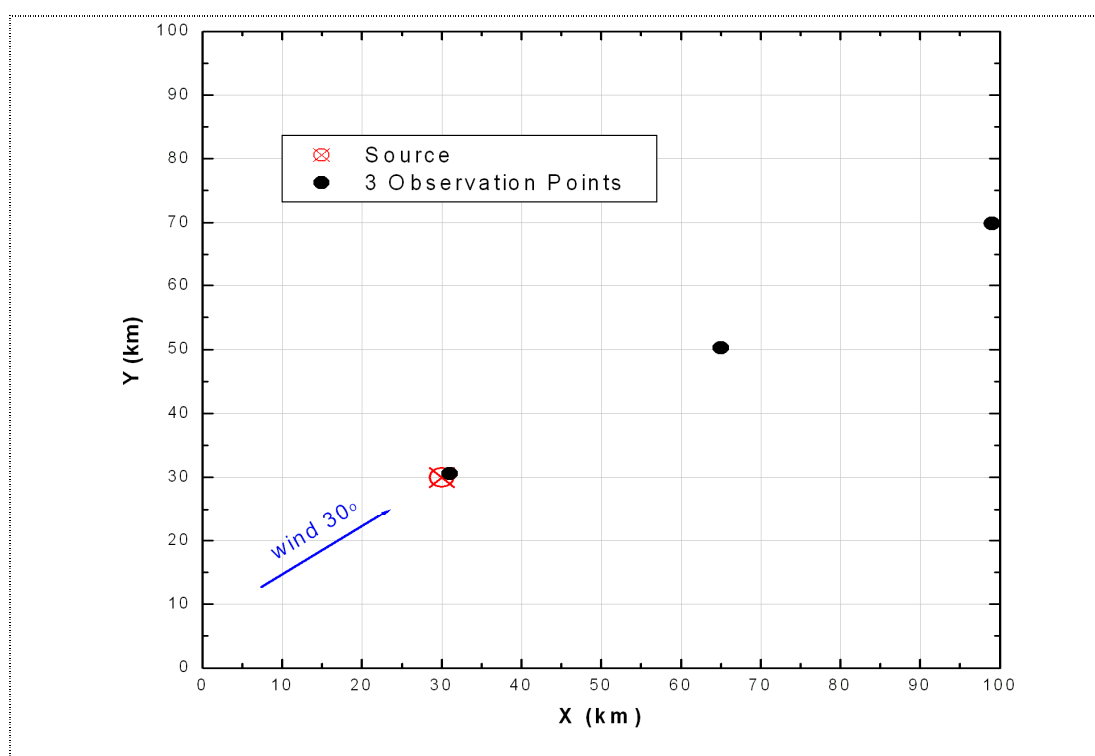
✓ 3 σημεία μέτρησης (πάνω στην διεύθυνση του ανέμου)

$X_m(1), Y_m(1) = 31000.0\text{m}, 30577.35\text{m}$

$X_m(2), Y_m(2) = 65000.0\text{m}, 50207.26\text{m}$

$X_m(3), Y_m(3) = 99000.0\text{m}, 69837.17\text{m}$

$Z_m = 2.0$ m



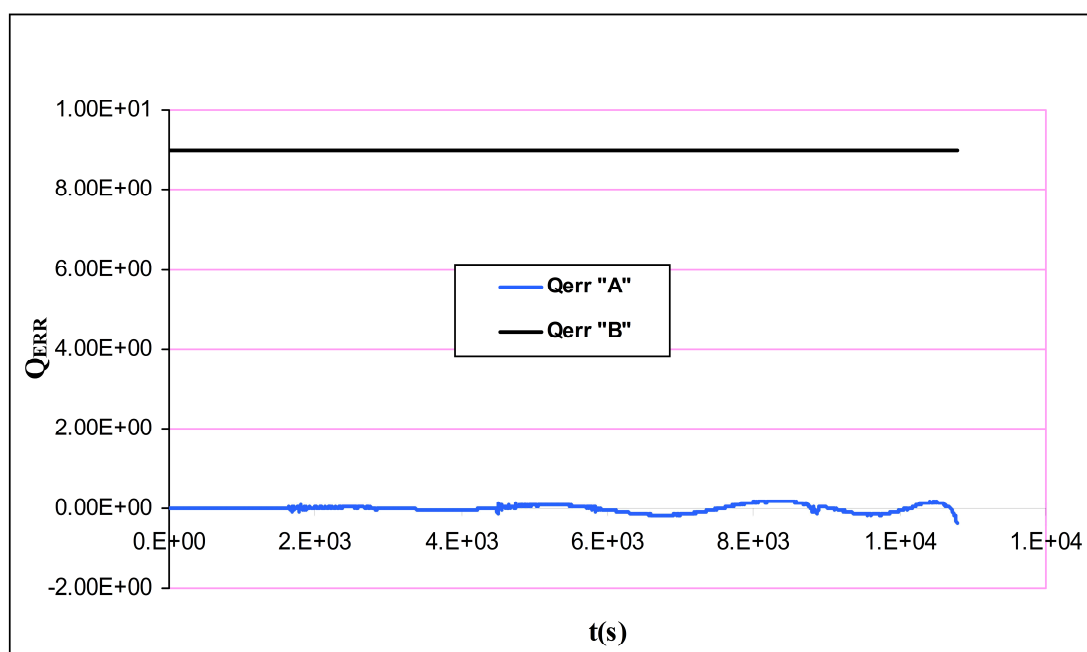
Σχήμα 5.1.2_1

Η «πραγματική» τιμή της έντασης της πηγής που τέθηκε για το βήμα 1 ήταν σταθερή και ίση με $q_T = 10^6$ ($\mu\text{g/s}$). Οι υπολογισμένες συγκεντρώσεις από το βήμα 1 χρησιμοποιήθηκαν ως μετρήσεις στο βήμα 2. Μετά την ολοκλήρωση του «πραγματικού» τρεξίματος πραγματοποιήθηκε το βήμα 2. Στο δεύτερο βήμα η ένταση της πηγής θεωρήθηκε άγνωστη. Η «πρώτη εκτίμηση» (q_B) της έντασης της πηγής τέθηκε ίση με 10^7 $\mu\text{g/s}$ (δηλ., η «πρώτη εκτίμηση» απείχε κατά ένα παράγοντα

του 10 από την «πραγματική»). Στο βήμα 2 υπολογίστηκε ο ρυθμός της έκλυσης (q_A) αφομοιώνοντας τις “μετρήσεις” που υπολογίστηκαν στο βήμα 1. Τα αποτελέσματα της εκτίμησης του ρυθμού έκλυσης, θέτοντας την τιμή της παραμέτρου $r_{mod} = 10^{-18}$ παρουσιάζονται στο σχήμα (5.1.2_2). Στα επόμενα σχήματα απεικονίζεται το σχετικό σφάλμα και όχι η απόλυτη τιμή της έντασης της πηγής.

$$Q_{err} \text{ "A"} = \frac{(q_A - q_{πραγματικό})}{q_{πραγματικό}}$$

$$Q_{err} \text{ "B"} = \frac{(q_{πρώτης εκάμησης} - q_{πραγματικό})}{q_{πραγματικό}}$$



Σχήμα 5.1.2_ 2: Εκτίμηση του σχετικού σφάλματος σε δισδιάστατη διασπορά

Στις περιπτώσεις που θα ακολουθήσουν εξετάζεται η ευαισθησία της μεθόδου στον αριθμό των μετρήσεων (περιπτώσεις 1,2) καθώς και στην χωρική τους κατανομή (περίπτωση 3). Επίσης στην κάθε περίπτωση γίνεται προσδιορισμός μιας βέλτιστης τιμής της παραμέτρου r_{mod} (4.1.1_7) (που είναι σημαντική για την απόδοση της μεθόδου).

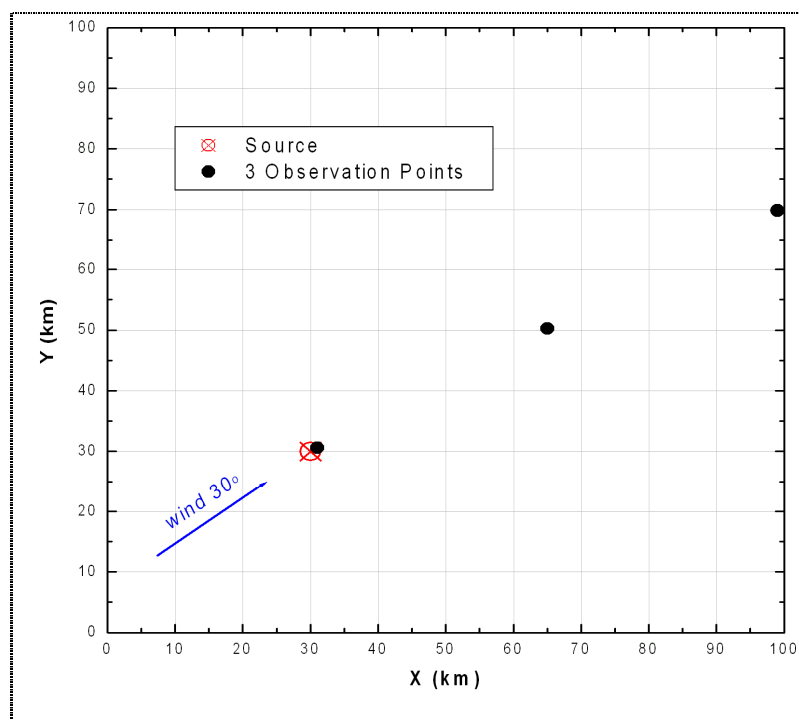
Στις περιπτώσεις (1,2) εξετάστηκε η ευαισθησία της μεθόδου στον αριθμό των μετρήσεων. Στην περίπτωση (1) η χωρική κατανομή των μετρήσεων που επιλέχθηκε ήταν σε ευθεία γραμμή όπως φαίνεται και στους παρακάτω χάρτες

(γραμμική διάταξη). Στην περίπτωση (2) επιλέχτηκε η κυκλική διάταξη, όπου τα σημεία μέτρησης ήταν τοποθετημένα σε κύκλο γύρω από το σημείο εκπομπής. Για κάθε ομάδα σημείων μέτρησης έγιναν τεστ για διαφορές τιμές της παραμέτρου r_{mod} , από την τιμή 10^{-19} έως 10^{-10} .

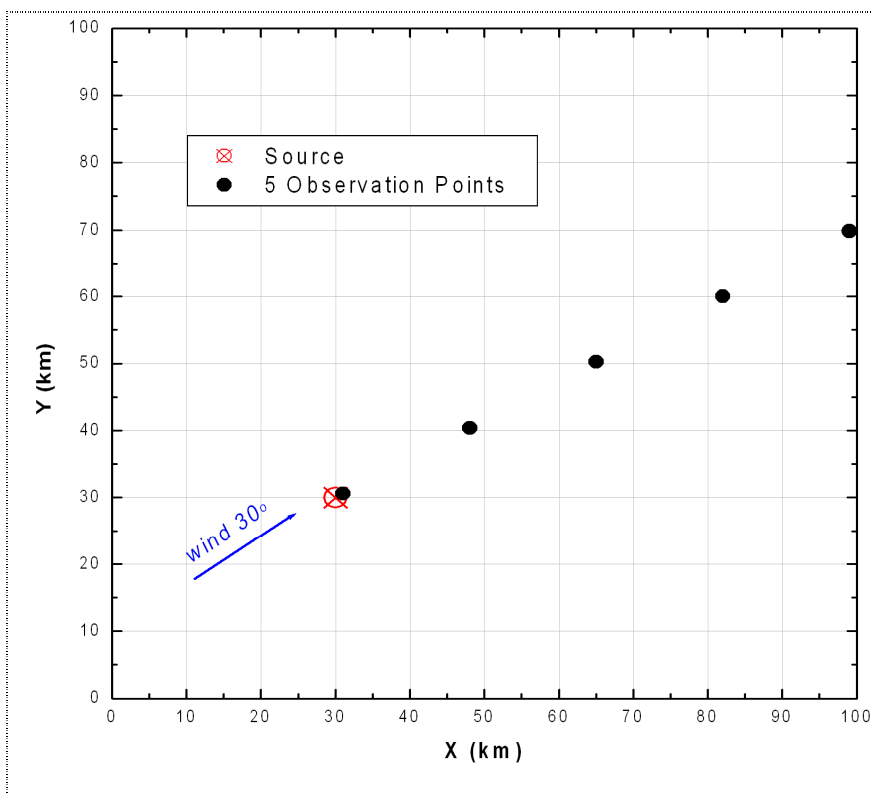
Περίπτωση 1:

Γραμμική διάταξη

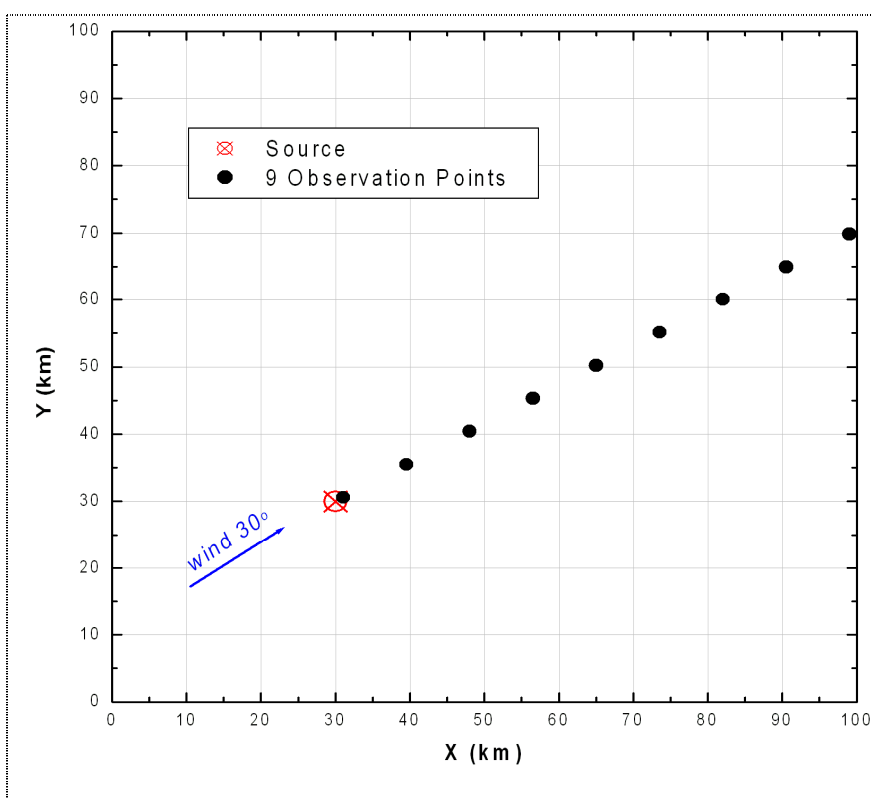
Στους επομένους χάρτες παρουσιάζεται η διάταξη των σημείων μέτρησης.



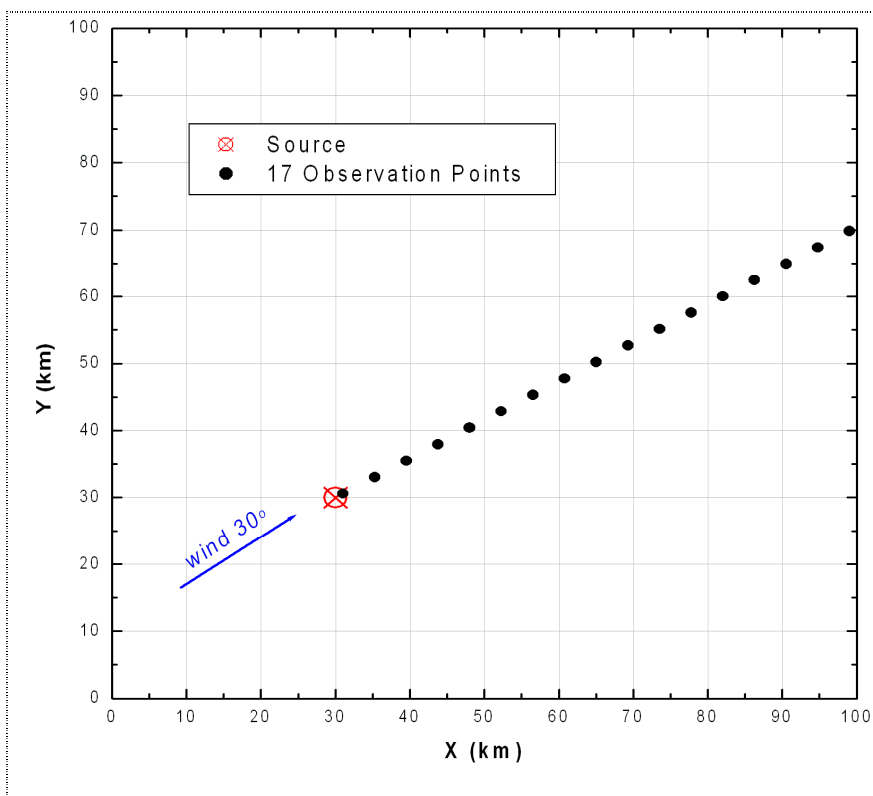
Χάρτης_1: Γραμμική διάταξη (τρία σημεία μέτρησης)



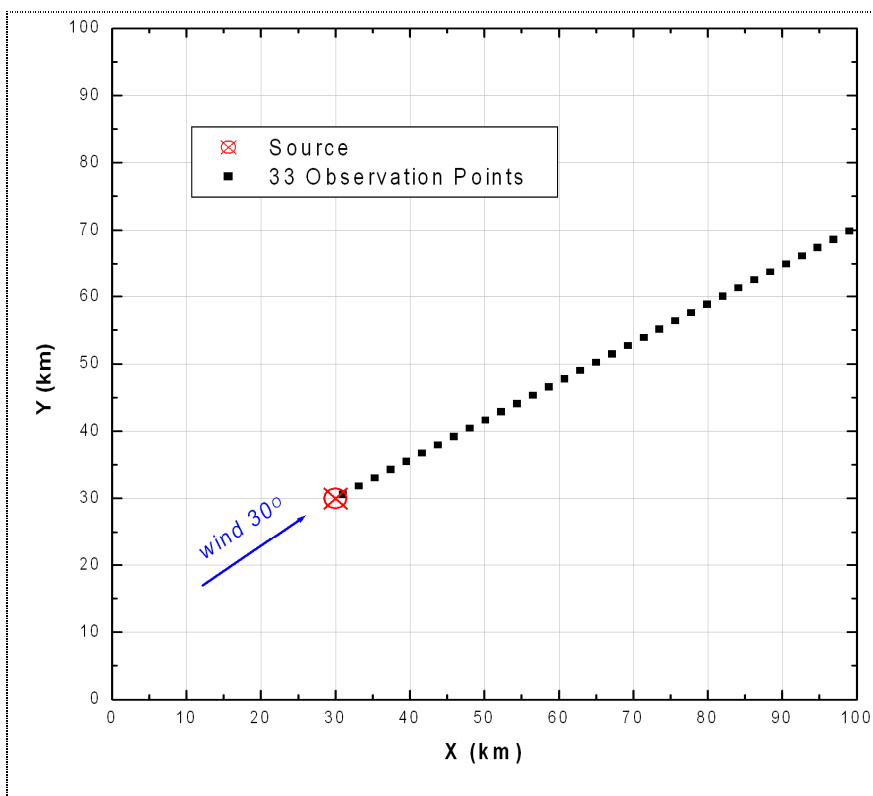
Χάρτης_2: Γραμμική διάταξη (πέντε σημεία μέτρησης)



Χάρτης_3: Γραμμική διάταξη (εννέα σημεία μέτρησης):



Χάρτης_4: Γραμμική διάταξη (δεκαεπτά σημεία μέτρησης)

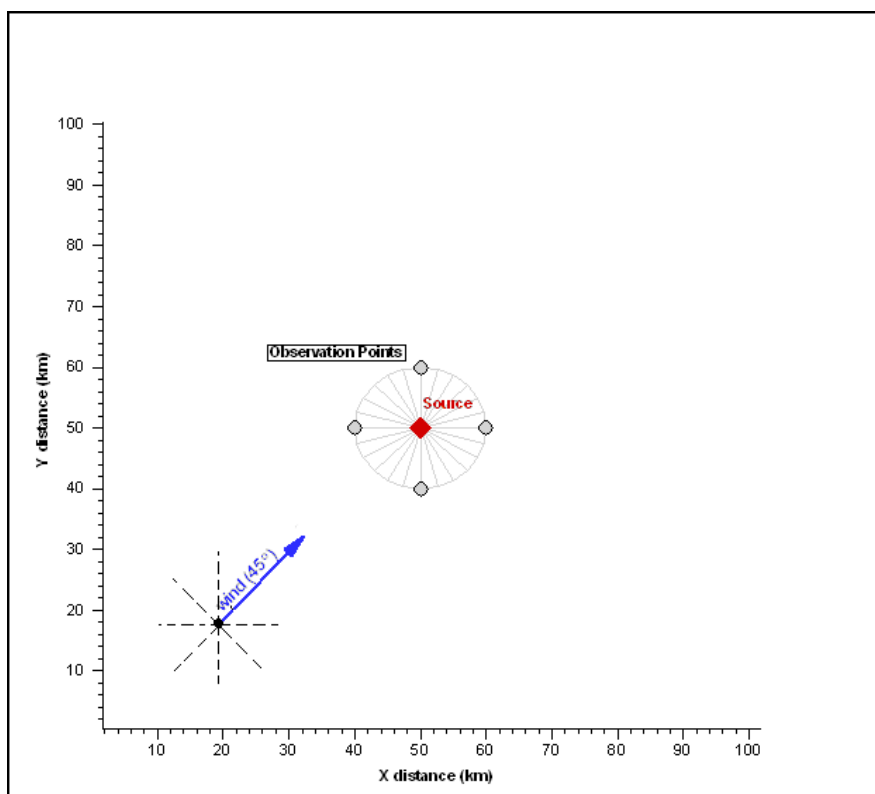


Χάρτης_5: Γραμμική διάταξη (τριάντα τρία σημεία μέτρησης)

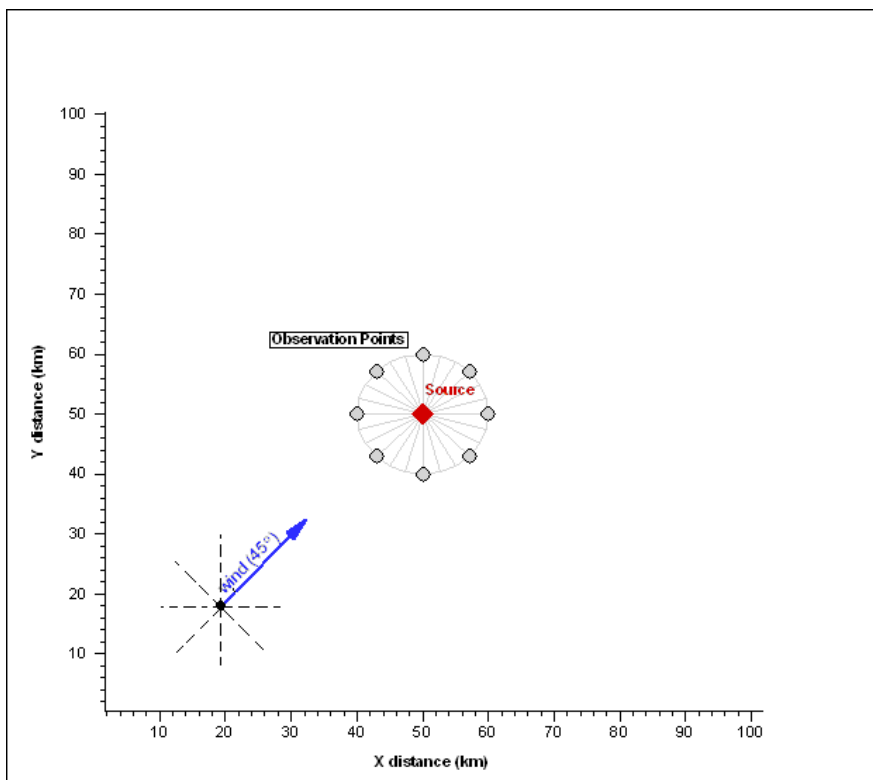
Περίπτωση 2:

Κυκλική διάταξη

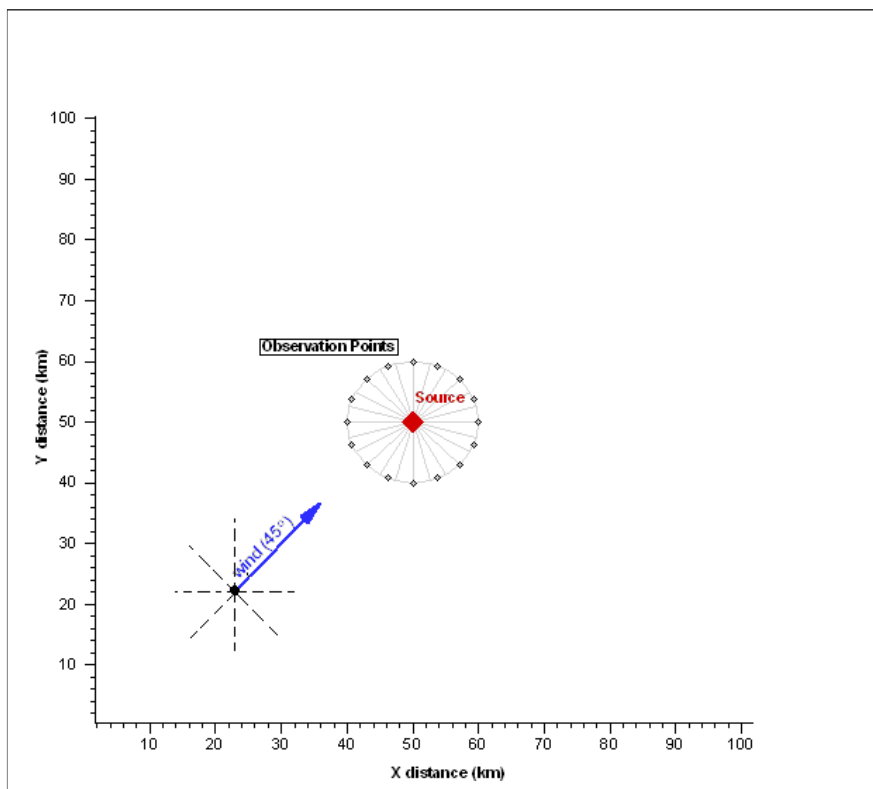
Σε κάθε τεστ (για κάθε ομάδα σημείων μέτρησης) ο άνεμος άλλαζε κατά 45° για κάθε ομάδα σημείων μέτρησης και κρατώντας τον άνεμο σταθερό πραγματοποιήθηκαν τεστ για διάφορες τιμές της παραμέτρου r_{mod} (από 10^{-19} έως 10^{-10}). Στους επομένους χάρτες παρουσιάζεται η διάταξη των σημείων μέτρησης για κάθε ομάδα σημείων μέτρησης.



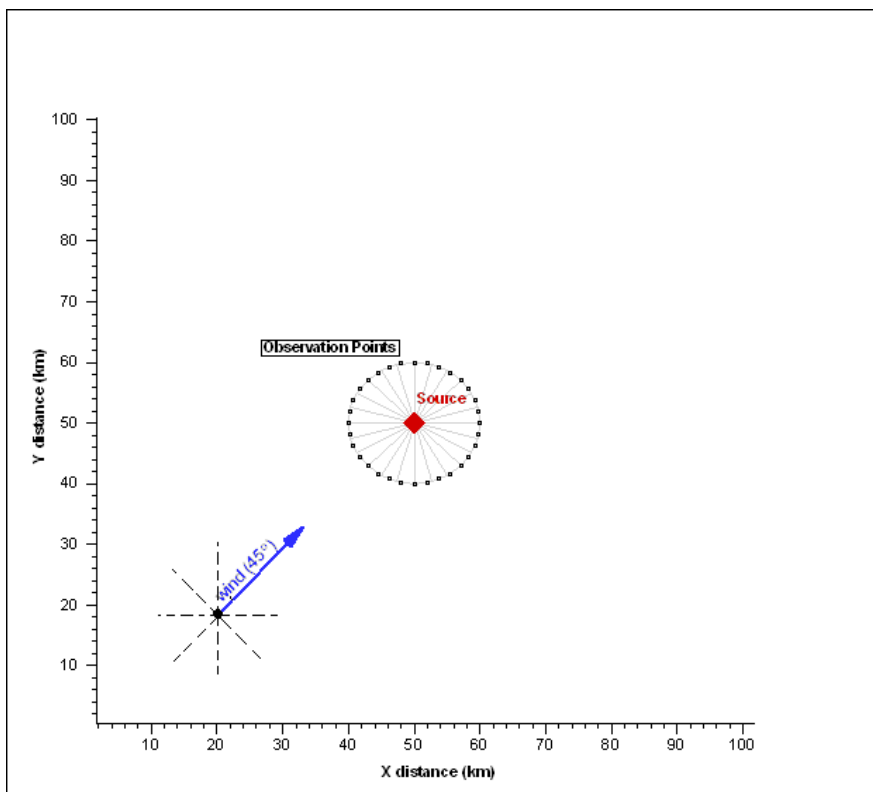
Χάρτης_ 6: Κυκλική διάταξη (τέσσερα σημεία μέτρησης)



Χάρτης_7 : Κυκλική διάταξη (οκτώ σημεία μέτρησης)

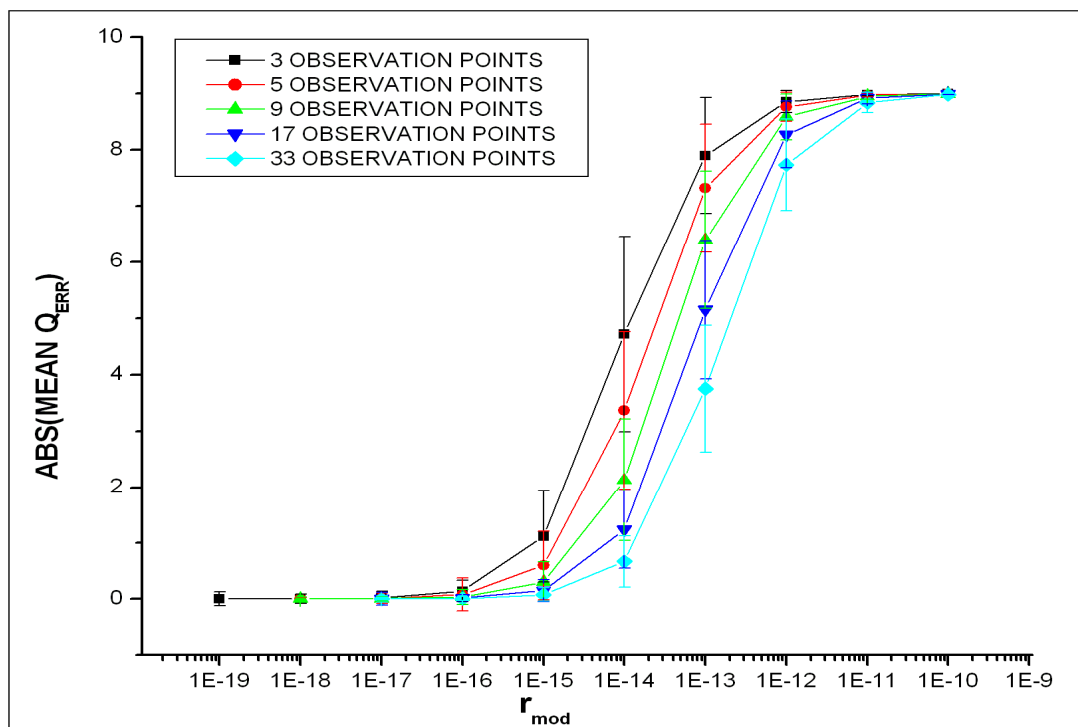


Χάρτης_8 : Κυκλική διάταξη (δέκα έξι σημεία μέτρησης)

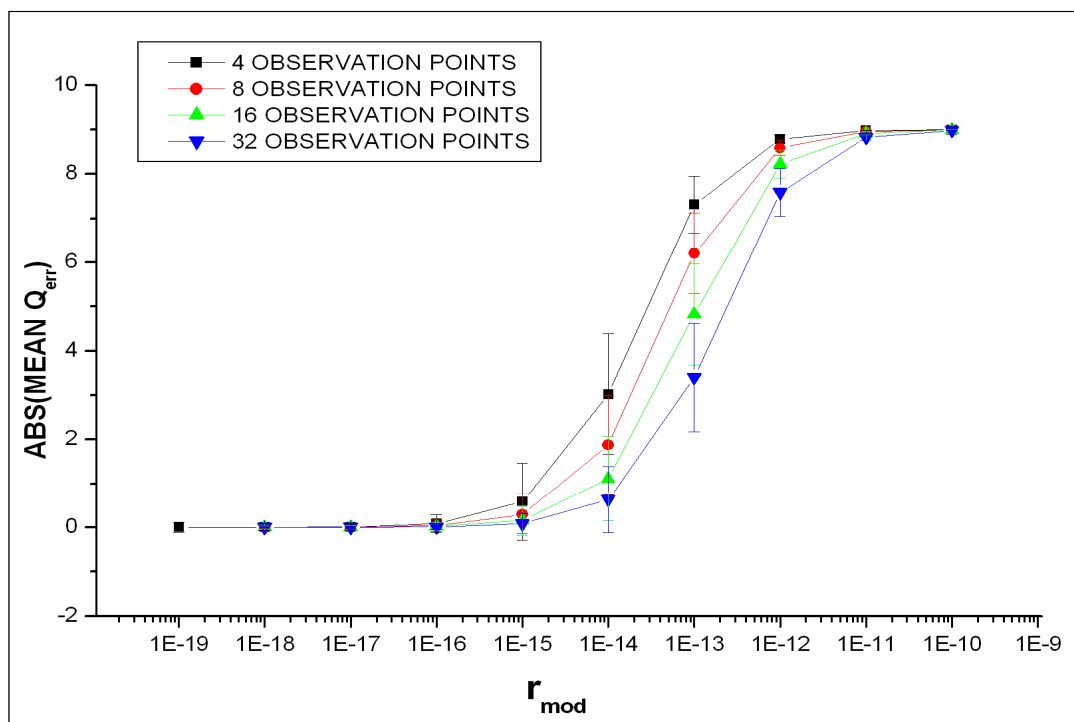


Χάρτης_9 : Κυκλική διάταξη (τριάντα δυο σημεία μέτρησης)

Στα επόμενα σχήματα ((5.1.2_3),(5.1.2_4)) η απόλυτη τιμή του σχετικού σφάλματος $\frac{(q_{\text{πραγματικό}} - q_A)}{q_{\text{πραγματικό}}}$ της εκτίμησης του ρυθμού έκλυσης παριστάνεται σε συνάρτηση με την παράμετρο r_{mod} για διαφορετικό αριθμό σημείων μέτρησης και για τις δυο περιπτώσεις (1,2). Το σχήμα (5.1.2_3) αφορά την γραμμική διάταξη και το σχήμα (5.1.2_4) αφορά την κυκλική διάταξη των σημείων μέτρησης.



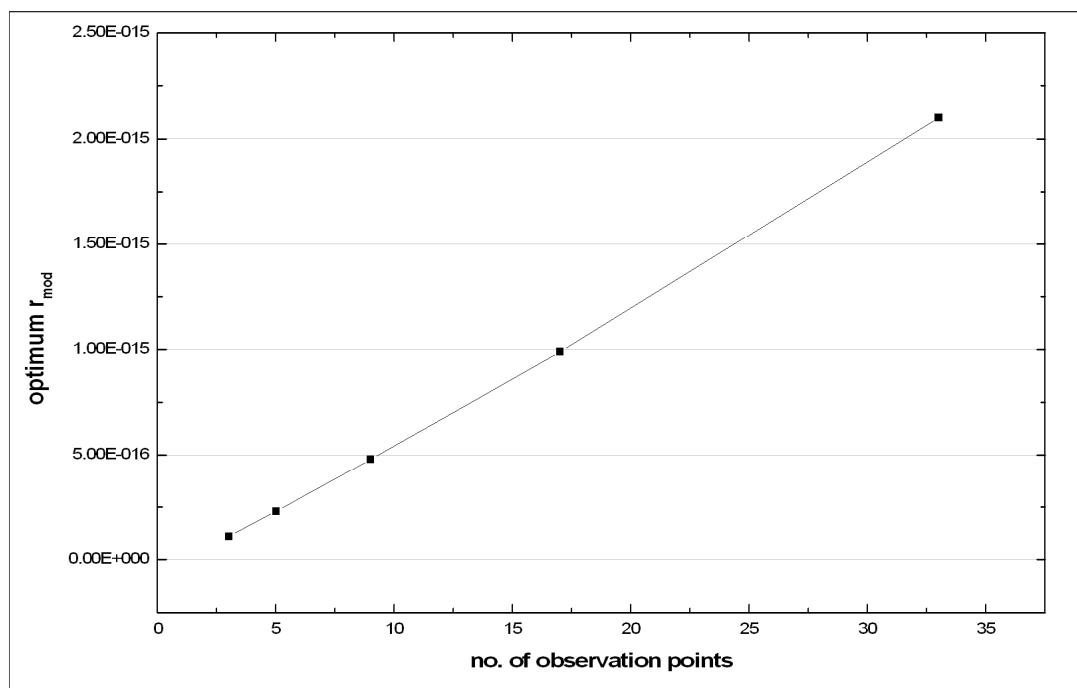
Σχήμα 5.1.2_ 3: (Γραμμική διάταξη). Παρουσιάζεται η απόλυτη τιμή του σχετικού σφάλματος της εκτίμησης του ρυθμού έκλυσης ενάντια στην παραμέτρο r_{mod} για διαφορετικό αριθμό σημείων μέτρησης.



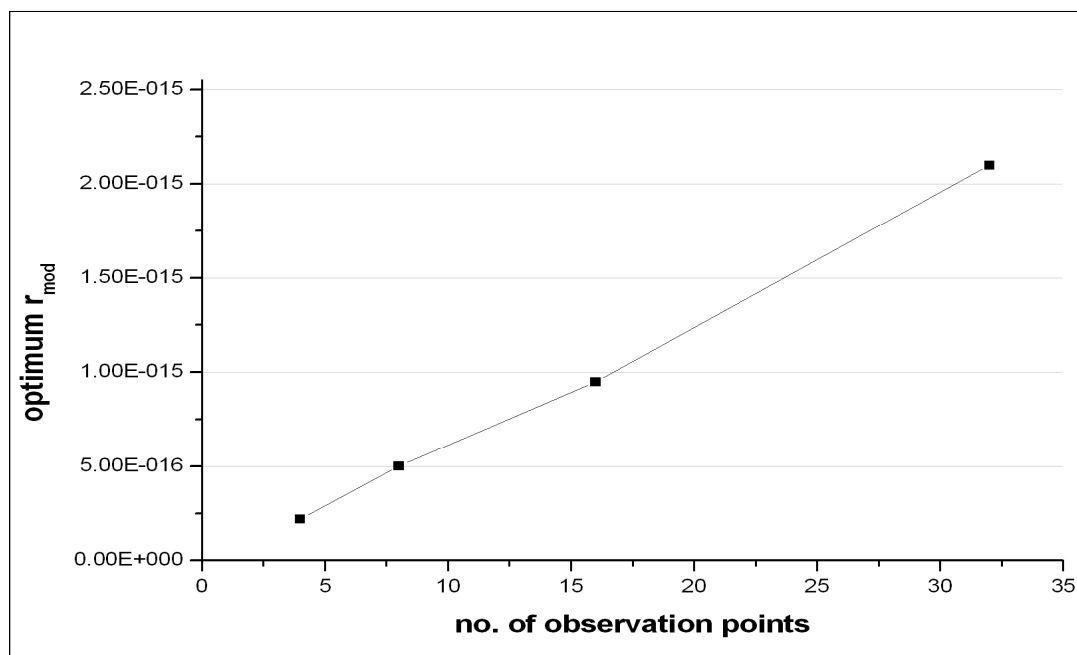
Σχήμα 5.1.2_ 4: (Κυκλική διάταξη). Παρουσιάζεται η απόλυτη τιμή του σχετικού σφάλματος της εκτίμησης του ρυθμού έκλυσης ενάντια στην παραμέτρο r_{mod} για διαφορετικό αριθμό σημείων μέτρησης.

Παρατηρείται πως όσο αυξάνεται ο αριθμός των σημείων μέτρησης τόσο μειώνεται το σφάλμα της εκτίμησης του ρυθμού έκλυσης για την ίδια τιμή της παραμέτρου r_{mod} . Όσο η τιμή της παραμέτρου r_{mod} μεγαλώνει το σφάλμα αυξάνεται και για τιμές της παραμέτρου $r_{\text{mod}} \geq 10^{-10}$, ο ρυθμός έκλυσης δεν διορθώνεται καθόλου ($q_{\text{first-guess}} = 10 q_{\text{true}}$). Επίσης παρατηρείται πως για $r_{\text{mod}} < 10^{-16}$ δεν παίζει ρόλο ο αριθμός των παρατηρήσεων.

Στα παρακάτω σχήματα (5.1.2_5), (5.1.2_6) παριστάνεται γραφικά η βέλτιστη τιμή της παραμέτρου r_{mod} σε συνάρτηση με τον αριθμό των σημείων μέτρησης. Ο προσδιορισμός της βέλτιστης τιμής της παραμέτρου r_{mod} έγινε θέτοντας ένα κατώφλι (0.15) στην τιμή του σφάλματος εκτίμησης. Το σχήμα (5.1.2_5) αφορά την γραμμική διάταξη (περίπτωση 1) και το σχήμα (5.1.2_6) αφορά την κυκλική διάταξη των παρατηρήσεων (περίπτωση 2). Παρατηρείται μια σχεδόν γραμμική αύξηση της βέλτιστης τιμής της παραμέτρου r_{mod} με τον αριθμό των σημείων μέτρησης. Δηλαδή όσο πληθαίνουν τα σημεία μέτρησης τόσο η τιμή του r_{mod} μπορεί να είναι μεγαλύτερη ώστε να επιτύχουμε την επιθυμητή τιμή σφάλματος εκτίμησης.



Σχήμα 5.1.2_ 5: (Γραμμική διάταξη). Παριστάνεται γραφικά η τιμή r_{mod} για την οποία το απόλυτο σχετικό σφάλμα είναι μικρότερο από 0.15 σε σχέση με τον αριθμό των σημείων μέτρησης.



Σχήμα 5.1.2_6: (Κυκλική διάταξη). Παριστάνεται γραφικά η τιμή r_{mod} για την οποία το απόλυτο σχετικό σφάλμα είναι μικρότερο από 0.15 σε σχέση με τον αριθμό των σημείων μέτρησης.

Στις προηγούμενες περιπτώσεις εξετάστηκε η ευαισθησία της μεθόδου στον αριθμό των σημείων μέτρησης. Στην συνέχεια εξετάζεται η περίπτωση όπου ο αριθμός των παρατηρήσεων είναι ο ίδιος και αυτό που θα αλλάζει είναι η χωρική κατανομή των σημείων αυτών.

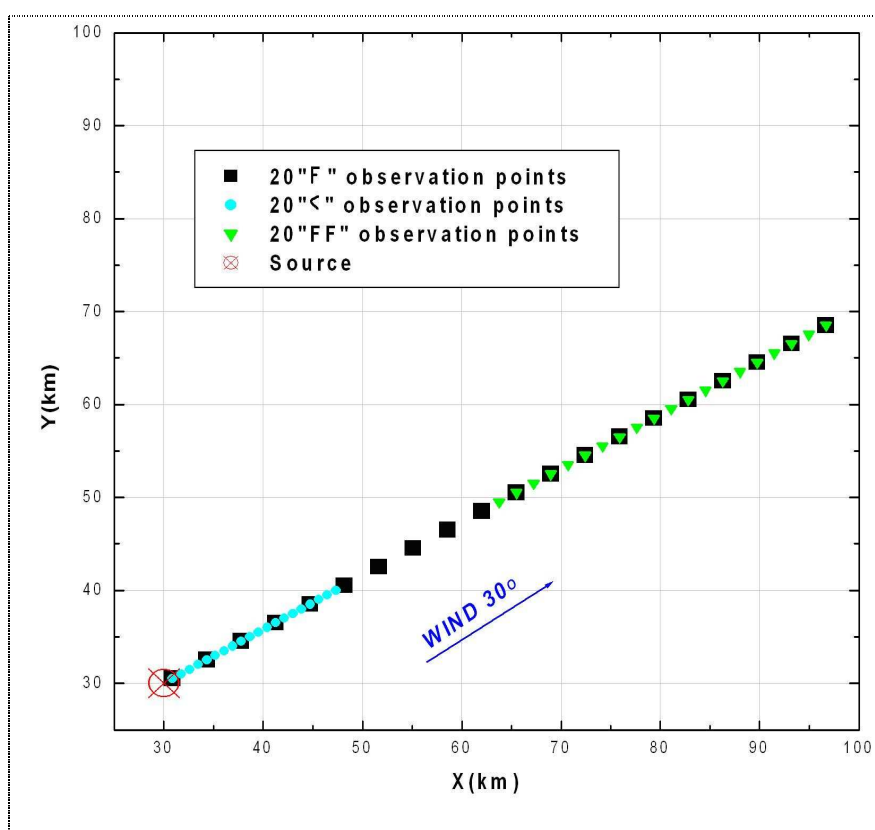
Περίπτωση 3:

Αριθμός Παρατηρήσεων: 20

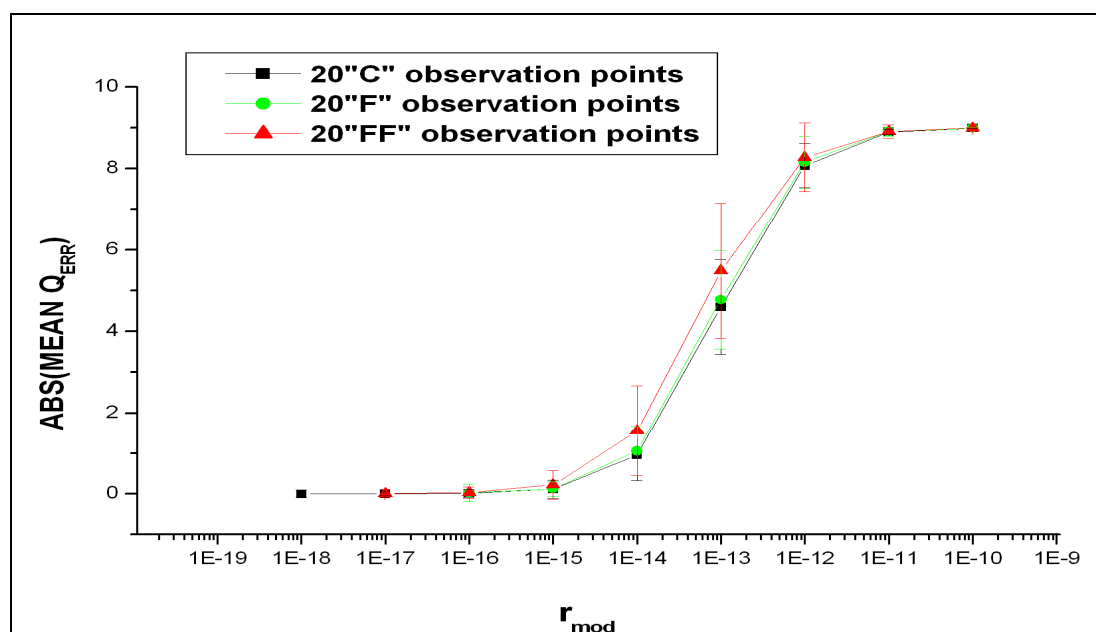
Χωρικές Κατανομές Σημείων Μέτρησης: 3

1. σημεία μέτρησης μόνο κοντά στην πηγή (“C” points)
2. σημεία μέτρησης κοντά και μακριά από την πηγή (“F” points)
3. σημεία μέτρησης μόνο μακριά από την πηγή (“FF” points)

Στον επόμενο χάρτη απεικονίζονται οι ακριβείς συντεταγμένες των σημείων μέτρησης για κάθε μια από τις παραπάνω χωρικές κατανομές (1,2 και 3).

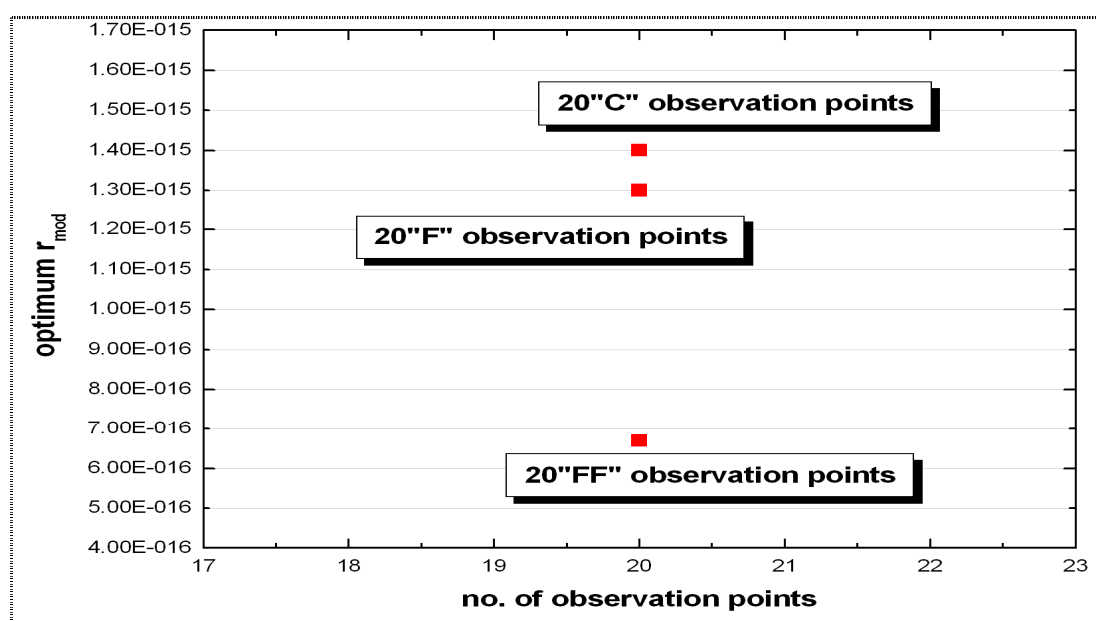


Στο σχήμα (5.1.2_7) η απόλυτη τιμή του σχετικού σφάλματος $\frac{(q_{\text{πραγματικό}} - q_{\Lambda})}{q_{\text{πραγματικό}}}$ της εκτίμησης του ρυθμού έκλυσης παριστάνεται σε σχέση με την παράμετρο r_{mod} για κάθε μια από τις τρεις χωρικές καταστάσεις της περίπτωσης 3. Τα αποτελέσματα είναι παρόμοια για τις δυο πρώτες χωρικές κατανομές των σημείων όπως φαίνεται στο σχήμα (5.1.2_7). Αυτό συμβαίνει γιατί τα σημεία μέτρησης κοντά στην πηγή έχουν μεγαλύτερη βαρύτητα στην μέθοδο Αφομοίωσης.



Σχήμα 5.1.2_ 7: 20 σημεία μέτρησης με διαφορετική διάταξη. Παρουσιάζεται η απόλυτη τιμή του σχετικού σφάλματος της εκτίμησης του ρυθμού έκλυσης ενάντια στην παραμέτρου r_{mod}

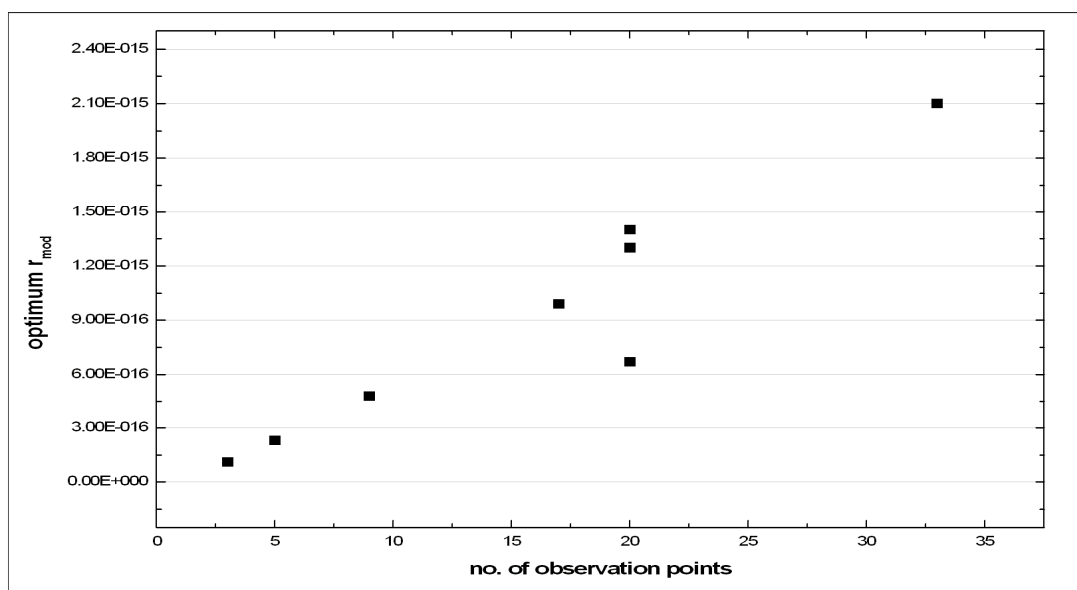
Στο επόμενο σχήμα (5.1.2_8), παριστάνεται γραφικά η βέλτιστη τιμή της παραμέτρου r_{mod} σε σχέση με τον αριθμό των σημείων μέτρησης για κάθε μια από τις τρεις χωρικές κατανομές. Η βέλτιστη τιμή της παραμέτρου r_{mod} προσδιορίστηκε θέτοντας ένα κατώφλι (0.15) στην τιμή του σφάλματος εκτίμησης.



Σχήμα 5.1.2_ 8: Παριστάνεται γραφικά η τιμή r_{mod} για την οποία το απόλυτο σχετικό σφάλμα είναι μικρότερο από 0.15.

Παρατηρείται πως η βέλτιστη τιμή της παραμέτρου r_{mod} είναι σχεδόν η ίδια για τις δυο πρώτες χωρικές κατανομές. Στην τρίτη χωρική κατανομή των σημείων μέτρησης όπου τα σημεία είναι τοποθετημένα μόνο μακριά από την πηγή η βέλτιστη τιμή της παραμέτρου r_{mod} είναι $6.7\text{E-}16$.

Τέλος στο σχήμα (σχήμα 5.1.2_9), παριστάνεται γραφικά η βέλτιστη τιμή της παραμέτρου r_{mod} σε σχέση με τον αριθμό των σημείων μέτρησης για τις περιπτώσεις (1 και 3) μαζί.



Σχήμα 5.1.2_9 : Παριστάνεται γραφικά η τιμή r_{mod} για την οποία το απόλυτο σχετικό σφάλμα είναι μικρότερο από 0.15 σε σχέση με τον αριθμό των σημείων μέτρησης.

Παρατηρείται πως η βέλτιστη τιμή της παραμέτρου r_{mod} της περίπτωσης (3) με τα 20 σημεία μέτρησης που εξετάστηκε, είναι σχεδόν ίδια με την βέλτιστη τιμή της παραμέτρου r_{mod} με τα 9 σημεία μέτρησης. Αυτό συμβαίνει γιατί τα σημεία μακριά από το σημείο έκλυσης δεν έχουν μεγάλη βαρύτητα.

5.2 ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Στα δυο πρώτα στάδια αξιολόγησης που παρουσιάζονται στο κεφάλαιο αυτό έγινε αφομοίωση παρατηρήσεων συγκέντρωσης. Η αφομοίωση έγινε με προσομοιωμένες μετρήσεις. Στο πρώτο στάδιο ο αλγόριθμος αφομοίωσης που αναπτύχθηκε στην διατριβή εφαρμόστηκε στο μονοδιάστατο κώδικα ατμοσφαιρικής διασποράς (Gaussian puff model) που αναπτύχθηκε στα πλαίσια της διατριβής. Εξεταστήκαν περιπτώσεις με σταθερό ρυθμό έκλυσης και σταθερή ταχύτητα του άνεμου καθώς επίσης και με μεταβλητό ρυθμό έκλυσης και με μεταβλητή ταχύτητα του άνεμου. Στο δεύτερο στάδιο της αξιολόγησης ο μονοδιάστατος κώδικας που αναπτύχθηκε επεκτάθηκε σε διδιάστατο κώδικα. Εξετάστηκε η ευαισθησία της μεθόδου στον αριθμό των σημείων μέτρησης και στην χωρική τους κατανομή. Επίσης εκτιμήθηκε η οριακή τιμή του λόγου του σφάλματος της μέτρησης προς το σφάλμα της πρώτης εκτίμησης κάτω από την οποία ο αλγόριθμος δεν επηρεάζεται από τον αριθμό των σημείων μέτρησης και τα αποτελέσματα έδειξαν πως:

- Η επίδοση της μεθόδου εξαρτάται από την τιμή του λόγου του σφάλματος της μέτρησης προς το σφάλμα της πρώτης εκτίμησης. Όταν μειώνεται η τιμή του λόγου βελτιώνεται η επίδοση της μεθόδου.
- Η απόδοση της μεθόδου βελτιώνεται όταν το σφάλμα των παρατηρήσεων είναι ανάλογο της μετρούμενης συγκέντρωσης.
- Η απόδοση της μεθόδου βελτιώνεται όσο αυξάνεται η χρονική συχνότητα των μετρήσεων.
- Επιτυγχάνεται βελτίωση της εκτίμησης του ρυθμού έκλυσης με περισσότερα σημεία μέτρησης.
- Τα σημεία μέτρησης κοντά στη πηγή έχουν μεγαλύτερη βαρύτητα στη μέθοδο.
- Για ένα συγκεκριμένο επίπεδο απόδοσης του αλγόριθμου, η βέλτιστη τιμή του λόγου του σφάλματος της μέτρησης προς το σφάλμα της πρώτης εκτίμησης αυξάνεται σχεδόν γραμμικά με τον αριθμό των σημείων μέτρησης.

Αποδεικνύεται πως η μεθοδολογία μπορεί να εφαρμοστεί σε Lagrangian puff μοντέλα και είναι γενική και ικανή να εκτιμήσει τον ρυθμό έκλυσης ακόμα και σε μεταβλητές μετεωρολογικές συνθήκες.

ΑΝΑΦΟΡΕΣ

1. Daley, 1991, Atmospheric Data Analysis, Cambridge University Press
2. Thykier Nielsen S., Deme S., Mikkelsen T., Description of the Atmospheric Dispersion Module RIMPUFF. RODOS report WG2_TN98_02 (1998)
(<http://www.rodos.fzk.de>)

ΑΞΙΟΛΟΓΗΣΗ ΜΕΘΟΔΟΥ ΜΕ ΑΦΟΜΟΙΩΣΗ ΠΑΡΑΤΗΡΗΣΕΩΝ ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ ΓΑΜΜΑ (ΡΟΗΣ ΦΩΤΟΝΙΩΝ)

Όποιος ξεκινάει από αμφιβολίες καταλήγει σε βεβαιότητες.

Francis Bacon (1561 – 1626)

6.1 ΑΦΟΜΟΙΩΣΗ ΜΕ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΕΣ ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ

Στο κεφάλαιο αυτό γίνεται αξιολόγηση της απόδοσης της μεθοδολογίας αφομοίωσης παρατηρήσεων με πειραματικές μετρήσεις. Η μεθοδολογία αφομοίωσης ενσωματώθηκε στο μοντέλο ατμοσφαιρικής διασποράς DIPCOT (Παράρτημα Π2) και αξιολογήθηκε με βάση τις μετρήσεις του πειράματος πεδίου ατμοσφαιρικής διασποράς του Ar^{41} [1], [2] που πραγματοποιήθηκε στο BR1 ερευνητικό αντιδραστήρα του Κέντρου Πυρηνικών Ερευνών (SCK-CEN) στο Mol, στο Βέλγιο, κατά τη διάρκεια της πρώτης εβδομάδας του Οκτωβρίου 2001, και συγκεκριμένα με βάση τις μετρήσεις της Τετάρτης 3 Οκτωβρίου 2001 (Πείραμα Α) και της Πέμπτης 4 Οκτωβρίου 2001 (Πείραμα Β). Το Βελγικό Κέντρο Πυρηνικών Ερευνών (SCK•CEN) καλύπτει μια περιοχή περίπου 1 km^2 (εικόνα 6.1_1). Η περιοχή αυτή καθώς και ο ερευνητικός αντιδραστήρας (BR1) βρίσκεται σε μια σχετικά επίπεδη δασική έκταση. Κατά τη διάρκεια του πειράματος η κυρίαρχη κατεύθυνση του ανέμου ήταν από τα

νοτιοδυτικά (ΝΔ). Στο πείραμα μελετήθηκε η ατμοσφαιρική διασπορά του ^{41}Ar . Οι διαθέσιμες μετρήσεις περιλαμβάνουν:

- μετρήσεις ρυθμού έκλυσης του ^{41}Ar από την καμινάδα του BR1 ερευνητικού αντιδραστήρα
- δεδομένα από το μετεωρολογικό σταθμό (εικόνα 6.1_2)
- μετρήσεις γ-ακτινοβολίας (ροής φωτονίων), λόγω ραδιενεργής διάσπασης του ^{41}Ar .



Εικόνα 6.1_ 1 : Γενική εικόνα της περιοχής του κέντρου Πυρηνικών Ερευνών στο Mol, στο Βέλγιο. (Η καμινάδα του BR1 αντιδραστήρα έχει σημειωθεί με έναν κύκλο)

Από τα πρωτογενή δεδομένα ταχύτητας του ανέμου με δειγματοληψία ενός λεπτού σε ύψη 69 και 78 m, υπολογίστηκαν 10λεπτοι μέσοι όροι. Στην συνέχεια αυτοί χρησιμοποιήθηκαν από το μοντέλο διασποράς. Επίσης χρησιμοποιήθηκαν οι κατηγορίες ατμοσφαιρικής ευστάθειας Pasquill-Gifford οι οποίες δόθηκαν σε 10λεπτα χρονικά διαστήματα. Για να γίνει η επεξεργασία των μετεωρολογικών δεδομένων ώστε να παραχθούν τα μετεωρολογικά πεδία για το μοντέλο διασποράς DIPCOΤ χρησιμοποιήθηκε το Διαγνωστικό Μετεωρολογικό μοντέλο FILMAKER [3] το οποίο χρησιμοποιείται και στο σύστημα “RODOS”.

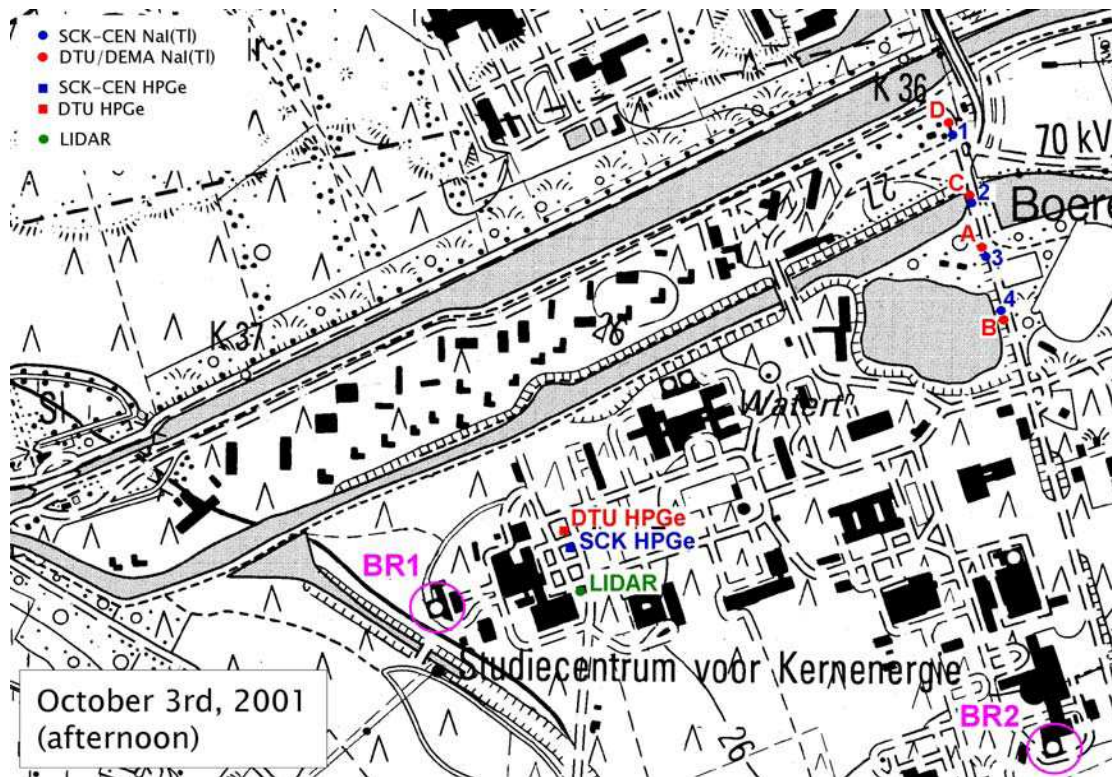
Ο εξαερισμός του αντιδραστήρα γινόταν με ρυθμό $9.4\text{ m}^3/\text{s}$ και ελκυόταν από καμινάδα ύψους 60-m δημιουργώντας εκπομπή ρουτίνας ^{41}Ar , με ρυθμό έκλυσης $\approx 1.5 \times 10^{11}\text{ Bq/h}$. Οι μετρήσεις του ρυθμού έκλυσης ήταν διαθέσιμες κάθε ένα λεπτό. Το πεδίο ακτινοβολίας μετρήθηκε από μια σειρά τεσσάρων NaI(Tl) ανιχνευτών του SCK-CEN (SCK-NaI), τεσσάρων NaI(Tl) ανιχνευτών της Υπηρεσίας Έκτακτων καταστάσεων της Δανίας (DK-NaI), ενός ανιχνευτή Γερμανίου του Τεχνικού Πανεπιστημίου της Δανίας (DTU-HPGe) και ενός ανιχνευτή Γερμανίου του SCK-CEN (SCK-HPGe).



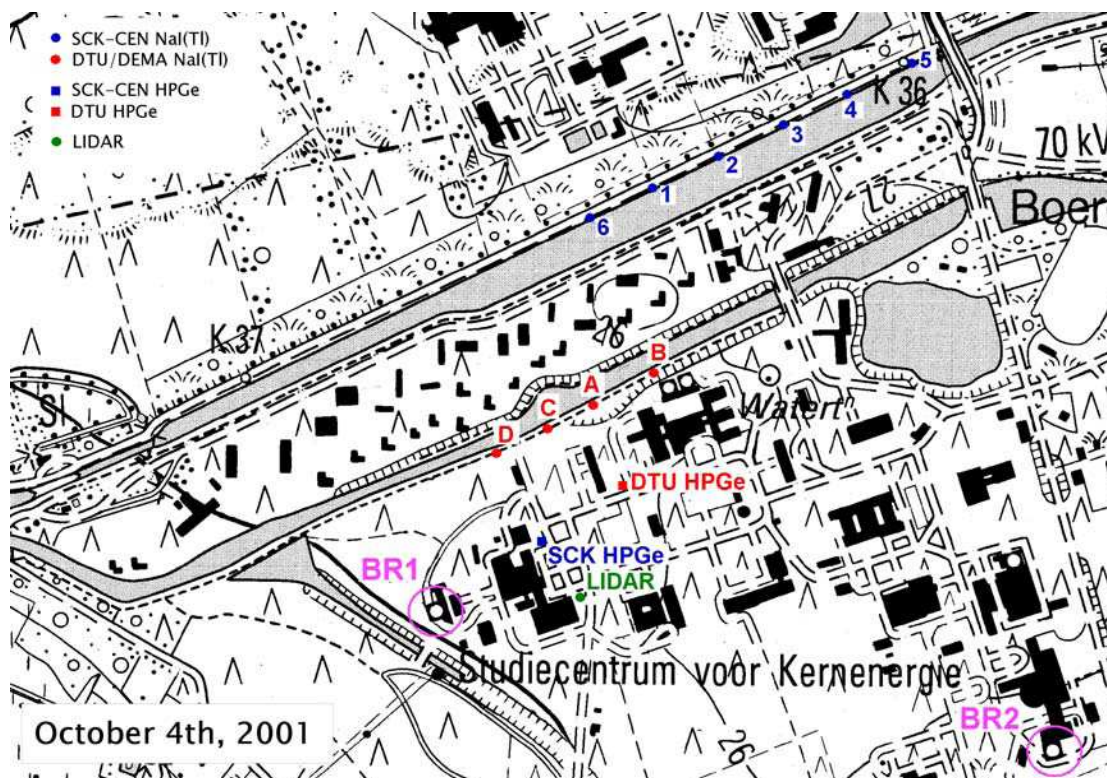
Εικόνα 6.1_2 : Ο μετεωρολογικός σταθμός του SCK•CEN

Οι χάρτες με τις πραγματικές θέσεις των ανιχνευτών γ-ακτινοβολίας και της θέσης της καμινάδας, για το Πείραμα Α και για το Πείραμα Β παρουσιάζονται στις εικόνες (6.1_3, 6.1_4) αντίστοιχα. Οι Παγκόσμιας Εγκάρσιας Μερκατορικής

προβολής (UTM) συντεταγμένες των θέσεων αναγράφονται στον πίνακα (6.1_1). Η κλίμακα στους χάρτες είναι 1:10.000.



Εικόνα 6.1_3 : Ο χάρτης με τις πραγματικές θέσεις των ανιχνευτών γ-ακτινοβολίας και της θέσης της καμινάδας, για το Πείραμα Α.



Εικόνα 6.1_ 4 : Ο χάρτης με τις πραγματικές θέσεις των ανιχνευτών γ-ακτινοβολίας και της θέσης της καμινάδας, για το Πείραμα B.

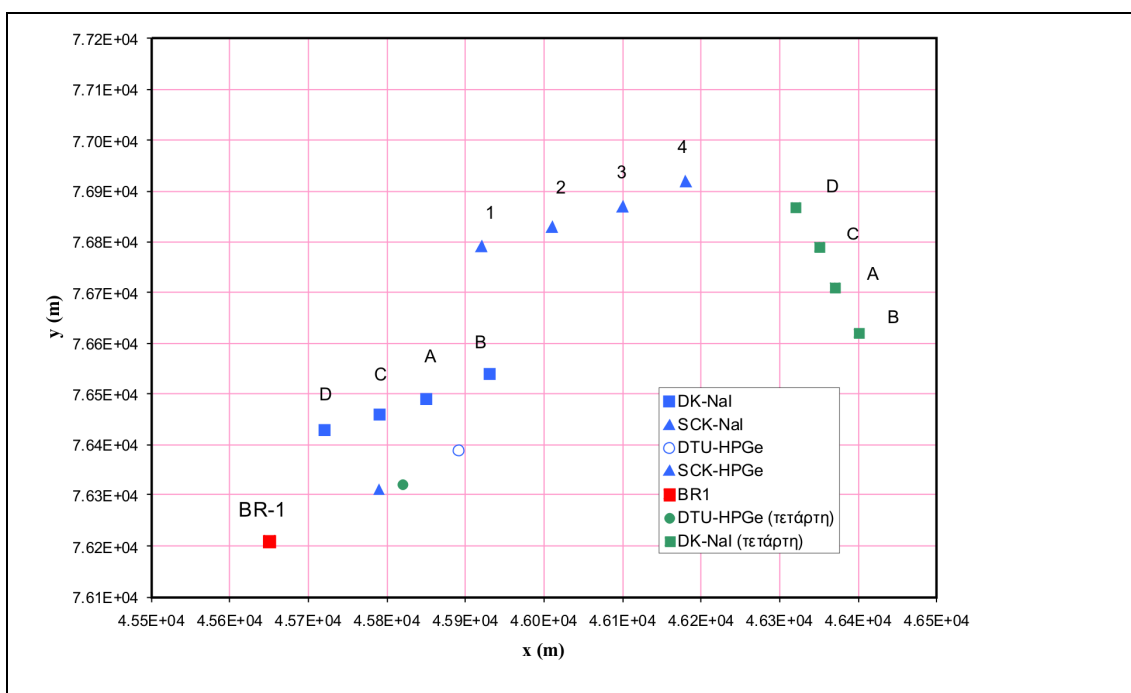
	Πείραμα A		Πείραμα B	
UTM	E	N	E	N
DK-A	4637	7671	4585	7649
DK-B	4640	7662	4593	7654
DK-C	4635	7679	4579	7646
DK-D	4632	7687	4572	7643
SCK-1	4632	7686	4592	7679
SCK-2	4635	7679	4601	7683
SCK-3	4637	7670	4610	7687
SCK-4	4640	7662	4618	7692
DTU HPGe	4582	7632	4589	7639
SCK HPGe	4583	7629	4579	7631
BR1 καμινάδα	4565	7621	4565	7621

Πίνακας 6.1_ 1: πίνακας με τις θέσεις των ανιχνευτών σε τετραψήφιες UTM συντεταγμένες. Για τις πλήρεις UTM συντεταγμένες, προστίθεται το 06 στις (E) και το 56 στις (N). Ζώνη, 31U.

Πείραμα A: Για την διαδικασία Αφομοίωσης Παρατηρήσεων χρησιμοποιήθηκαν οι μετρήσεις από τους τέσσερις DK-NaI ανιχνευτές, ενώ για την αξιολόγηση των υπολογισμών χρησιμοποιήθηκαν οι μετρήσεις από τον ανιχνευτή DTU-HPGe. Στο Πείραμα A οι ανιχνευτές SCK ήταν τοποθετημένοι στις ίδιες θέσεις

με τους ανιχνευτές DK-NaI έτσι, δεν χρησιμοποιηθήκαν ούτε στην διαδικασία Αφομοίωσης Δεδομένων ούτε στην διαδικασία έλεγχου αξιοπιστίας της μεθόδου.

Πείραμα B: για την διαδικασία Αφομοίωσης Παρατηρήσεων χρησιμοποιήθηκαν οι μετρήσεις των τεσσάρων DK-NaI ανιχνευτών ενώ για την διαδικασία έλεγχου αξιοπιστίας της μεθόδου χρησιμοποιήθηκαν οι υπόλοιπες διαθέσιμες μετρήσεις από του άλλους ανιχνευτές SCK NaI 2-4, DTU-HPGe και SCK-HPGe (εικόνα 6.1_5).



Εικόνα 6.1_ 5: χάρτης συντεταγμένων των σημείων μέτρησης για το πείραμα πεδίου ατμοσφαιρικής διασποράς του ^{41}Ar για τα Πειράματα A και B (με πράσινο χρώμα είναι οι ανιχνευτές του Πειράματος A και με μπλε χρώμα είναι οι ανιχνευτές του Πειράματος B).

Η μεθοδολογία αφομοίωσης παρατηρήσεων που αναπτύχθηκε στην διατριβή εφαρμόστηκε στο Ντετερμινιστικό και στο Στοχαστικό μοντέλο του Lagrangian κώδικα DIPCOT. Έτσι πραγματοποιήθηκαν δυο σετ προσομοιώσεων. Προσομοιώσεις πραγματοποιήθηκαν επίσης και για τις δυο μεθόδους υπολογισμού του ρυθμού δόσης γ-ακτινοβολίας, την προσέγγιση ημίπειρου νέφους (“mode 1”) (ενότητα 4.2.2.1) και τη μέθοδο πραγματικής κατανομής της συγκέντρωσης στο νέφος (“mode 2”) (ενότητα 4.2.2.2). Οι προσομοιώσεις έγιναν θέτοντας τις ακόλουθες τιμές στις παραμέτρους:

- $\tau \approx 3s$, το χρονικό βήμα μεταξύ των εμφανίσεων των διαδοχικών puff
- Η πρώτη εκτίμηση του ρυθμού έκλυσης τέθηκε κατά ένα παράγοντα του 10 μεγαλύτερη/μικρότερη από τον πραγματικό ρυθμό έκλυσης.
- Η τιμή της παραμέτρου $r = 10^{-9}$ (η τιμή αυτή του r αντιστοιχεί σε σφάλμα μέτρησης $\sim 10m^2/s$ [1] και σε σφάλμα της πρώτης εκτίμησης του ρυθμού έκλυσης κατά ένα παράγοντα του 100: $\sigma_b \sim 10^{10} Bq/s$).
- Διαφορετικές τιμές έχουν χρησιμοποιηθεί για την παράμετρο P (της διαδικασίας «Μείωσης Διανύσματος Ελέγχου»)

Για το Πείραμα Α χρησιμοποιήθηκαν οι τιμές $P=1, 9, 27, 111, 3510$ που αντιστοιχούν στα παρακάτω χρονικά διαστήματα κατά την διάρκεια των όποιων η ένταση της πηγής θεωρείται σταθερή, $\Delta t \sim 175, 20, 6.5, 1.5, 0.05 \text{ min}$ αντίστοιχα. (η τελευταία τιμή της παραμέτρου P αντιπροσωπεύει την μέγιστη δυνατή τιμή που στη συγκεκριμένη προσομοίωση είναι: $P_{\max} = NP = 3510$).

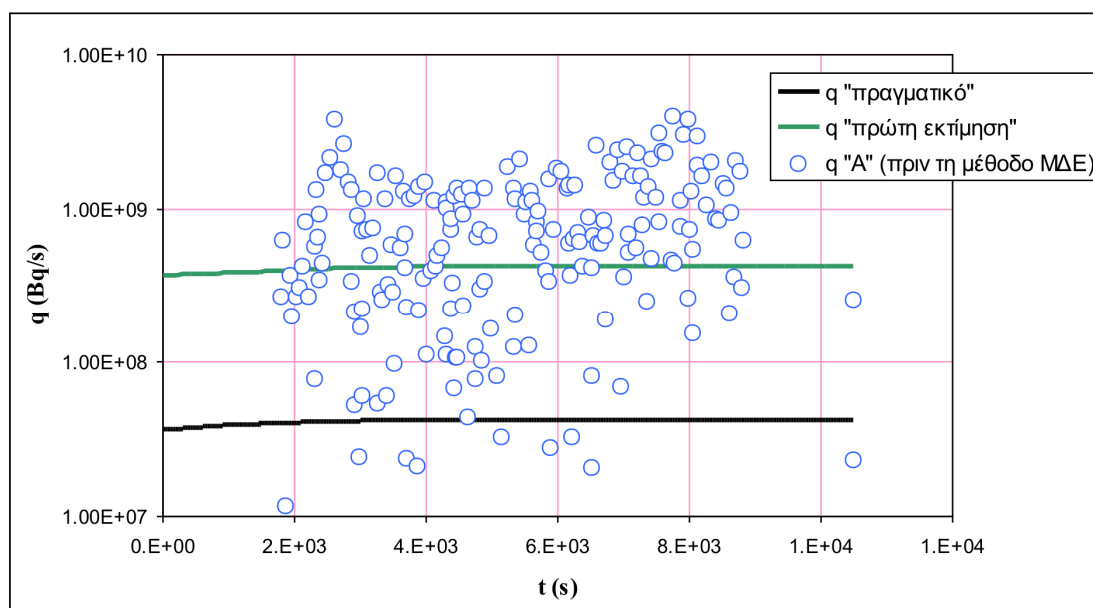
Για το Πείραμα Β εξετάστηκαν οι τιμές για την παράμετρο $P=1, 4,$ και 16 που αντιστοιχούν στα παρακάτω χρονικά διαστήματα κατά την διάρκεια των όποιων η ένταση της πηγής θεωρείται σταθερή, $\Delta t \sim 485, 120, 30 \text{ min}$ αντίστοιχα.

Έτσι και στις δυο μέρες του πειράματος εξεταστήκαν οι τιμές του Δt των 20 και 30 λεπτών ($P=9$ και $P=16$) που χρησιμοποιούνται συνήθως στα Συστήματα αντιμετώπισης έκτακτης ανάγκης [4]. Οι άλλες τιμές του Δt (και ως εκ τούτου η παράμετρος P) χρησιμοποιήθηκαν ώστε να εξεταστεί η ευαισθησία των αποτελεσμάτων σχετικά με την παράμετρο P .

6.1.1 Εκτίμηση του ρυθμού έκλυσης

Στο τρίτο και τελευταίο στάδιο της αξιολόγησης που γίνεται αξιολόγηση της μεθοδολογίας σε τρισδιάστατη διασπορά με πραγματική κλίμακα παρατηρήθηκε μη ικανοποιητική απόδοση της συμπεριφοράς της μεθόδου, όπως φαίνεται και στο σχήμα (6.1.1_1). Δηλαδή παρατηρήθηκε μεγάλη διακύμανση της τιμής του ρυθμού έκλυσης και μη βελτίωση της εκτίμησης του ρυθμού έκλυσης με την διαδικασία αφομοίωσης. Η μη ικανοποιητική απόδοση της συμπεριφοράς της μεθόδου οφείλεται

στη μεγάλη διάσταση του προβλήματος βελτιστοποίησης (πολύ μεγάλος αριθμός puffs).



Σχήμα 6.1.1_1: Εκτίμηση του ρυθμού έκλυσης σε τρισδιάστατη διασπορά

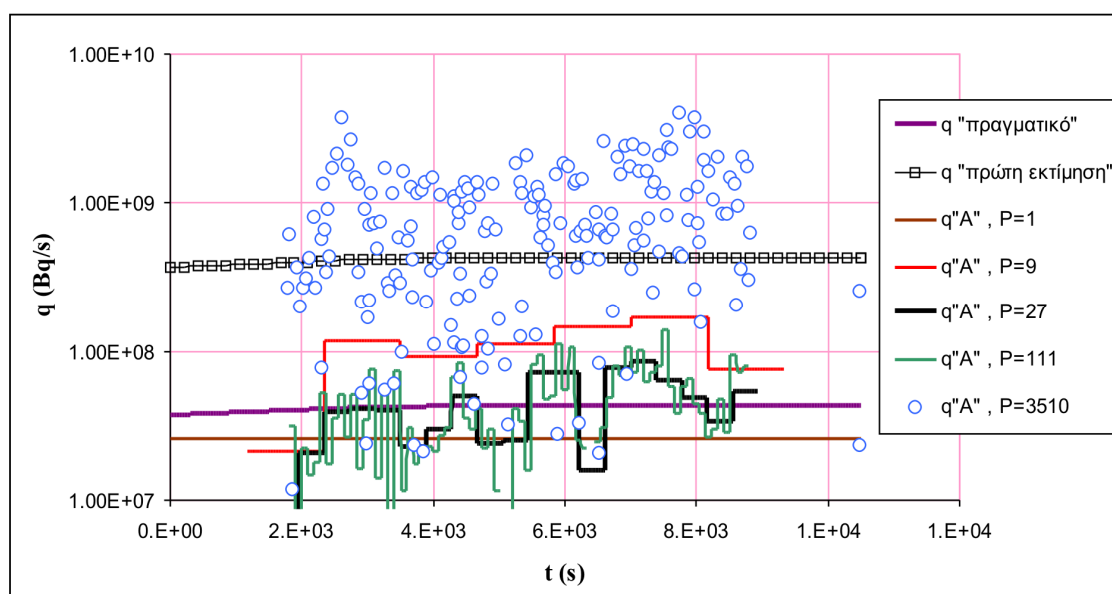
Τα αποτελέσματα όπως θα δούμε και στην συνέχεια, βελτιώθηκαν με την βοήθεια της μεθόδου «Μείωσης Διανύσματος Ελέγχου» (ΜΔΕ) που αναπτύχθηκε στα πλαίσια της διατριβής (ενότητα (4.3)). Η βελτίωση της υπολογιστικής ακρίβειας και απόδοσης της μεθόδου αφομοίωσης καθώς και η δυνατότητα εφαρμογής της μεθόδου στα πλαίσια στοχαστικών Lagrange μοντέλων ατμοσφαιρικής διασποράς παρουσιάζεται στα σχήματα που ακολουθούν.

Στα σχήματα (6.1.1_2), (6.1.1_3) παρουσιάζονται τα αποτελέσματα της εκτίμησης του ρυθμού έκλυσης με την μέθοδο αφομοίωσης παρατηρήσεων ρυθμού δόσης γ-ακτινοβολίας για το Πείραμα Α και ΤΟ Πείραμα Β με το στοχαστικό μοντέλο του κώδικα DIPCOT, με την «mode 2» μέθοδο υπολογισμού του ρυθμού δόσης γ-ακτινοβολίας, που επαληθεύουν πως η προτεινόμενη μέθοδος της «Μείωσης Διανύσματος Ελέγχου» επιτρέπει την εφαρμογή της μεθόδου στα πλαίσια στοχαστικών Lagrange μοντέλων ατμοσφαιρικής διασποράς.

Στο σχήμα (6.1.1_4) παρουσιάζονται τα αποτελέσματα της εκτίμησης του ρυθμού έκλυσης με τη μέθοδο υπολογισμού του ρυθμού δόσης του DIPCOT «mode

1» για το Πείραμα Β. Αντίστοιχα είναι τα αποτελέσματα και για το Πείραμα Α (πινάκας 6.1.1_1).

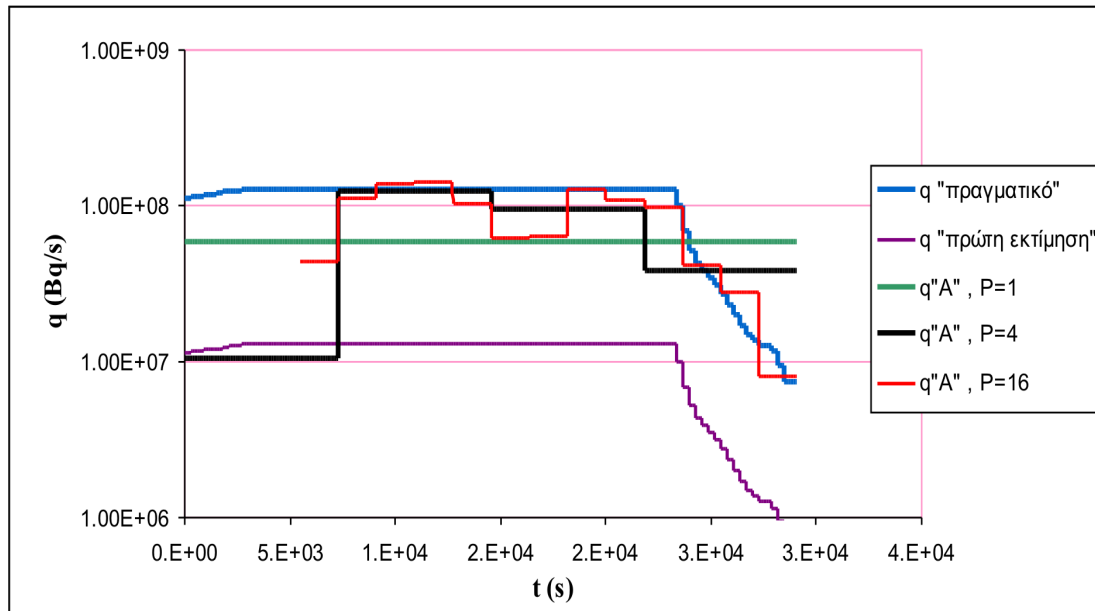
Για την αξιολόγηση της μεθόδου «Μείωσης Διανύσματος Ελέγχου», έχουν εξεταστεί διάφορες τιμές της παραμέτρου P (εξίσωση 4.3.2_1). Από το σχήμα (6.1.1_2) είναι φανερό πως όταν δεν χρησιμοποιείται η μέθοδος «Μείωσης Διανύσματος Ελέγχου» ($P = N_P = 3510$) τα αποτελέσματα της εκτίμησης του ρυθμού έκλυσης δεν είναι καλά. Ωστόσο έχουμε ουσιαστική βελτίωση των αποτελεσμάτων όταν μειώνεται το P . Παρατηρείται ότι σε όλες τις περιπτώσεις πλην της περίπτωσης όπου το $P = 1$, στην αρχή και στο τέλος της έκλυσης δεν έχουμε ικανοποιητικό υπολογισμό του ρυθμού έκλυσης. Αυτό συμβαίνει γιατί στην αρχή και στο τέλος της έκλυσης δεν ήταν διαθέσιμες οι μετρήσεις των DK-NaI ανιχνευτών. Στην περίπτωση όπου το $P=1$, η ένταση της πηγής θεωρείται σταθερή στο χρόνο. Ωστόσο είναι προφανές από τα σχήματα ότι υπάρχει μεγάλη βελτίωση του ρυθμού έκλυσης με την μέθοδο αφομοίωσης σε όλες τις περιπτώσεις εκτός της περίπτωσης όπου δεν εφαρμόστηκε η μέθοδος «ΜΔΕ» ($P=3510$).



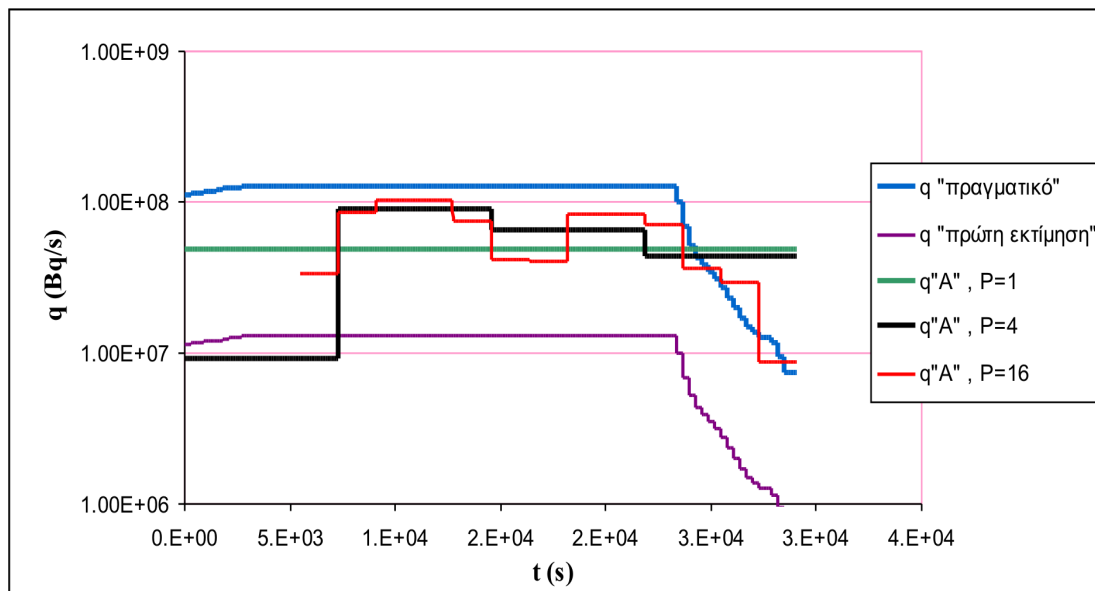
Σχήμα 6.1.1_ 2: Εκτίμηση του ρυθμού έκλυσης για το πείραμα Α (στοχαστικό, mode 2), για διάφορες τιμές της παραμέτρου P .

Αντίστοιχα με τα αποτελέσματα της εκτίμησης της έντασης της πηγής για το πείραμα Α (σχήμα 6.1.1_2) είναι και τα αποτελέσματα για το πείραμα Β όπως

φαίνεται στο σχήμα (6.1.1_3). Για το πείραμα Β, παρουσιάζεται η περίπτωση όπου η πρώτη εκτίμηση του ρυθμού έκλυσης τέθηκε κατά ένα παράγοντα του 10 μικρότερη από τον πραγματικό ρυθμό έκλυσης. Η περίπτωση χωρίς την μέθοδο της «Μείωσης Διανύσματος Ελέγχου» δεν παρουσιάζεται.



Σχήμα 6.1.1_ 3: Εκτίμηση του ρυθμού έκλυσης για το Πείραμα Β (στοχαστικό, mode 2), για διάφορες τιμές της παραμέτρου P.



Σχήμα 6.1.1_ 4: Εκτίμηση του ρυθμού έκλυσης για το Πείραμα Β (στοχαστικό, mode 1), για διάφορες τιμές της παραμέτρου P.

Τα ποιοτικά αποτελέσματα επιβεβαιώνονται με τους στατιστικούς δείκτες του μέσου απόλυτου σφάλματος (MAE) και του mean relative bias (MRB) που παρουσιάζονται στους πίνακες (1,2) . Όσο η τιμή τους πλησιάζει στο μηδέν τόσο καλύτερη η απόδοση του μοντέλου.

$$MAE = \langle |q^a - q^t| \rangle / \langle q^t \rangle$$

$$MRB = \langle q^a - q^t \rangle / \langle q^t \rangle$$

όπου,

q ο ρυθμός έκλυσης, $\langle \rangle$ δηλώνει τη μέση τιμή , οι εκθέτες ‘a’ και ‘t’ δηλώνουν την τιμή της έντασης της πηγής μετά την διαδικασία αφομοίωσης και την πραγματική τιμή της έντασης της πηγής αντίστοιχα

Στους πίνακες (6.1.1_1) και (6.1.1_2) παρουσιάζονται τα αποτελέσματα με το Στοχαστικό και το Ντετερμινιστικό μοντέλο του κώδικα DIPCOT και για τις δύο μεθόδους υπολογισμού του ρυθμού δόσης γ-ακτινοβολίας (“mode 1” και “mode 2”) για διάφορες τιμές της παραμέτρου P της μεθόδου «Μείωσης Διανύσματος Ελέγχου» και για τις δυο ημέρες του πειράματος.

Για το Πείραμα A παρουσιάζονται στον πίνακα (6.1.1_1) και για το Πείραμα B στον πίνακα (6.1.1_2). Όπως προκύπτει από τα αποτελέσματα σε γενικές γραμμές το επίπεδο βελτίωσης είναι περίπου το ίδιο και για τις δυο ημέρες, και σε όλες τις περιπτώσεις ο ρυθμός έκλυσης με την διαδικασία αφομοίωσης είναι πολύ καλύτερος από την πρώτη εκτίμηση του ρυθμού έκλυσης.

Επίσης ένα πολύ σημαντικό και πολύ θετικό χαρακτηριστικό της μεθόδου αφομοίωσης είναι ότι τα αποτελέσματα είναι ικανοποιητικά για ένα μεγάλο εύρος τιμών της παραμέτρου P της μεθόδου «ΜΔΕ». Τα χρονικά διαστήματα Δt που αντιστοιχούν στις τιμές του P που παρουσιάζονται στους πίνακες (6.1.1_1) και (6.1.1_2), κυμαίνονται από μερικά λεπτά μέχρι μερικές ώρες και όπως είχε συζητηθεί και παραπάνω, καλύπτουν το εύρος τιμών του Δt που συνήθως χρησιμοποιείται στα συστήματα αντιμετώπισης έκτακτης ανάγκης.

Η υποεκτίμηση (~ 30-40%, “mode 2”) του ρυθμού έκλυσης ίσως οφείλεται σε πιθανό σφάλμα της μεθόδου υπολογισμού του ρυθμού δόσης γ-ακτινοβολίας που παρουσιάστηκε παραπάνω καθώς και από αλλά σφάλματα του μοντέλου.

Παρατηρούμε ότι τα αποτελέσματα της μεθόδου αφομοίωσης με το “mode 2” του υπολογισμού του ρυθμού δόσης γ-ακτινοβολίας ήταν καλύτερα συγκριτικά με τα αποτελέσματα της μεθόδου με το “mode 1” του υπολογισμού του ρυθμού δόσης γ-ακτινοβολίας (σχήματα 6.1.1_3 και 6.1.1_4). Σύμφωνα με του πίνακες (6.1.1_1 και 6.1.1_2) οι τιμές του (MRB) με το “mode 1” ($-0.8 \leq MRB \leq -0.5$) δεν ήταν τόσο καλές συγκριτικά με τις τιμές του (MRB) για το Mode 2. Συνεπώς, τα σφάλματα του μοντέλου δεν μπορούν να βελτιωθούν με την διαδικασία αφομοίωσης παρατηρήσεων, κάτι που μπορεί να γίνει με την ‘weak constraint’ formulation [5].

Πείραμα	Παράμετρος «P»	Ντετερμινιστικό(D)/ Στοχαστικό(S)	“Mode”	MAE	MRB
A	Πρώτη εκτίμηση	S,D	1,2	9.0	9.0
A	P=111	D	1	0.721	-0.563
A	P=27	D	1	0.651	-0.651
A	P=9	D	1	0.650	-0.650
A	P=1	D	1	0.711	-0.711
A	P=111	D	2	0.547	-0.373
A	P=27	D	2	0.514	-0.376
A	P=9	D	2	0.444	-0.379
A	P=1	D	2	0.503	-0.503
A	P=111	S	1	1.954	0.672
A	P=27	S	1	1.451	0.334
A	P=9	S	1	0.631	-0.631
A	P=1	S	1	0.655	-0.655
A	P=111	S	2	0.710	-0.273
A	P=27	S	2	0.591	-0.275
A	P=9	S	2	0.454	-0.348
A	P=1	S	2	0.388	-0.388

πίνακας 6.1.1_1

Πείραμα	Παράμετρος «P»	Ντετερμινιστικό(D)/ Στοχαστικό(S)	“Mode”	MAE	MRB
B	Πρώτη εκτίμηση	D,S	1,2	0.9	-0.9
B	P=16	D	1	0.657	-0.657
B	P=4	D	1	0.689	-0.681
B	P=1	D	1	0.786	-0.759
B	P=16	D	2	0.407	-0.356
B	P=4	D	2	0.417	-0.380
B	P=1	D	2	0.616	-0.517
B	P=16	S	1	0.554	-0.541
B	P=4	S	1	0.589	-0.516
B	P=1	S	1	0.637	-0.549
B	P=16	S	2	0.417	-0.373
B	P=4	S	2	0.441	-0.382
B	P=1	S	2	0.580	-0.462

πίνακας 6.1.1_2

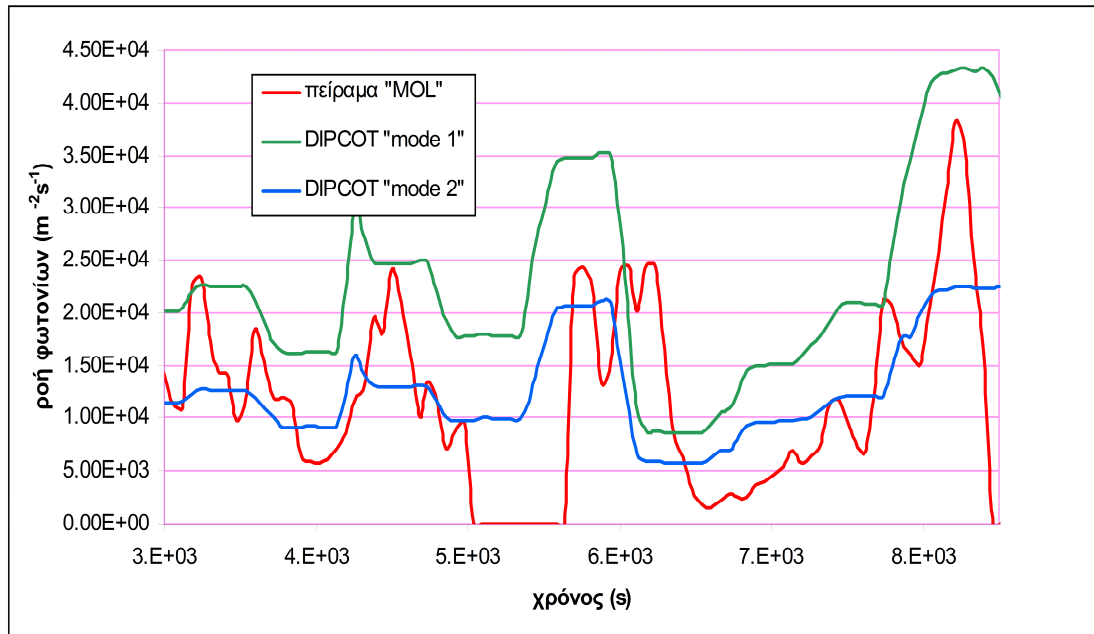
6.1.2 Εκτίμηση του ρυθμού δόσης γ-ακτινοβολίας (ροής φωτονίων)

Στη συνέχεια παρουσιάζονται τα αποτελέσματα υπολογισμού ροής φωτονίων με την διαδικασία αφομοίωσης και συγκρίνονται με τις πειραματικές μετρήσεις και για τις δυο ημέρες του πειράματος.

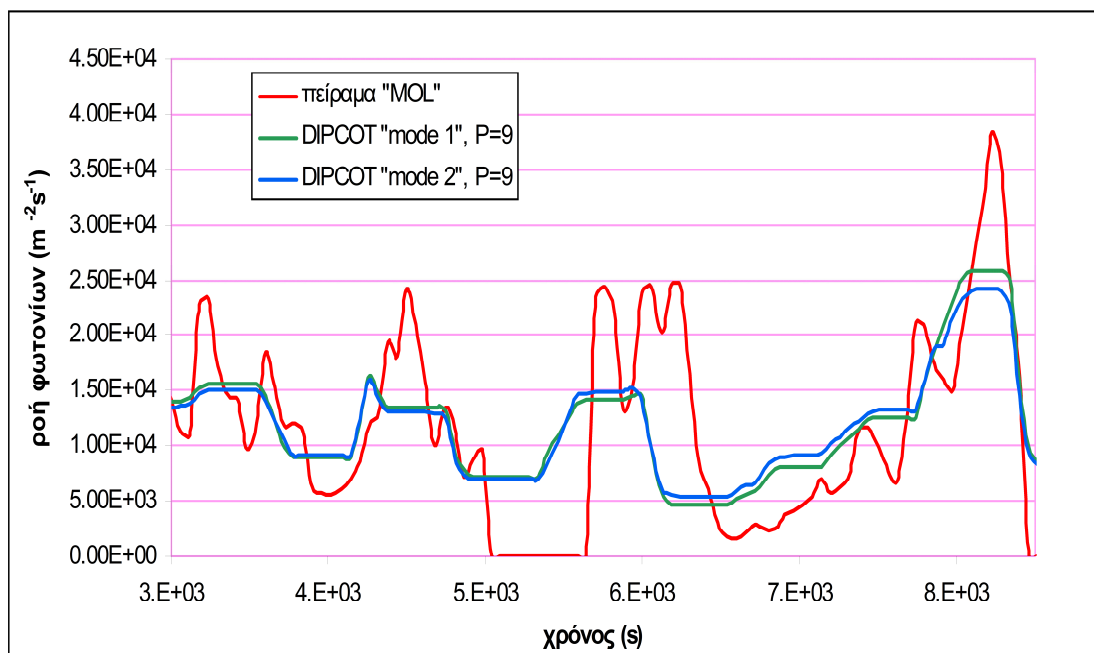
Στα σχήματα (6.1.2-6.1.32) παρουσιάζονται τα αποτελέσματα της προσομοίωσης πριν και μετά την διαδικασία της μεθόδου αφομοίωσης για την εκτίμηση της ροής φωτονίων και για τις δυο μεθόδους υπολογισμού του ρυθμού δόσης γ-ακτινοβολίας του DIPCOT (mode1, mode 2) με το ντετερμινιστικό και με το στοχαστικό μοντέλο.

Τα αποτελέσματα που παρουσιάζονται είναι με P=9 για το Πείραμα A και P=16 για το Πείραμα B. Ο λόγος που επιλέχθηκαν να παρουσιαστούν αυτά τα αποτελέσματα είναι ότι αντιστοιχούν σε τιμές του Δt των 20 και 30 λεπτών (P=9 και P=16) που χρησιμοποιούνται συνήθως στα Συστήματα αντιμετώπισης έκτακτης ανάγκης.

<p>Πείραμα: A</p> <p>Μοντέλο: Ντετερμινιστικό</p> <p><u>Αιχνευτής: DK-NaI-A</u></p>	<p>Αποτελέσματα πριν και μετά την μέθοδο αφομοίωσης και για τις δυο μεθόδους υπολογισμού ρυθμού δόσης γ-ακτινοβολίας του μοντέλου DIPCOT.</p>
--	---

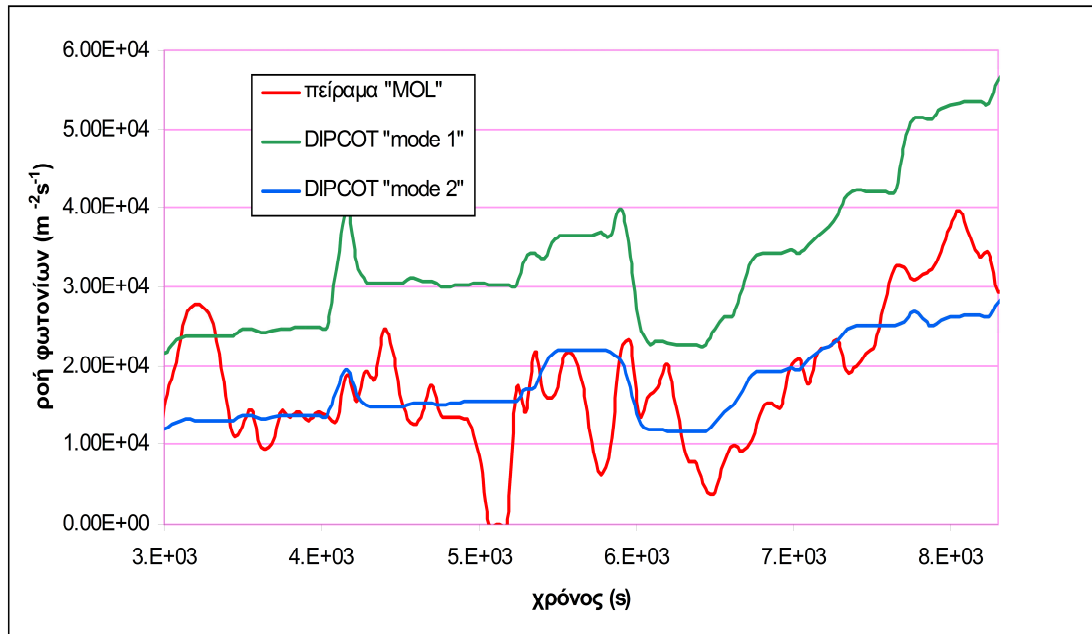


Σχήμα 6.1.2_ 1: Σύγκριση των αποτελεσμάτων του μοντέλου με τις πειραματικές μετρήσεις πριν την διαδικασία αφομοίωσης

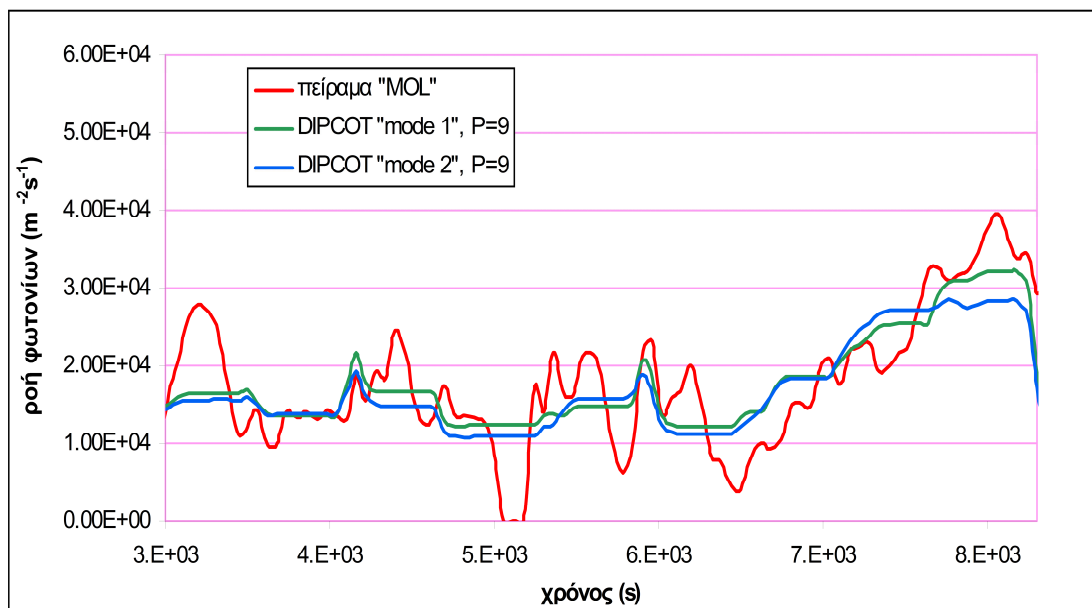


Σχήμα 6.1.2_ 2: Σύγκριση των αποτελεσμάτων του μοντέλου με τις πειραματικές μετρήσεις μετά την διαδικασία αφομοίωσης

<p>Πείραμα: A</p> <p>Μοντέλο: Ντετερμινιστικό</p> <p>Ανιχνευτής: DK-NaI-B</p>	<p>Αποτελέσματα πριν και μετά την μέθοδο αφομοίωσης και για τις δυο μεθόδους υπολογισμού ρυθμού δόσης γ-ακτινοβολίας του μοντέλου DIPCOT.</p>
--	---

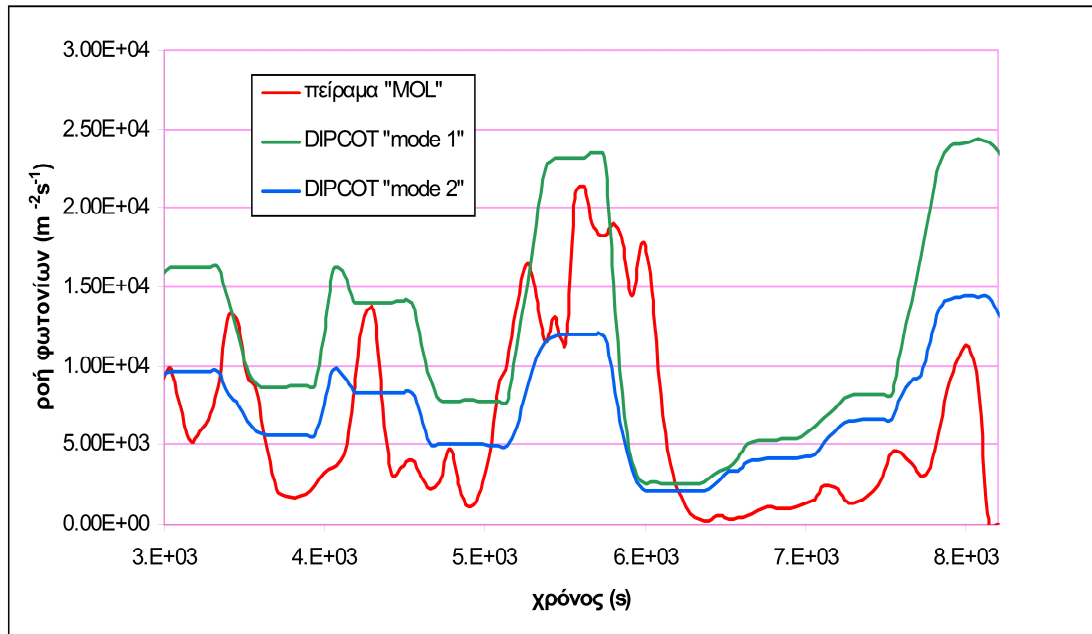


Σχήμα 6.1.2_ 3: Σύγκριση των αποτελεσμάτων του μοντέλου με τις πειραματικές μετρήσεις πριν την διαδικασία αφομοίωσης

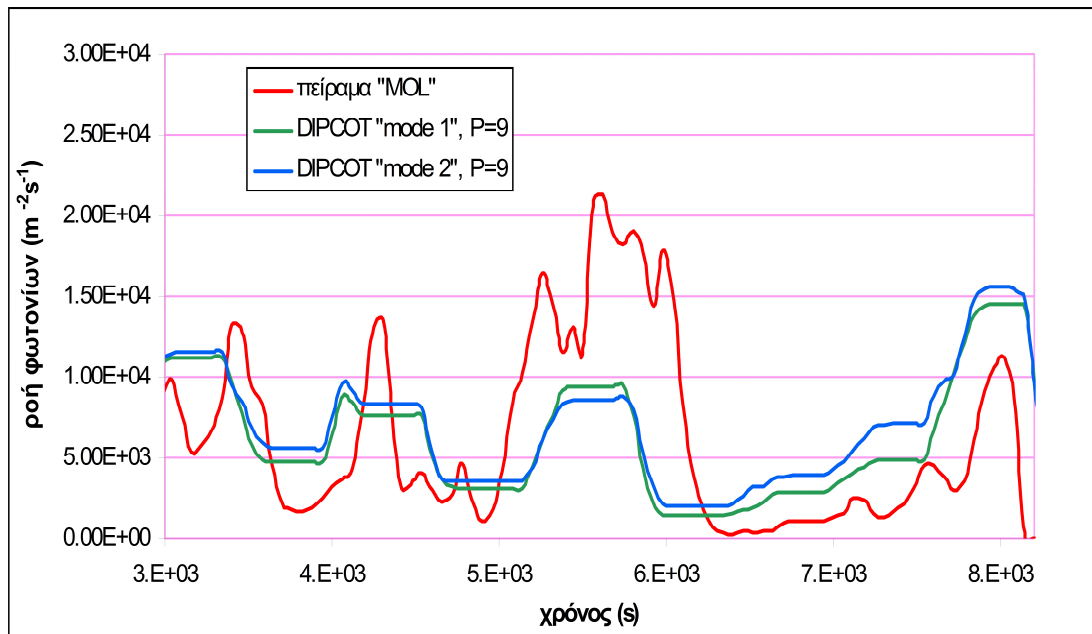


Σχήμα 6.1.2_ 4: Σύγκριση των αποτελεσμάτων του μοντέλου με τις πειραματικές μετρήσεις μετά την διαδικασία αφομοίωσης

<p>Πείραμα: A</p> <p>Μοντέλο: Ντετερμινιστικό</p> <p>Ανιχνευτής: DK-NaI-C</p>	<p>Αποτελέσματα πριν και μετά την μέθοδο αφομοίωσης και για τις δυο μεθόδους υπολογισμού ρυθμού δόσης γ-ακτινοβολίας του μοντέλου DIPCOT.</p>
--	---

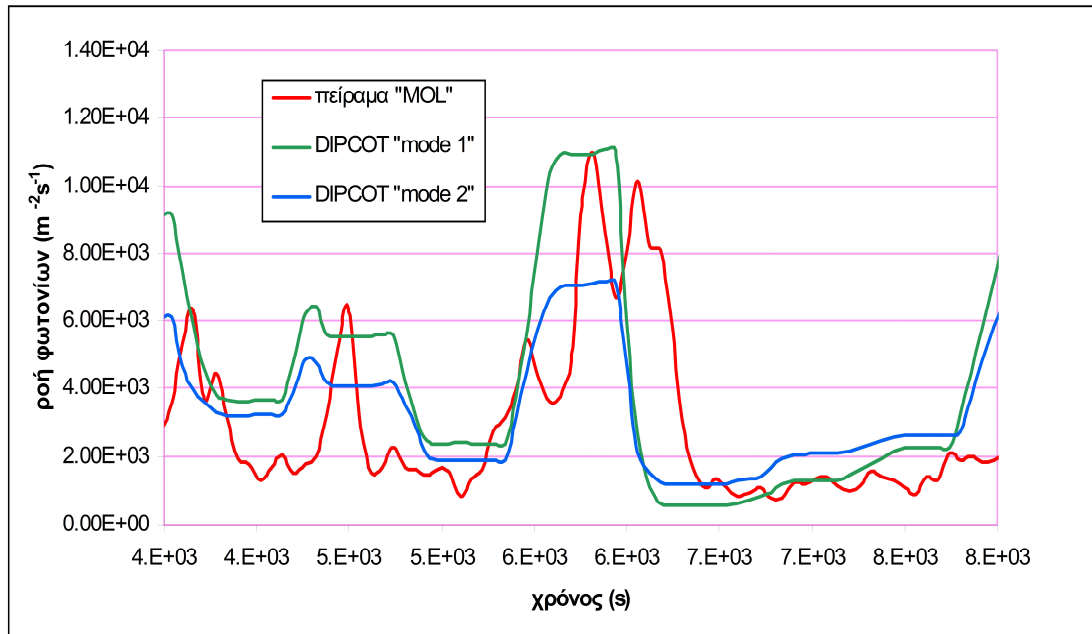


Σχήμα 6.1.2_ 5: Σύγκριση των αποτελεσμάτων του μοντέλου με τις πειραματικές μετρήσεις πριν την διαδικασία αφομοίωσης

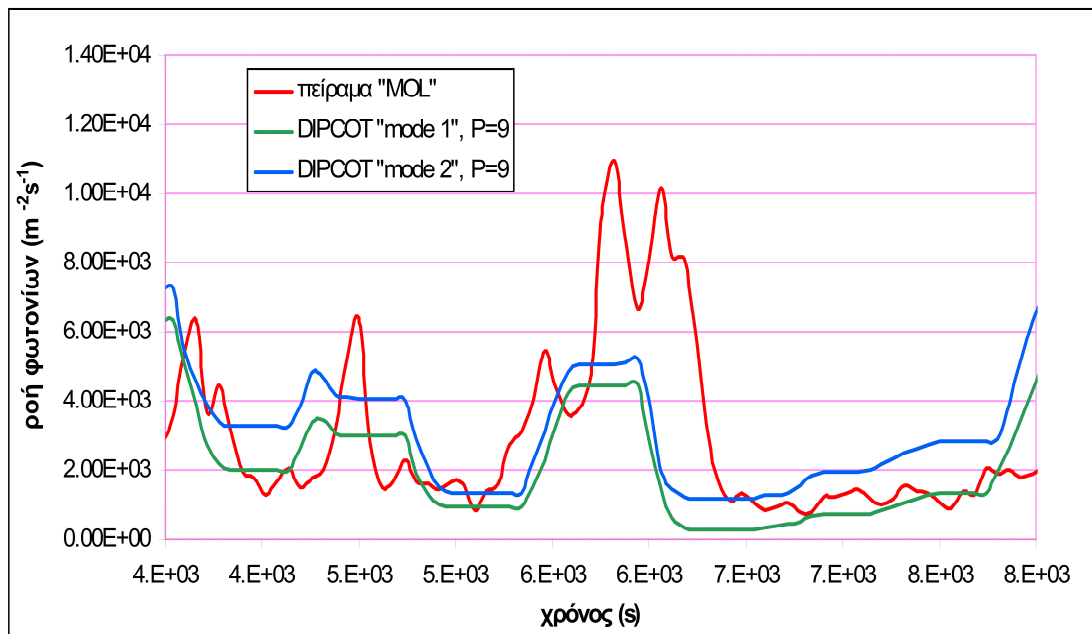


Σχήμα 6.1.2_ 6: Σύγκριση των αποτελεσμάτων του μοντέλου με τις πειραματικές μετρήσεις μετά την διαδικασία αφομοίωσης

<p>Πείραμα: A</p> <p>Μοντέλο: Ντετερμινιστικό</p> <p>Αιχνευτής: DK-NaI-D</p>	<p>Αποτελέσματα πριν και μετά την μέθοδο αφομοίωσης και για τις δυο μεθόδους υπολογισμού ρυθμού δόσης γ-ακτινοβολίας του μοντέλου DIPCOT.</p>
---	---

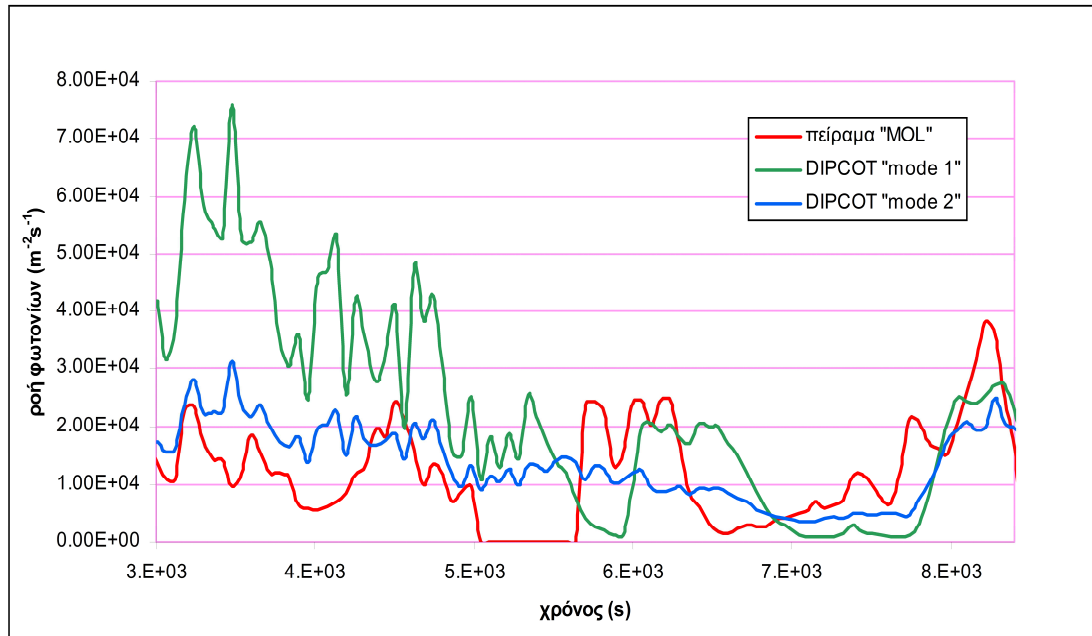


Σχήμα 6.1.2_7: Σύγκριση των αποτελεσμάτων του μοντέλου με τις πειραματικές μετρήσεις πριν την διαδικασία αφομοίωσης

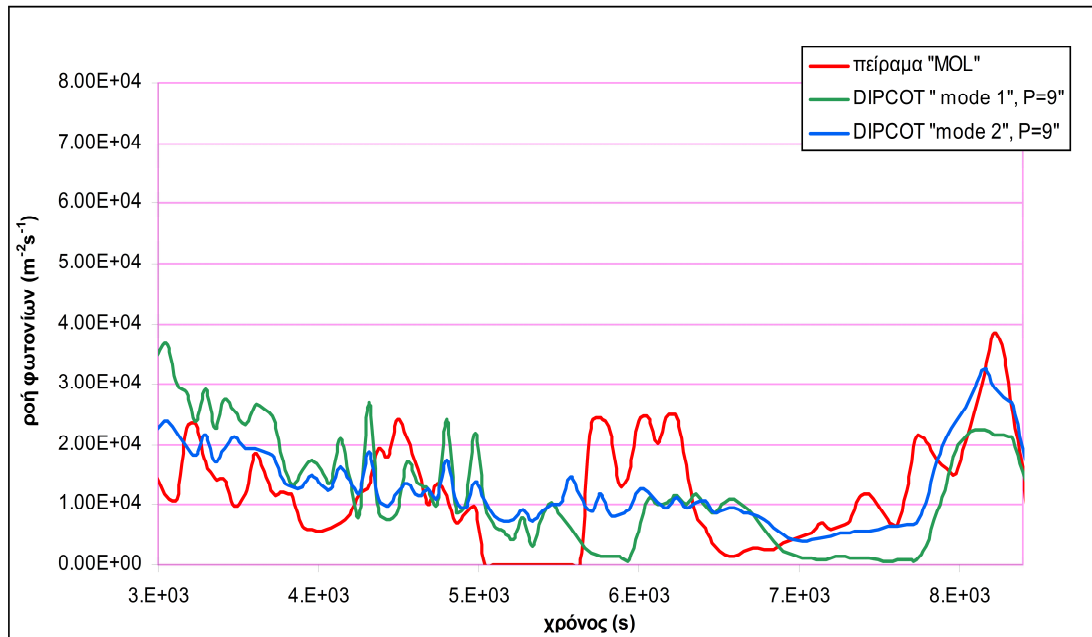


Σχήμα 6.1.2_8: Σύγκριση των αποτελεσμάτων του μοντέλου με τις πειραματικές μετρήσεις μετά την διαδικασία αφομοίωσης

<p>Πείραμα: A</p> <p>Μοντέλο: Στοχαστικό</p> <p><u>Αιχνευτής: DK-NaI-A</u></p>	<p>Αποτελέσματα πριν και μετά την μέθοδο αφομοίωσης και για τις δυο μεθόδους υπολογισμού ρυθμού δόσης γ-ακτινοβολίας του μοντέλου DIPCOT.</p>
---	---

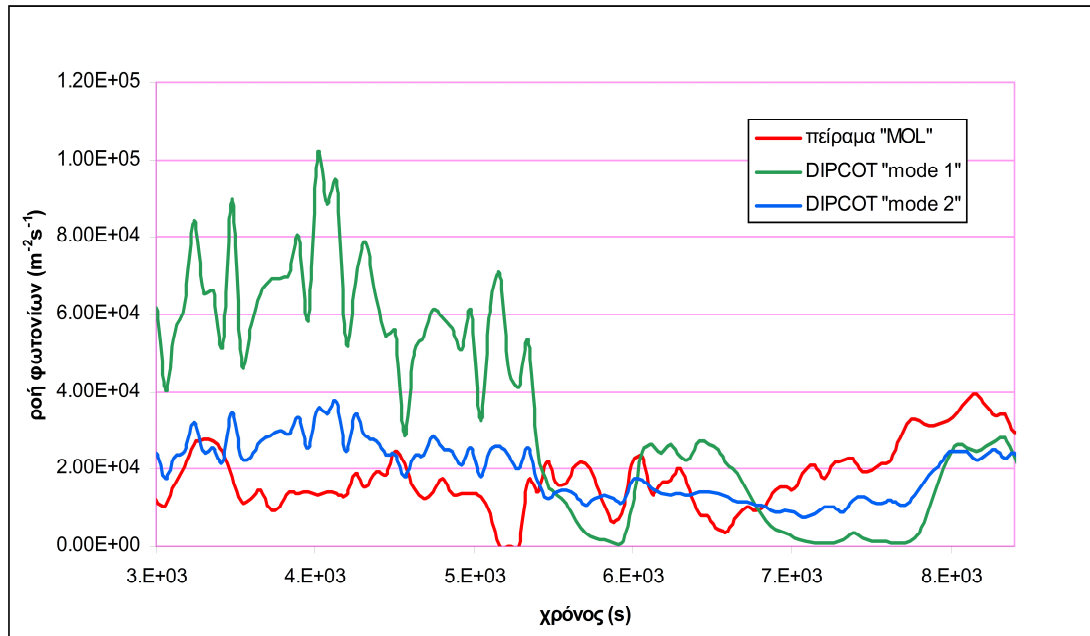


Σχήμα 6.1.2_ 9: Σύγκριση των αποτελεσμάτων του μοντέλου με τις πειραματικές μετρήσεις πριν την διαδικασία αφομοίωσης

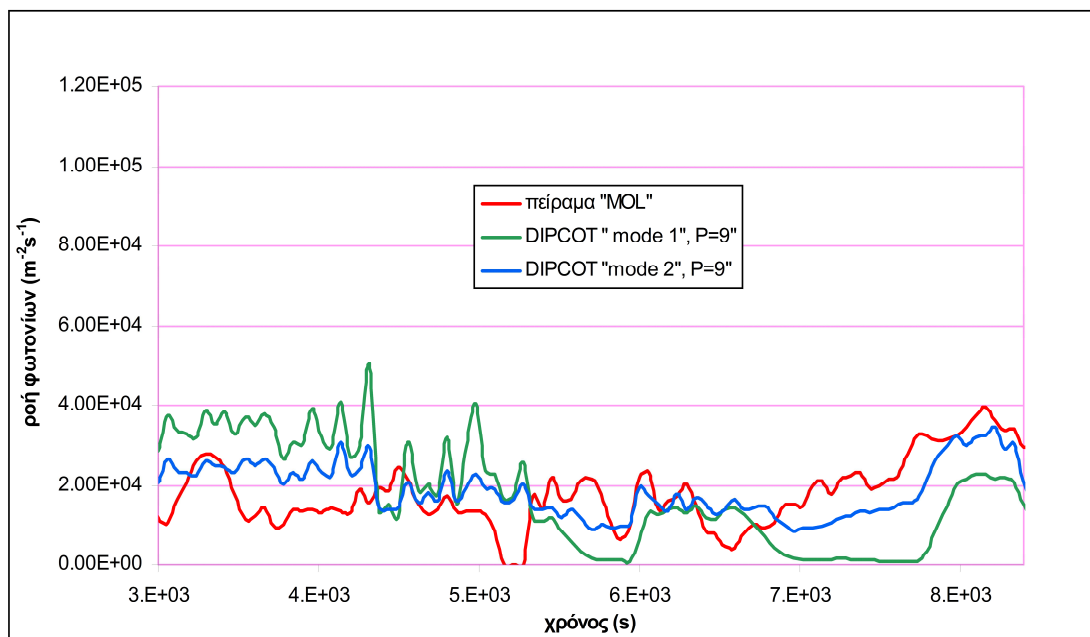


Σχήμα 6.1.2_ 10: Σύγκριση των αποτελεσμάτων του μοντέλου με τις πειραματικές μετρήσεις μετά την διαδικασία αφομοίωσης

<p>Πείραμα: A</p> <p>Μοντέλο: Στοχαστικό</p> <p>Αιγνευτής: DK-NaI-B</p>	<p>Αποτελέσματα πριν και μετά την μέθοδο αφομοίωσης και για τις δυο μεθόδους υπολογισμού ρυθμού δόσης γ-ακτινοβολίας του μοντέλου DIPCOT.</p>
--	---

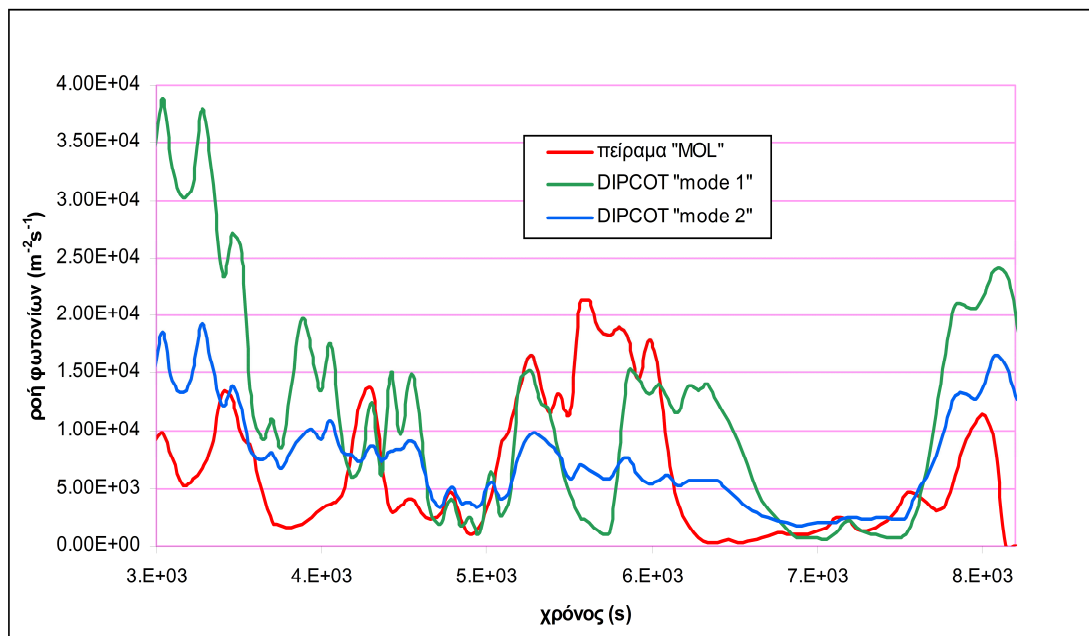


Σχήμα 6.1.2_ 11: Σύγκριση των αποτελεσμάτων του μοντέλου με τις πειραματικές μετρήσεις πριν την διαδικασία αφομοίωσης

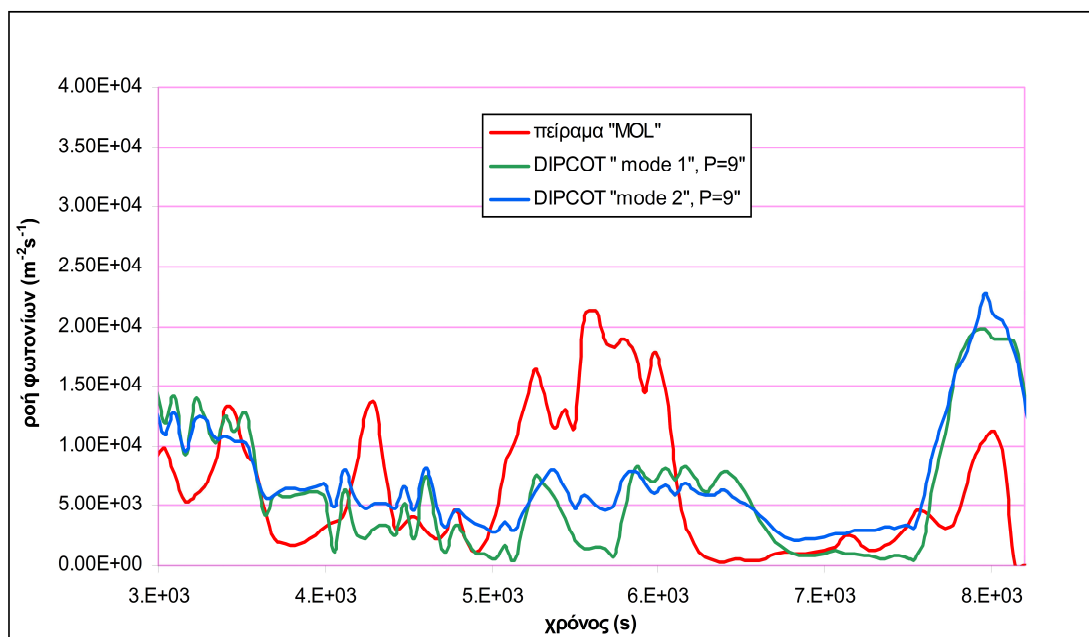


Σχήμα 6.1.2_ 12: Σύγκριση των αποτελεσμάτων του μοντέλου με τις πειραματικές μετρήσεις μετά την διαδικασία αφομοίωσης

<p>Πείραμα: A</p> <p>Μοντέλο: Στοχαστικό</p> <p>Αιχνευτής: DK-NaI-C</p>	<p>Αποτελέσματα πριν και μετά την μέθοδο αφομοίωσης και για τις δυο μεθόδους υπολογισμού ρυθμού δόσης γ-ακτινοβολίας του μοντέλου DIPCOT.</p>
--	---

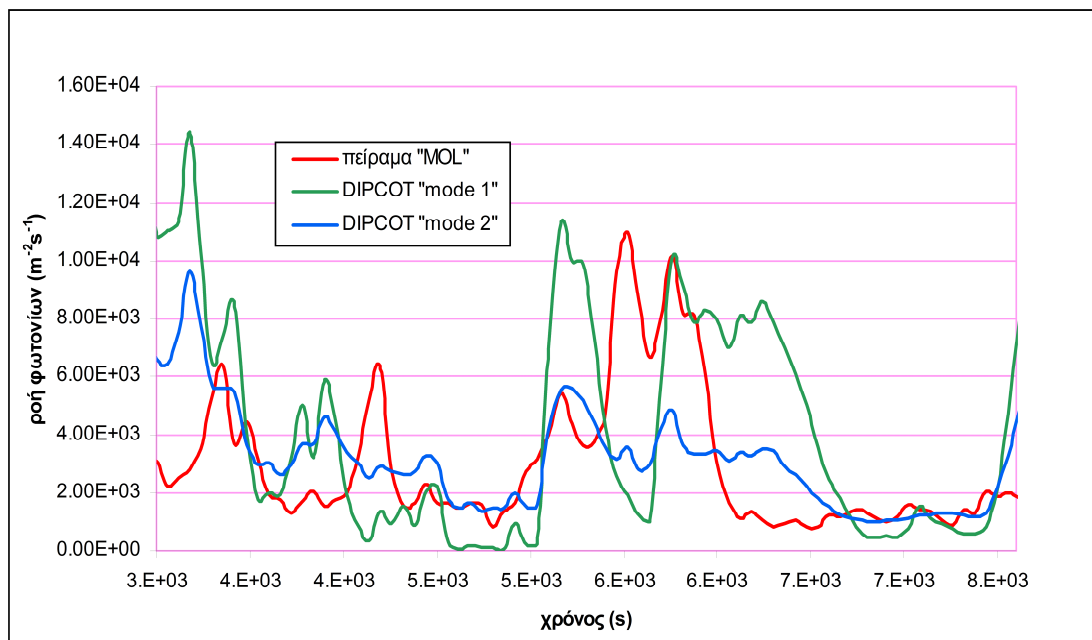


Σχήμα 6.1.2_ 13: Σύγκριση των αποτελεσμάτων του μοντέλου με τις πειραματικές μετρήσεις πριν την διαδικασία αφομοίωσης

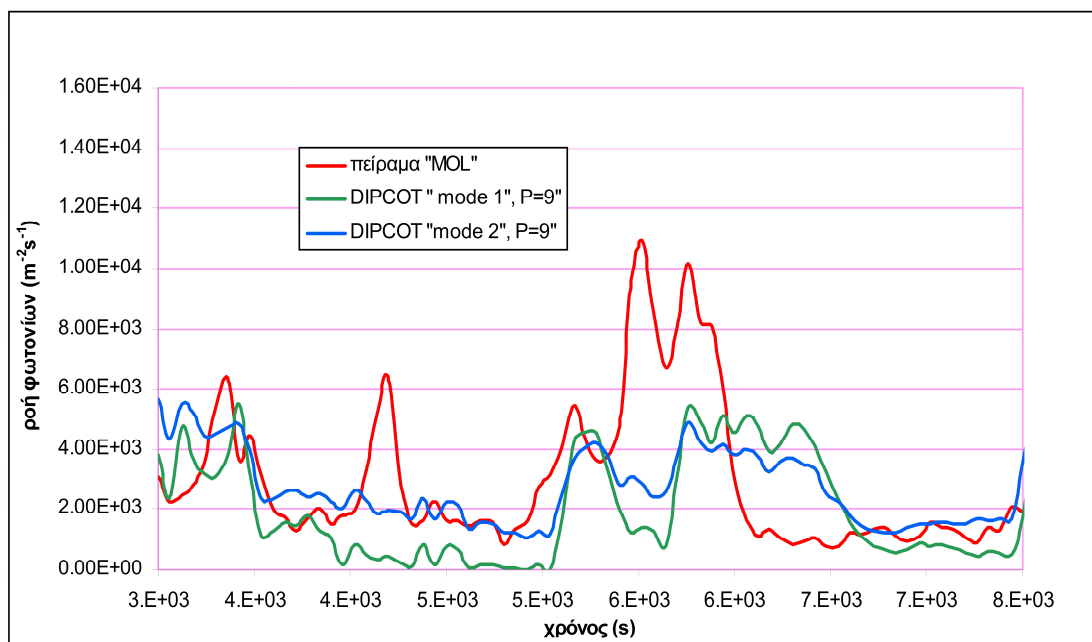


Σχήμα 6.1.2_ 14: Σύγκριση των αποτελεσμάτων του μοντέλου με τις πειραματικές μετρήσεις μετά την διαδικασία αφομοίωσης

<p>Πείραμα: A</p> <p>Μοντέλο: Στοχαστικό</p> <p>Αιγνευτής: DK-NaI-D</p>	<p>Αποτελέσματα πριν και μετά την μέθοδο αφομοίωσης και για τις δυο μεθόδους υπολογισμού ρυθμού δόσης γ-ακτινοβολίας του μοντέλου DIPCOT.</p>
--	---

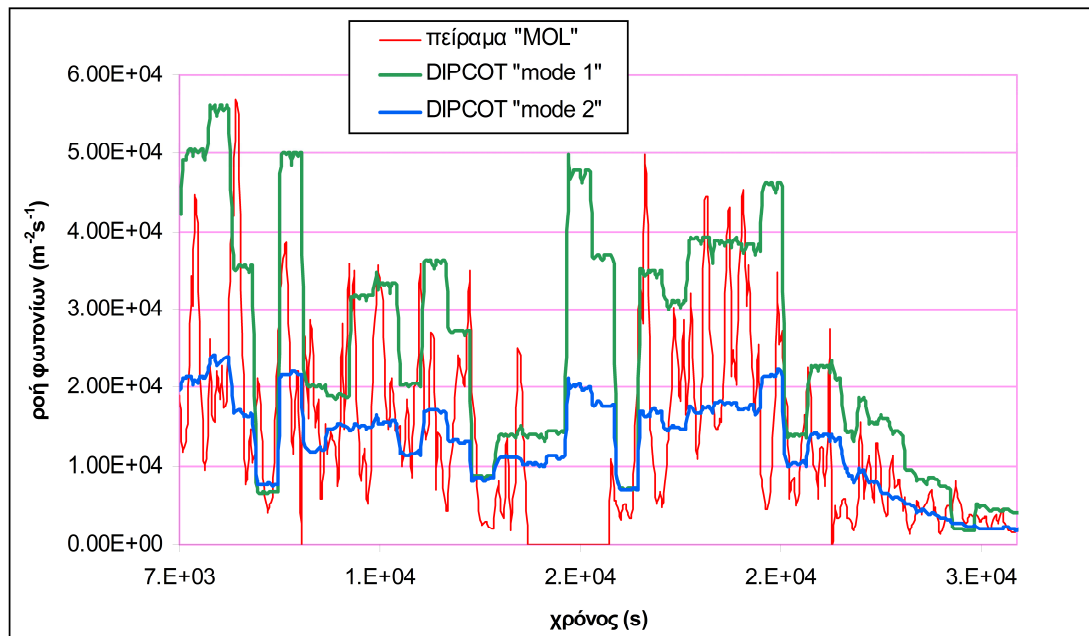


Σχήμα 6.1.2_ 15: Σύγκριση των αποτελεσμάτων του μοντέλου με τις πειραματικές μετρήσεις πριν την διαδικασία αφομοίωσης

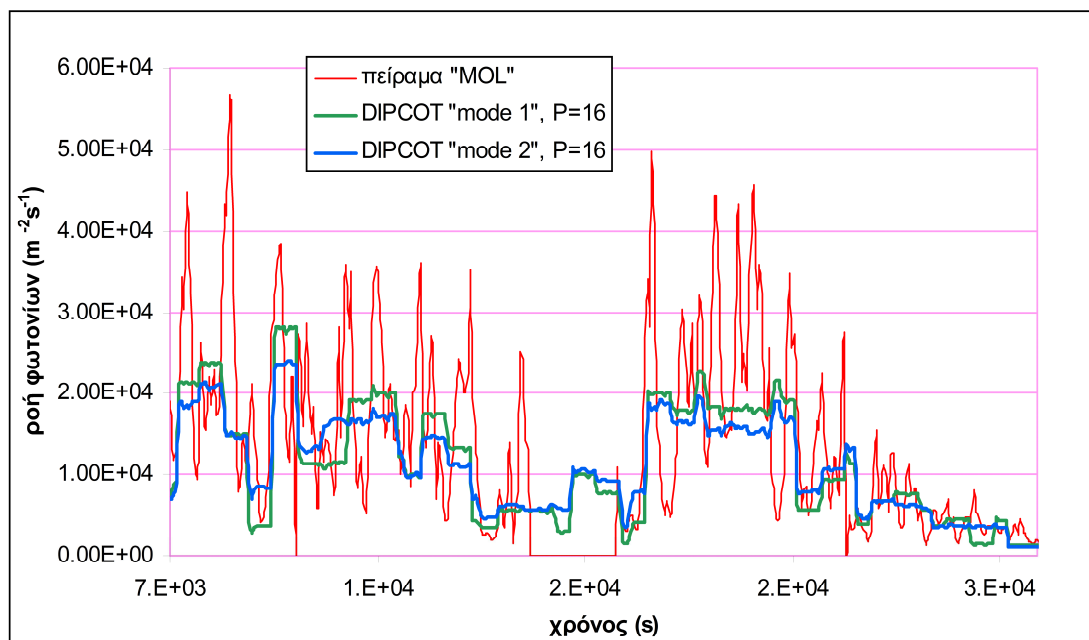


Σχήμα 6.1.2_ 16: Σύγκριση των αποτελεσμάτων του μοντέλου με τις πειραματικές μετρήσεις μετά την διαδικασία αφομοίωσης

<p>Πείραμα: B</p> <p>Μοντέλο: Ντετερμινιστικό</p> <p><u>Ανιχνευτής: DK-NaI-A</u></p>	<p>Αποτελέσματα πριν και μετά την μέθοδο αφομοίωσης και για τις δυο μεθόδους υπολογισμού ρυθμού δόσης γ-ακτινοβολίας του μοντέλου DIPCOT.</p>
---	---

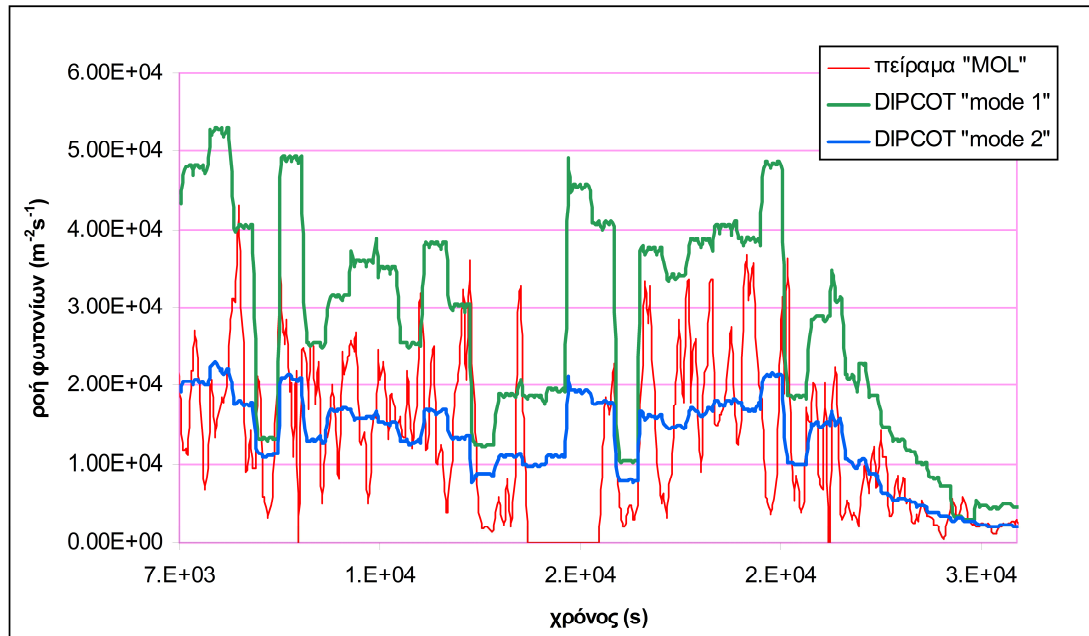


Σχήμα 6.1.2_ 17: Σύγκριση των αποτελεσμάτων του μοντέλου με τις πειραματικές μετρήσεις πριν την διαδικασία αφομοίωσης

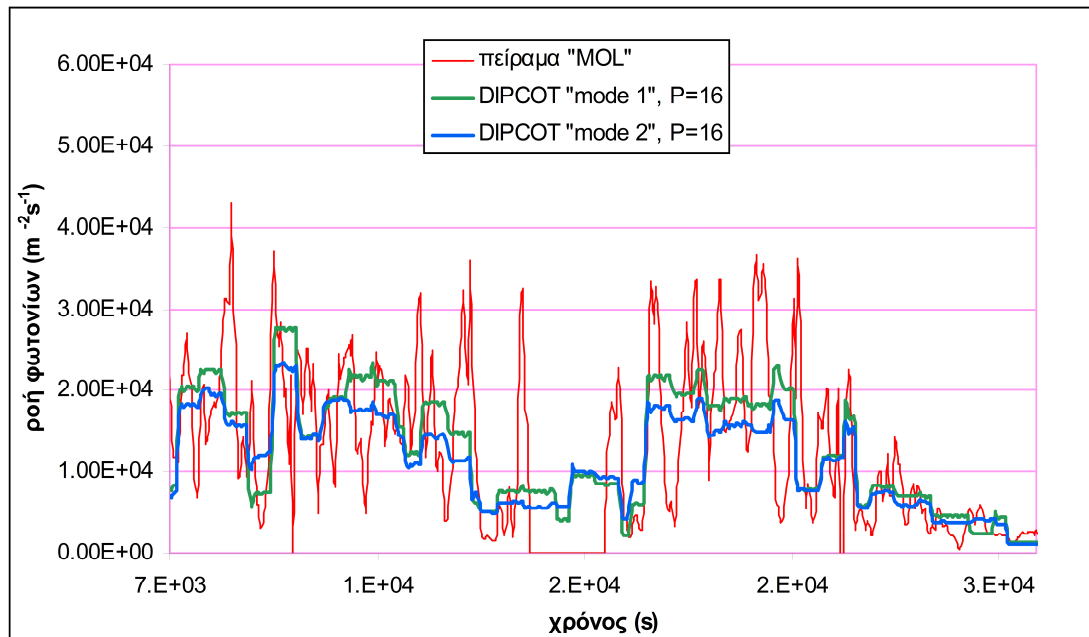


Σχήμα 6.1.2_ 18: Σύγκριση των αποτελεσμάτων του μοντέλου με τις πειραματικές μετρήσεις μετά την διαδικασία αφομοίωσης

<p>Πείραμα: B</p> <p>Μοντέλο: Ντετερμινιστικό</p> <p><u>Αιγνευτής: DK-NaI-B</u></p>	<p>Αποτελέσματα πριν και μετά την μέθοδο αφομοίωσης και για τις δυο μεθόδους υπολογισμού ρυθμού δόσης γ-ακτινοβολίας του μοντέλου DIPCOT.</p>
--	---

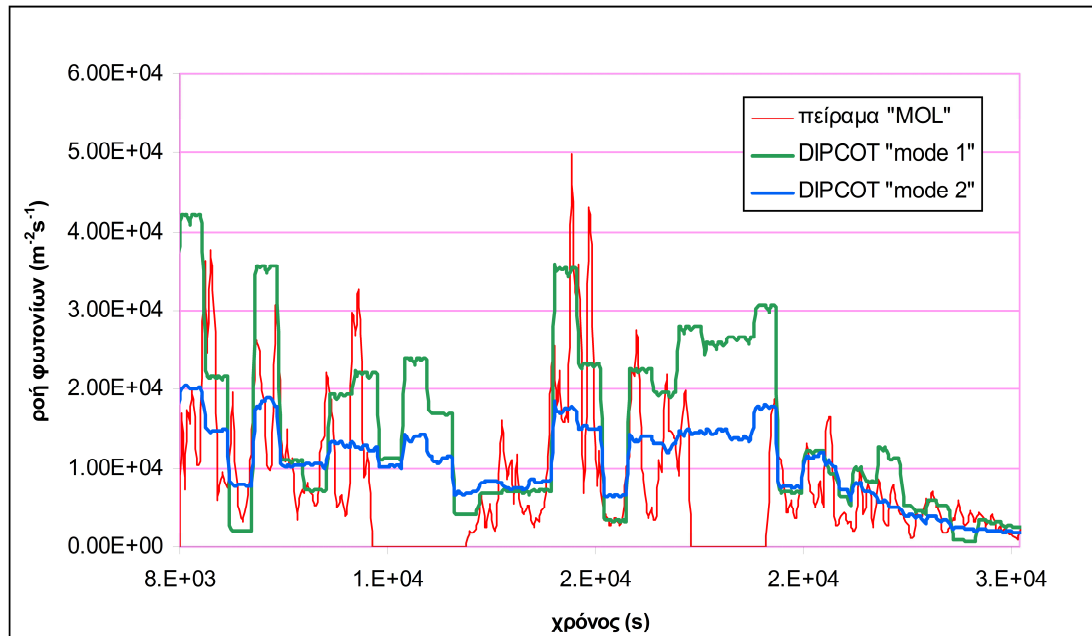


Σχήμα 6.1.2_ 19: Σύγκριση των αποτελεσμάτων του μοντέλου με τις πειραματικές μετρήσεις πριν την διαδικασία αφομοίωσης

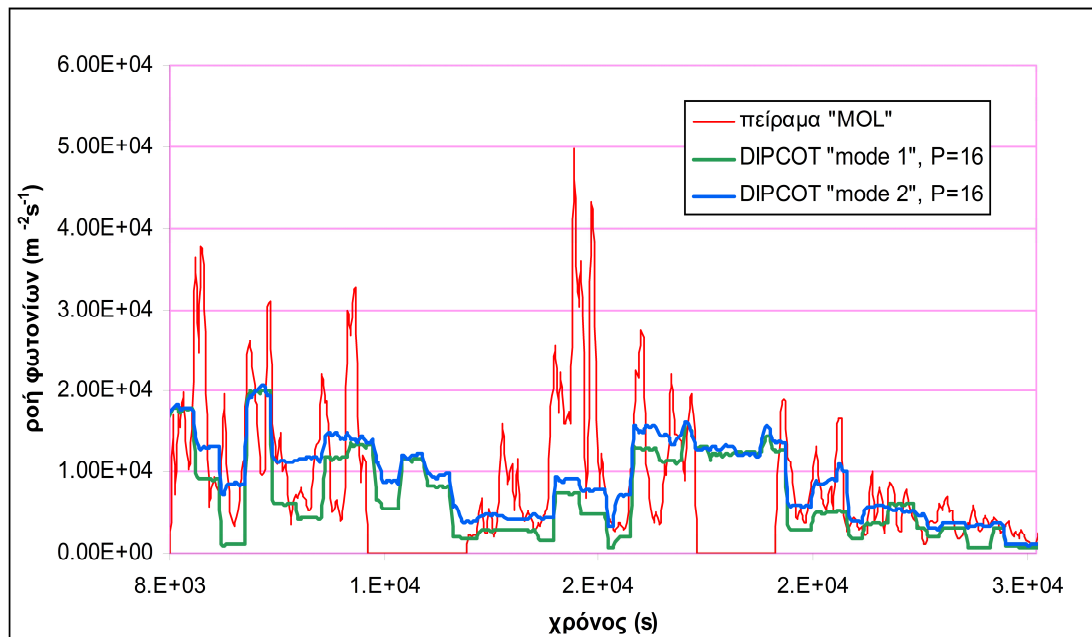


Σχήμα 6.1.2_ 20: Σύγκριση των αποτελεσμάτων του μοντέλου με τις πειραματικές μετρήσεις μετά την διαδικασία αφομοίωσης

<p>Πείραμα: B</p> <p>Μοντέλο: Ντετερμινιστικό</p> <p><u>Αιχνευτής: DK-NaI-C</u></p>	<p>Αποτελέσματα πριν και μετά την μέθοδο αφομοίωσης και για τις δυο μεθόδους υπολογισμού ρυθμού δόσης γ-ακτινοβολίας του μοντέλου DIPCOT.</p>
--	---

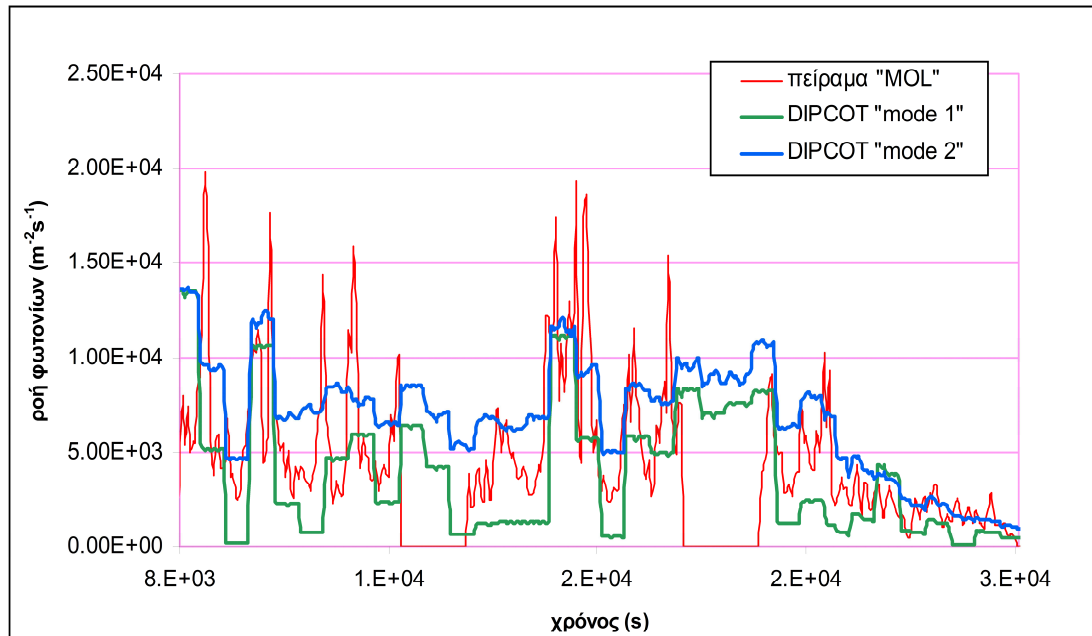


Σχήμα 6.1.2_ 21: Σύγκριση των αποτελεσμάτων του μοντέλου με τις πειραματικές μετρήσεις πριν την διαδικασία αφομοίωσης

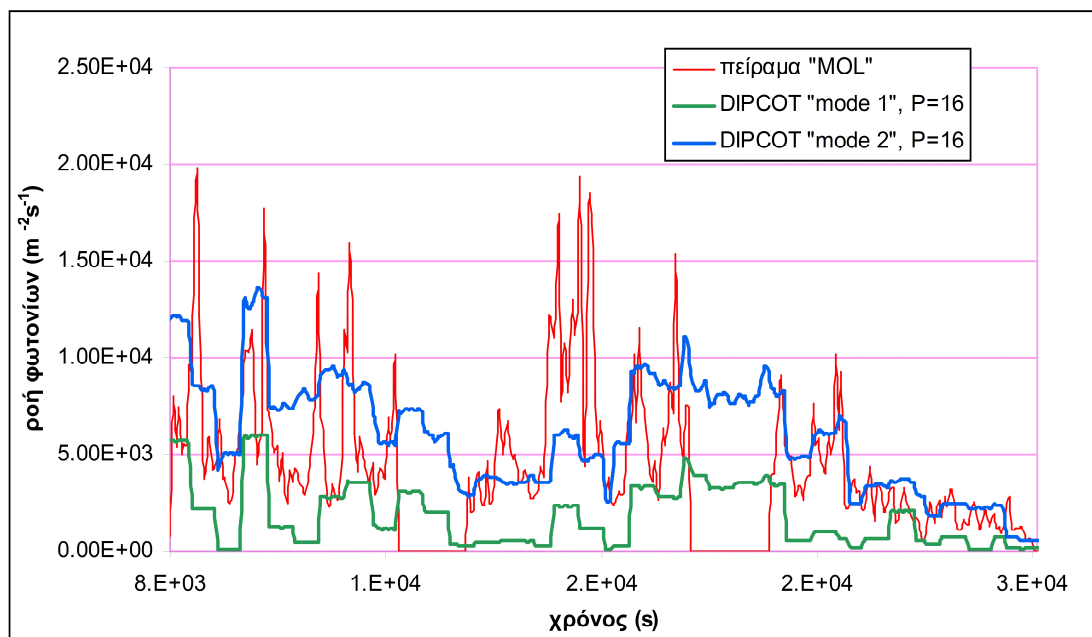


Σχήμα 6.1.2_ 22: Σύγκριση των αποτελεσμάτων του μοντέλου με τις πειραματικές μετρήσεις μετά την διαδικασία αφομοίωσης

<p>Πείραμα: B</p> <p>Μοντέλο: Ντετερμινιστικό</p> <p><u>Ανιχνευτής: DK-NaI-D</u></p>	<p>Αποτελέσματα πριν και μετά την μέθοδο αφομοίωσης και για τις δυο μεθόδους υπολογισμού ρυθμού δόσης γ-ακτινοβολίας του μοντέλου DIPCOT.</p>
---	---

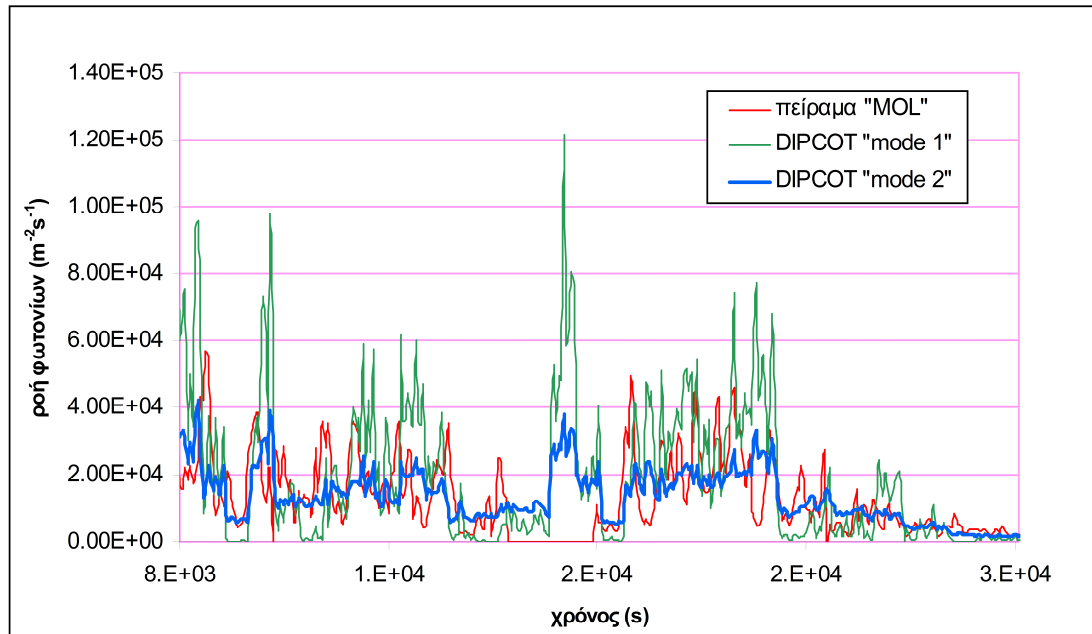


Σχήμα 6.1.2_ 23: Σύγκριση των αποτελεσμάτων του μοντέλου με τις πειραματικές μετρήσεις πριν την διαδικασία αφομοίωσης

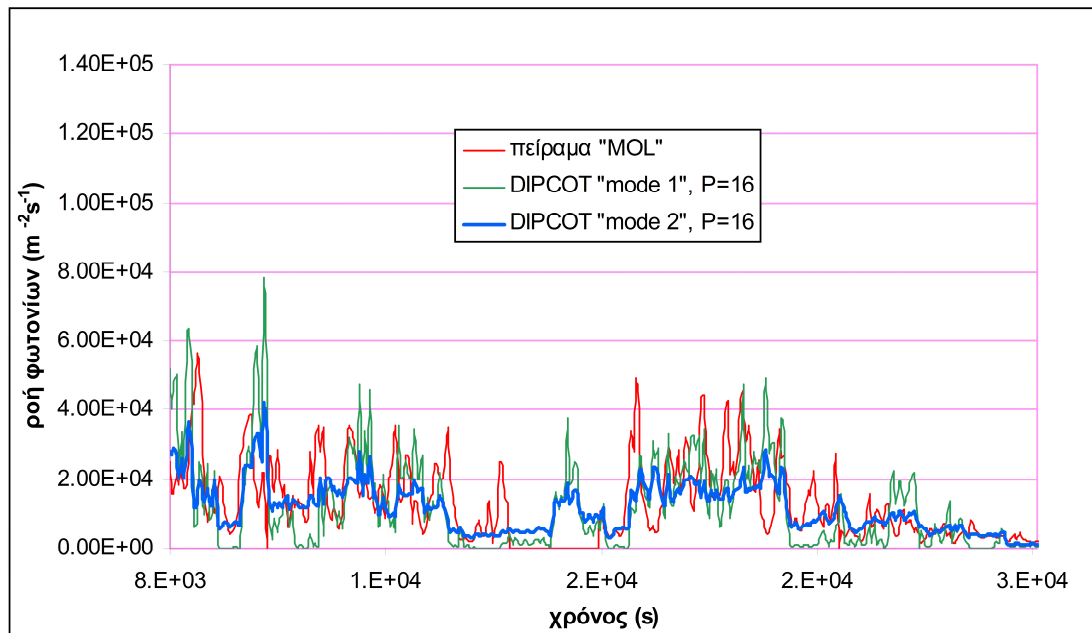


Σχήμα 6.1.2_ 24: Σύγκριση των αποτελεσμάτων του μοντέλου με τις πειραματικές μετρήσεις μετά την διαδικασία αφομοίωσης

<p>Πείραμα: B</p> <p>Μοντέλο: Στοχαστικό</p> <p>Ανιχνευτής: DK-NaI-A</p>	<p>Αποτελέσματα πριν και μετά την μέθοδο αφομοίωσης και για τις δυο μεθόδους υπολογισμού ρυθμού δόσης γ-ακτινοβολίας του μοντέλου DIPCOT.</p>
---	---

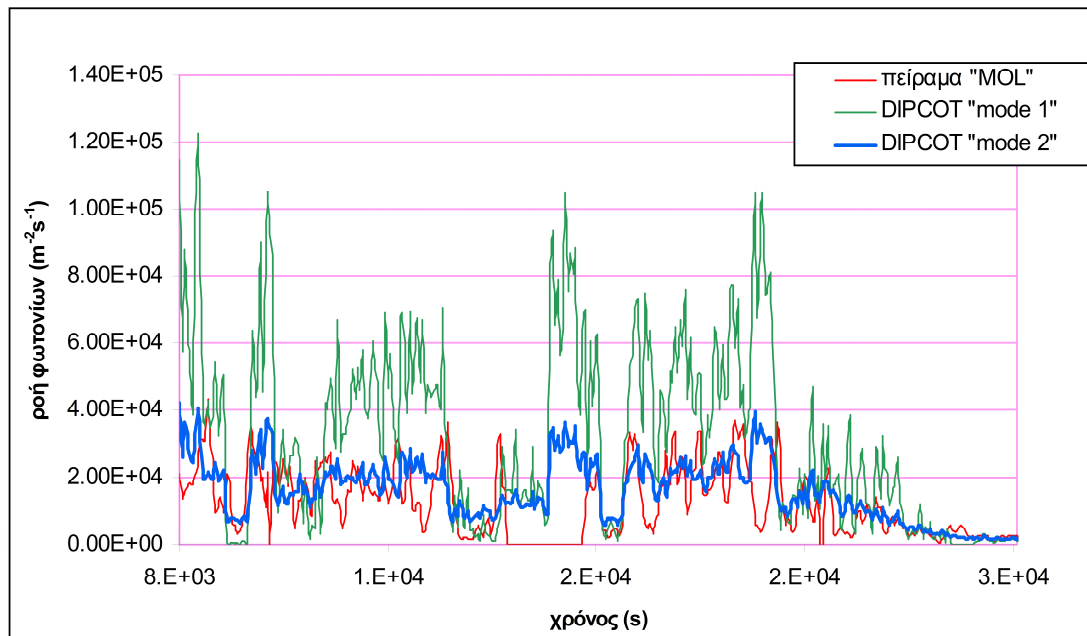


Σχήμα 6.1.2_ 25: Σύγκριση των αποτελεσμάτων του μοντέλου με τις πειραματικές μετρήσεις πριν την διαδικασία αφομοίωσης

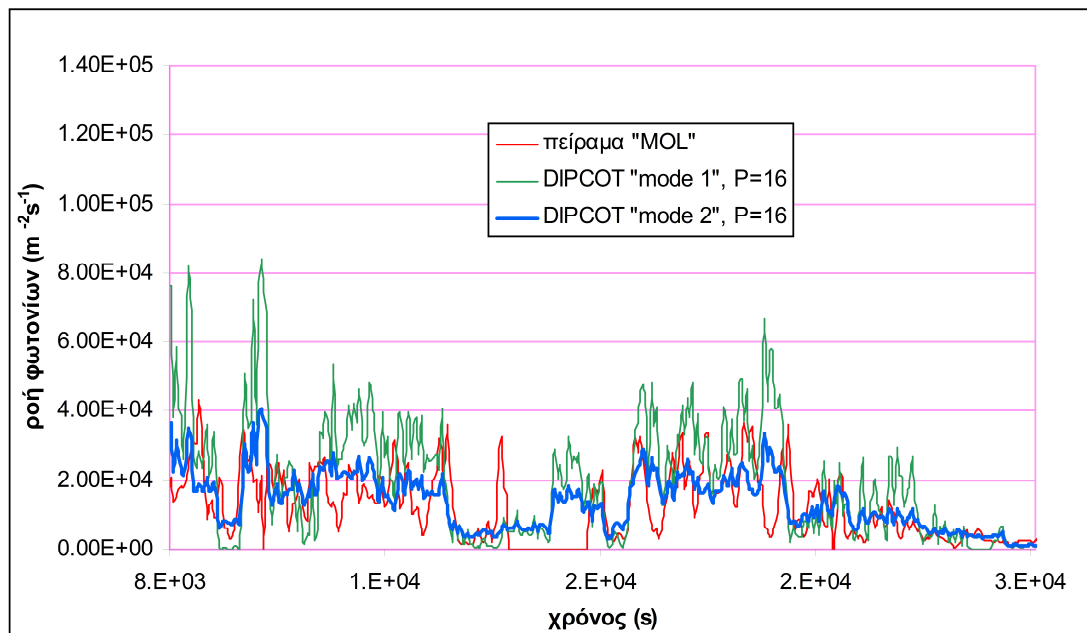


Σχήμα 6.1.2_ 26: Σύγκριση των αποτελεσμάτων του μοντέλου με τις πειραματικές μετρήσεις μετά την διαδικασία αφομοίωσης

<p>Πείραμα: B</p> <p>Μοντέλο: Στοχαστικό</p> <p><u>Αιγνευτής: DK-NaI-B</u></p>	<p>Αποτελέσματα πριν και μετά την μέθοδο αφομοίωσης και για τις δυο μεθόδους υπολογισμού ρυθμού δόσης γ-ακτινοβολίας του μοντέλου DIPCOT.</p>
---	---

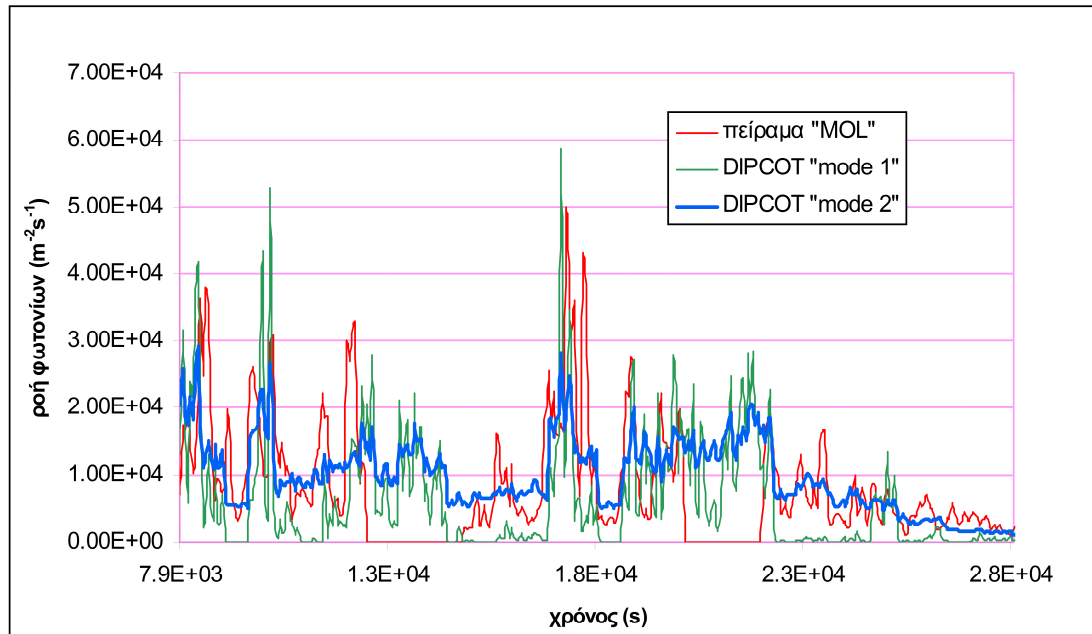


Σχήμα 6.1.2_ 27: Σύγκριση των αποτελεσμάτων του μοντέλου με τις πειραματικές μετρήσεις πριν την διαδικασία αφομοίωσης

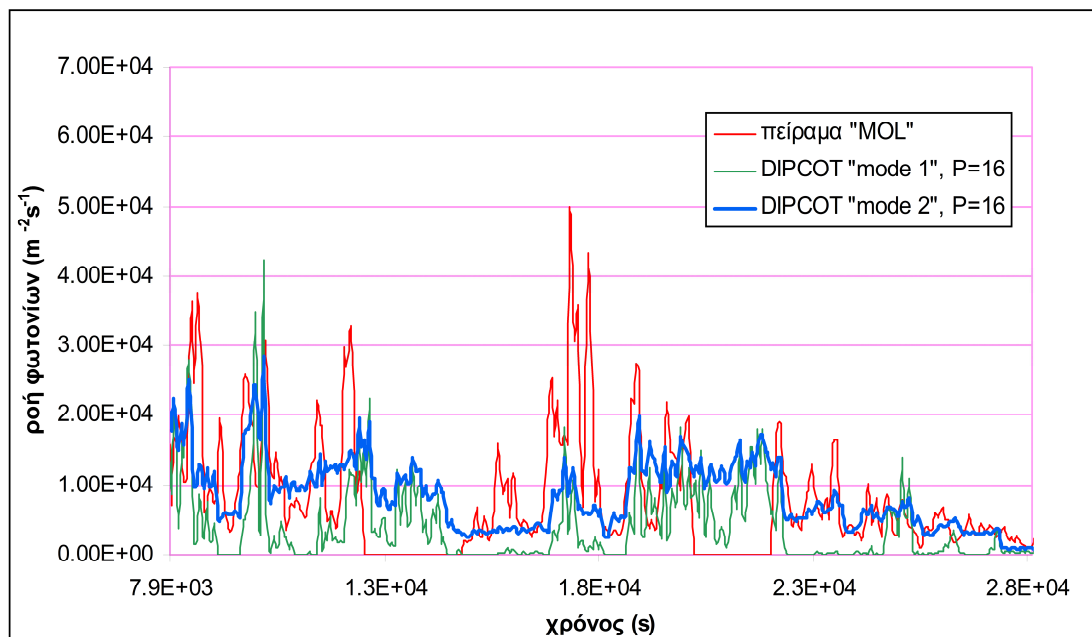


Σχήμα 6.1.2_ 28: : Σύγκριση των αποτελεσμάτων του μοντέλου με τις πειραματικές μετρήσεις μετά την διαδικασία αφομοίωσης

<p>Πείραμα: B</p> <p>Μοντέλο: Στοχαστικό</p> <p>Ανιχνευτής: DK-NaI-C</p>	<p>Αποτελέσματα πριν και μετά την μέθοδο αφομοίωσης και για τις δυο μεθόδους υπολογισμού ρυθμού δόσης γ-ακτινοβολίας του μοντέλου DIPCOT.</p>
---	---

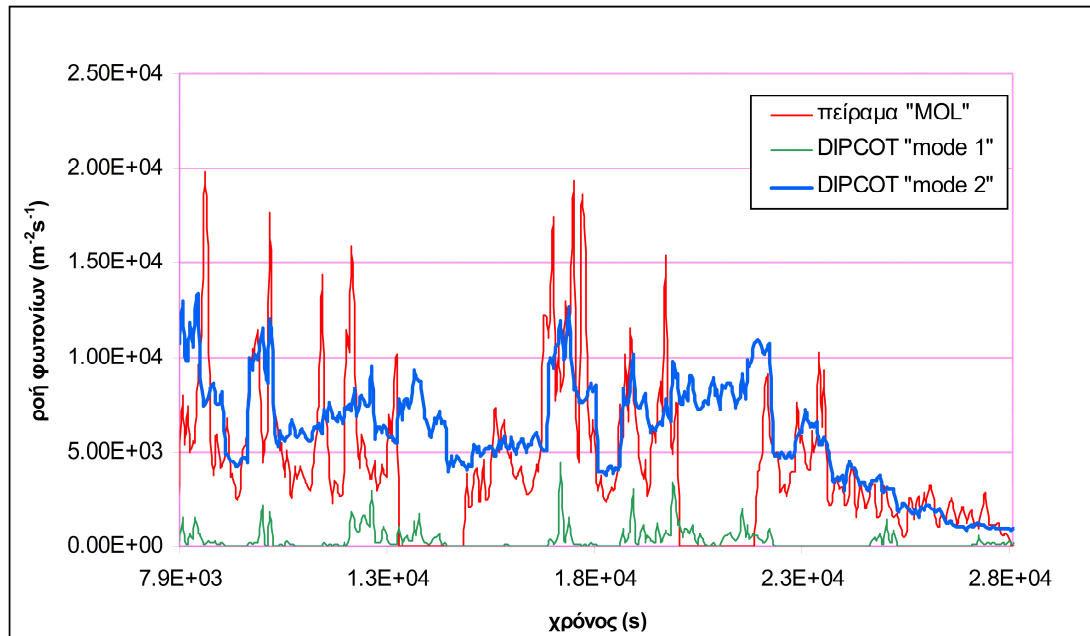


Σχήμα 6.1.2_ 29: Σύγκριση των αποτελεσμάτων του μοντέλου με τις πειραματικές μετρήσεις πριν την διαδικασία αφομοίωσης

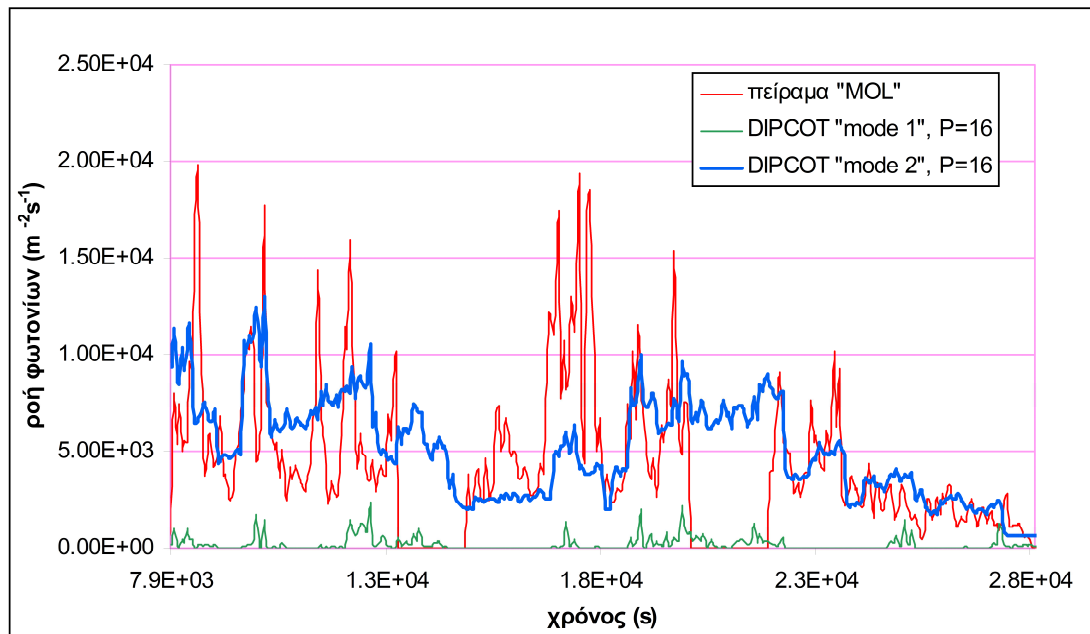


Σχήμα 6.1.2_ 30: : Σύγκριση των αποτελεσμάτων του μοντέλου με τις πειραματικές μετρήσεις μετά την διαδικασία αφομοίωσης

<p>Πείραμα: B</p> <p>Μοντέλο: Στοχαστικό</p> <p>Ανιχνευτής: DK-NaI-D</p>	<p>Αποτελέσματα πριν και μετά την μέθοδο αφομοίωσης και για τις δυο μεθόδους υπολογισμού ρυθμού δόσης γ-ακτινοβολίας του μοντέλου DIPCOT.</p>
---	---



Σχήμα 6.1.2_ 31: Σύγκριση των αποτελεσμάτων του μοντέλου με τις πειραματικές μετρήσεις πριν την διαδικασία αφομοίωσης



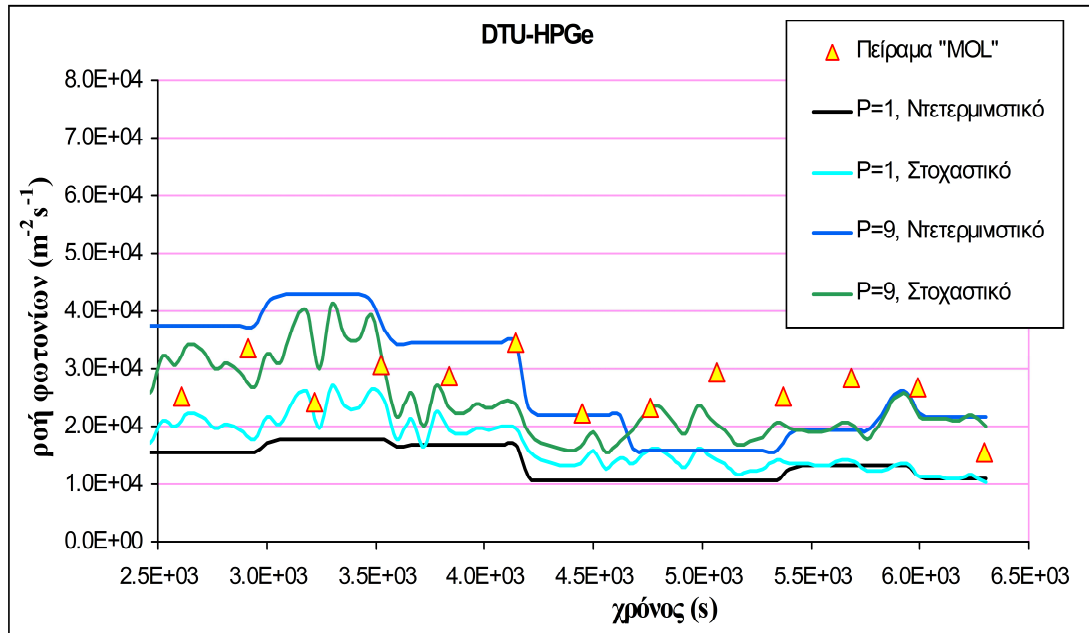
Σχήμα 6.1.2_ 32: Σύγκριση των αποτελεσμάτων του μοντέλου με τις πειραματικές μετρήσεις μετά την διαδικασία αφομοίωσης

Παρατηρούμε ότι τα αποτελέσματα με το “mode 2” του υπολογισμού του ρυθμού δόσης γ-ακτινοβολίας είναι καλύτερα συγκριτικά από τα αποτελέσματα της μεθόδου με το “mode 1”. Σύμφωνα με τα αποτελέσματα της εκτίμησης της ροής φωτονίων με την διαδικασία αφομοίωσης είναι φανερό πως όσο καλύτερο είναι το μοντέλο που χρησιμοποιούμε τόσο καλύτερα είναι και τα αποτελέσματα με την διαδικασία αφομοίωσης.

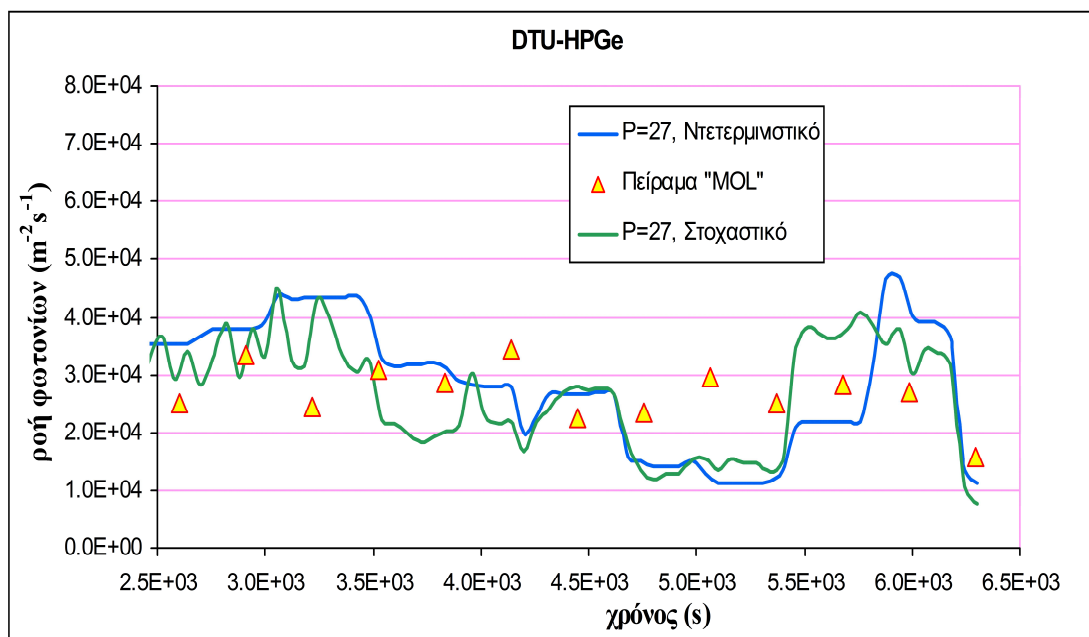
Στην συνέχεια, παρουσιάζονται τα αποτελέσματα του ελέγχου αξιοπιστίας της μεθόδου αφομοίωσης με το «mode 2» τρόπο υπολογισμού του ρυθμού δόσης γ-ακτινοβολίας. Ο έλεγχος έγινε με τους ανιχνευτές που δεν χρησιμοποιήθηκαν στην διαδικασία αφομοίωσης (εικόνα 6.1_5). Για την αξιολόγηση των υπολογισμών για το Πείραμα Α χρησιμοποιήθηκαν οι μετρήσεις από τον ανιχνευτή DTU-HPGe. Λόγω του ότι στο Πείραμα Α οι ανιχνευτές SCK ήταν τοποθετημένοι στις ίδιες θέσεις με τους ανιχνευτές DK-NaI δεν χρησιμοποιήθηκαν στην διαδικασία έλεγχου αξιοπιστίας της μεθόδου. Για την διαδικασία έλεγχου αξιοπιστίας της μεθόδου για το Πείραμα Β χρησιμοποιήθηκαν οι διαθέσιμες μετρήσεις από τους ανιχνευτές SCK NaI 2-4, DTU-HPGe. Τα αποτελέσματα για τον ανιχνευτή SCK-HPGe δεν παρουσιάζονται γιατί οι μετρήσεις του ανιχνευτή αυτού δεν κάλυπταν σημαντικό μέρος της διάρκειας της προσομοίωσης.

Τα αποτελέσματα του ελέγχου αξιοπιστίας της μεθόδου αφομοίωσης για το Πείραμα Α παρουσιάζονται στα σχήματα (6.1.2_33 - 6.1.2_35) και για το Πείραμα Β στα σχήματα (6.1.2_36- 6.1.2_47).

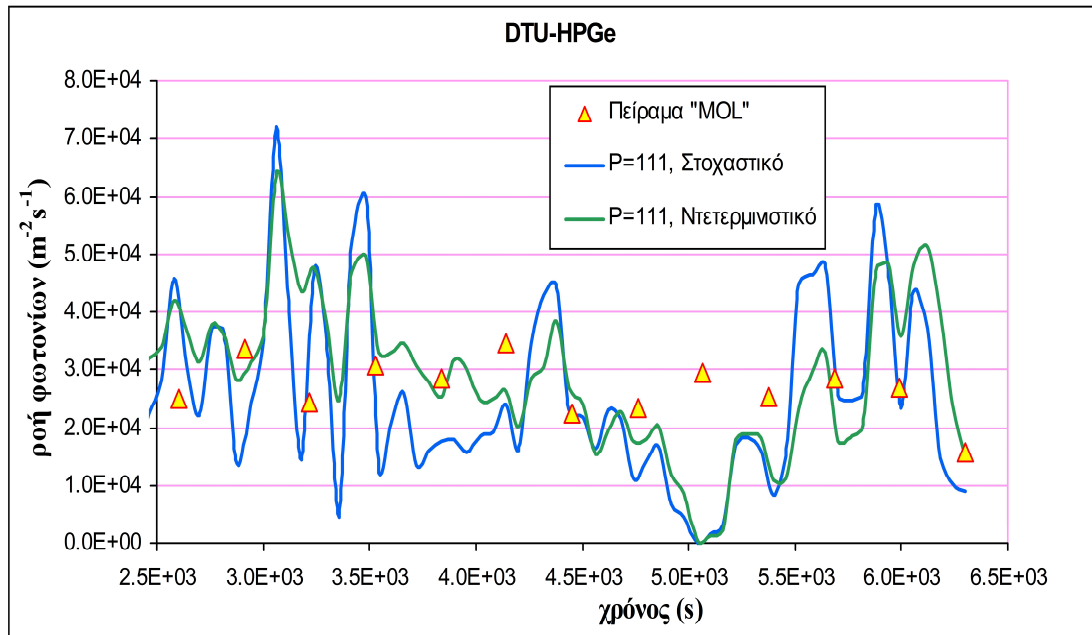
<p>Πείραμα: A</p> <p>Μοντέλο: Ντετερμινιστικό και</p> <p>Στοχαστικό</p> <p>Αιγνευτής: <u>DTU-HPGe</u></p>	<p>έλεγχος αξιοπιστίας της μεθόδου</p> <p>Αφομοίωσης</p> <p>P=1, P=9, P=27, P=111</p>
---	--



Σχήμα 6.1.2_ 33: Σύγκριση των αποτελεσμάτων του μοντέλου (P=1,9) με τις πειραματικές μετρήσεις

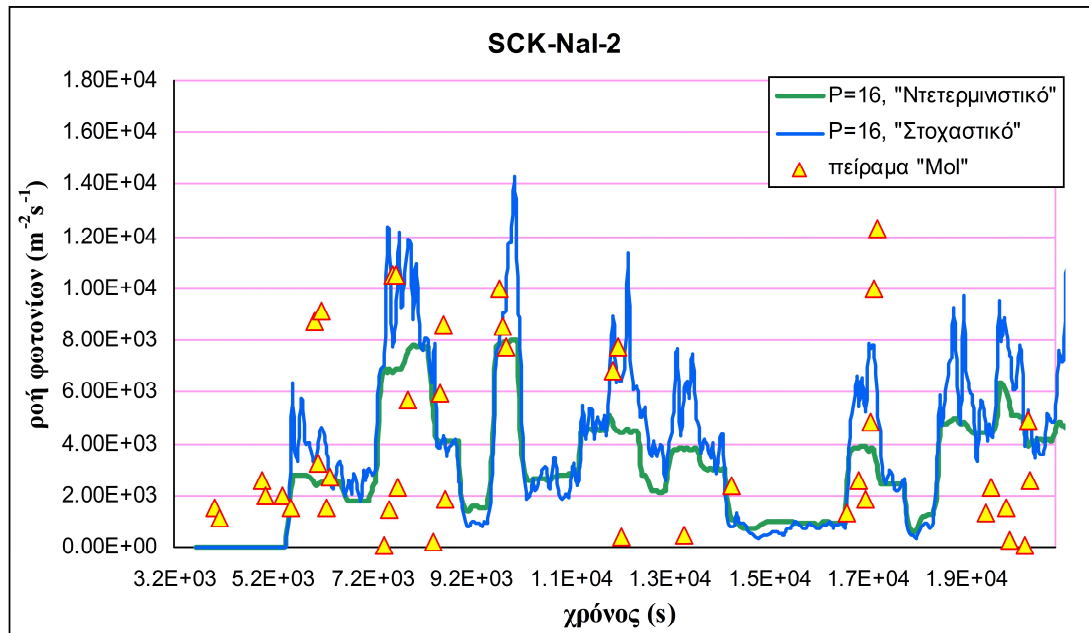


Σχήμα 6.1.2_ 34: Σύγκριση των αποτελεσμάτων του μοντέλου (P=27) με τις πειραματικές μετρήσεις

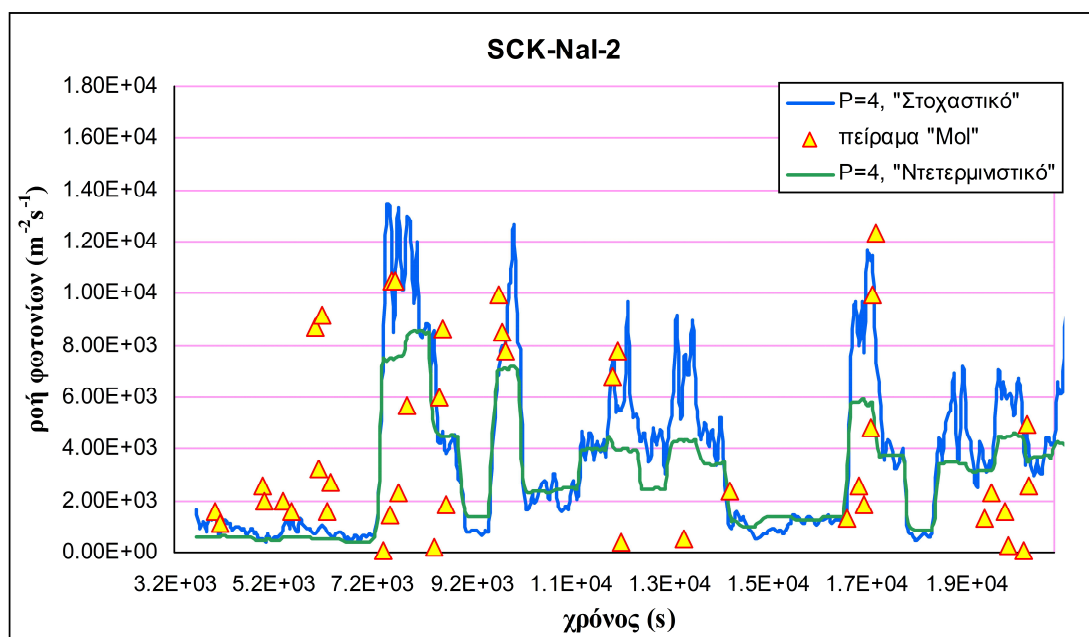


Σχήμα 6.1.2_ 35: Σύγκριση των αποτελεσμάτων του μοντέλου (P=111) με τις πειραματικές μετρήσεις

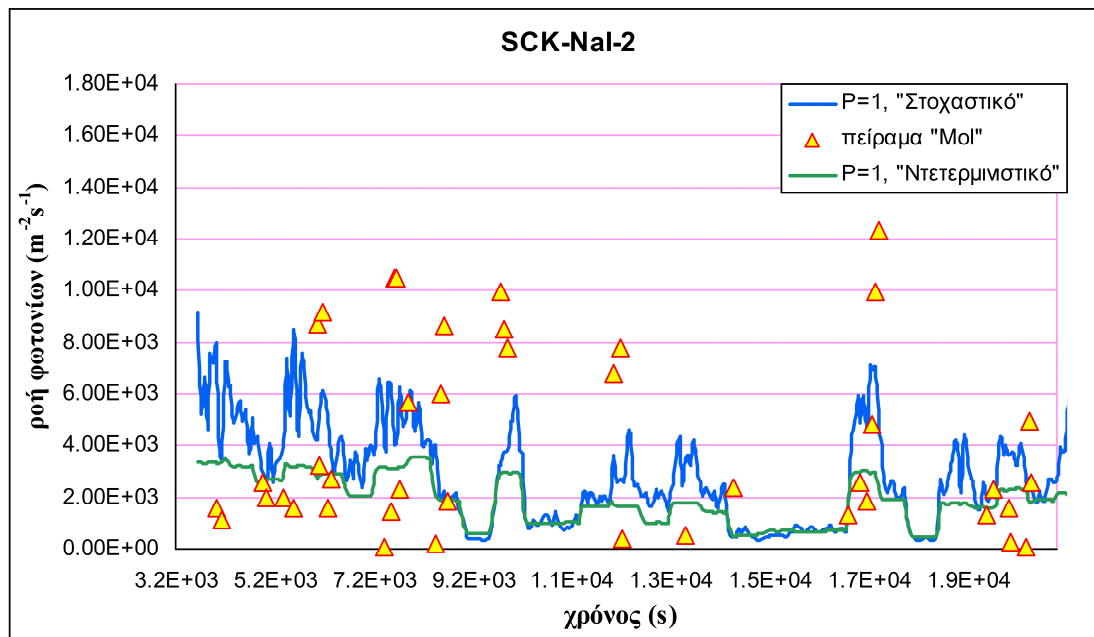
<p>Πείραμα: B</p> <p>Μοντέλο: Ντετερμινιστικό και</p> <p>Στοχαστικό</p> <p>Ανιχνευτής: <u>SCK-NaI-2</u></p>	<p>έλεγχος αξιοπιστίας της μεθόδου</p> <p>Αφομοίωσης</p> <p>P=1, P=4, P=16</p>
---	---



Σχήμα 6.1.2_ 36: Σύγκριση των αποτελεσμάτων του μοντέλου (P=16) με τις πειραματικές μετρήσεις

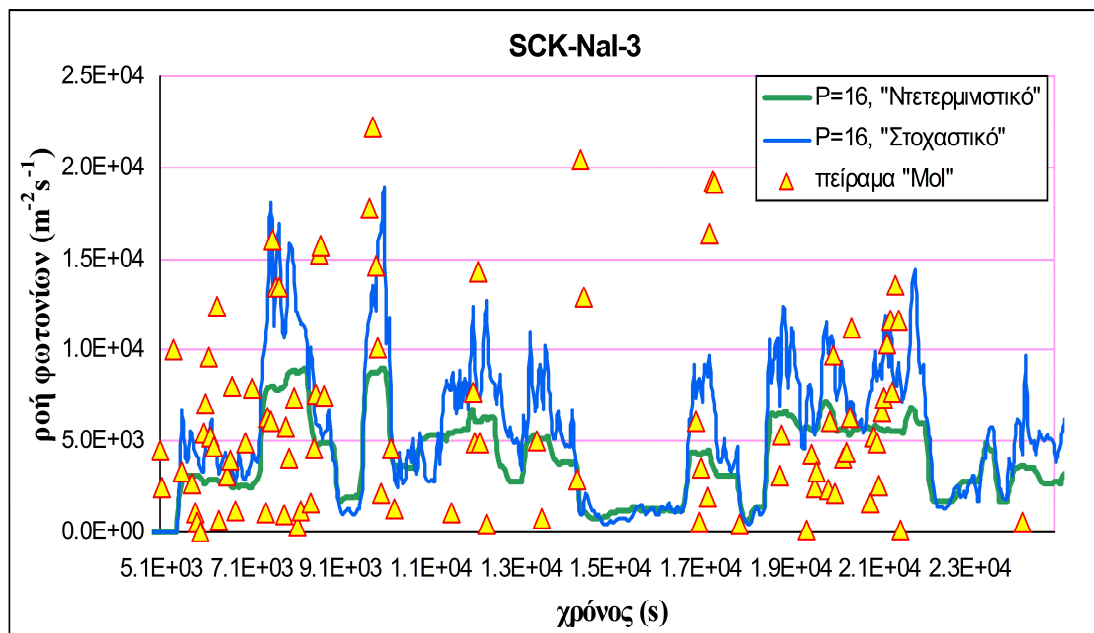


Σχήμα 6.1.2_ 37: Σύγκριση των αποτελεσμάτων του μοντέλου (P=4) με τις πειραματικές μετρήσεις

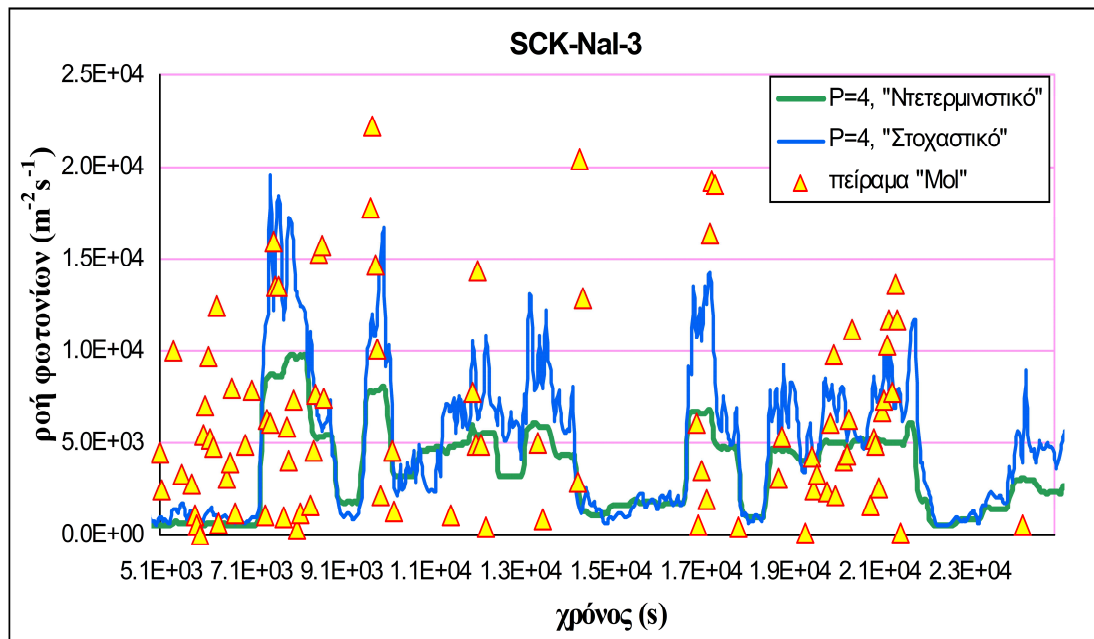


Σχήμα 6.1.2_ 38: Σύγκριση των αποτελεσμάτων του μοντέλου (P=1) με τις πειραματικές μετρήσεις

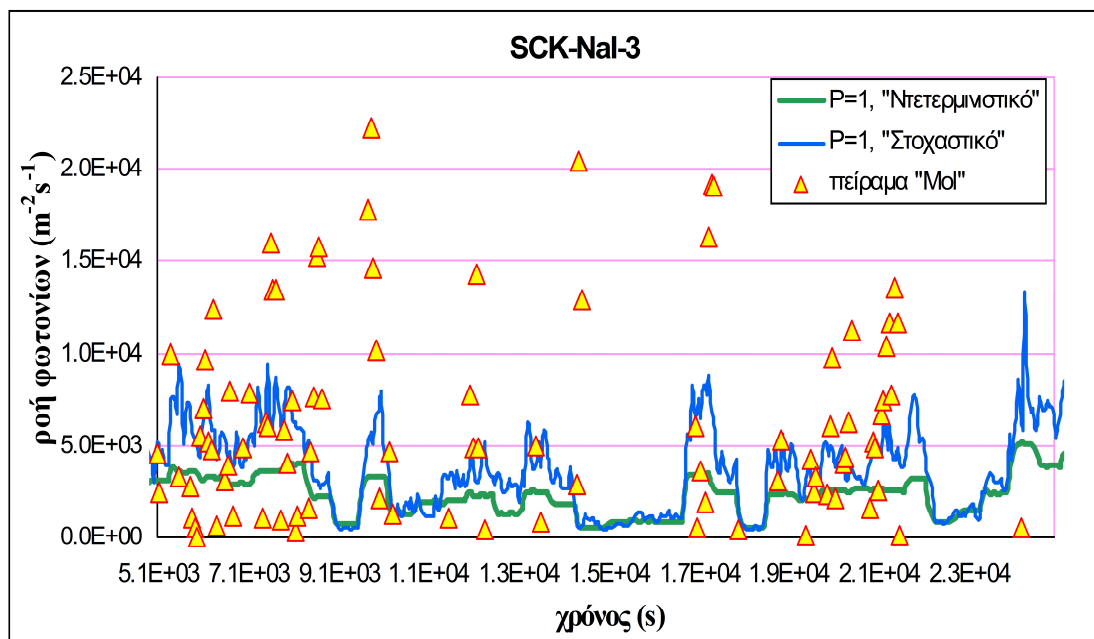
Ανιχνευτής: SCK-NaI-3	έλεγχος αξιοπιστίας της μεθόδου Αφομοίωσης P=1, P=4, P=16
--	--



Σχήμα 6.1.2_ 39: Σύγκριση των αποτελεσμάτων του μοντέλου (P=16) με τις πειραματικές μετρήσεις

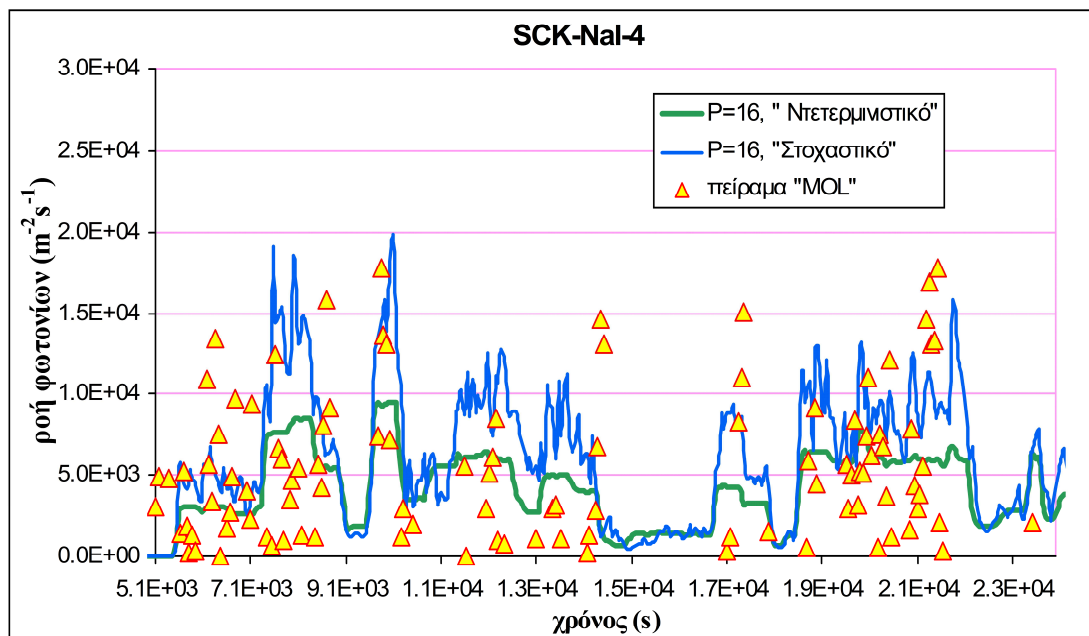


Σχήμα 6.1.2_ 40: Σύγκριση των αποτελεσμάτων του μοντέλου (P=4) με τις πειραματικές μετρήσεις

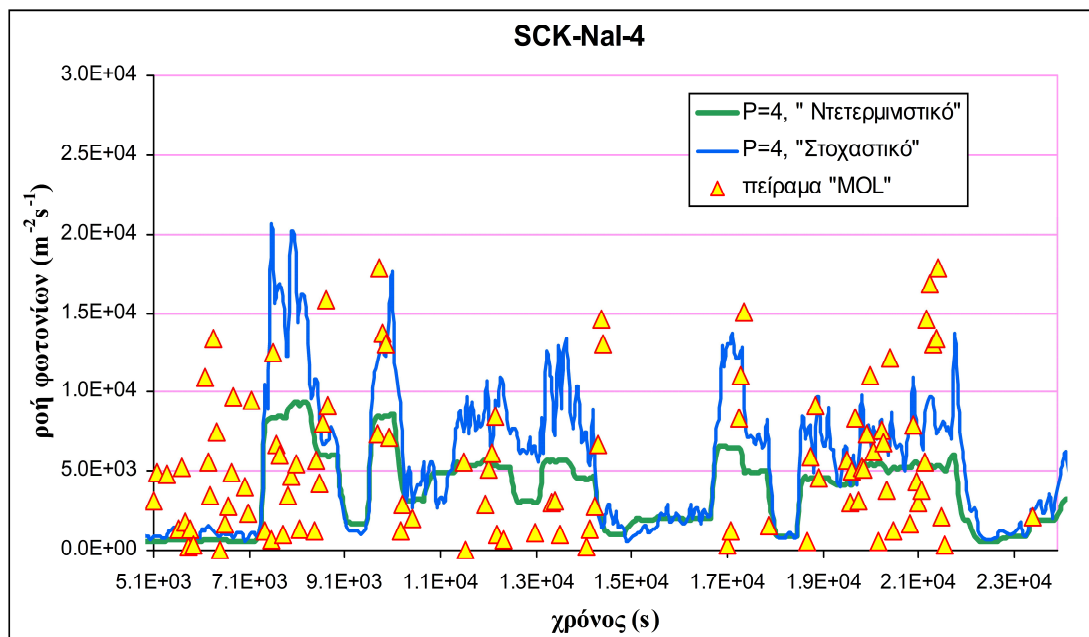


Σχήμα 6.1.2_ 41: Σύγκριση των αποτελεσμάτων του μοντέλου (P=1) με τις πειραματικές μετρήσεις

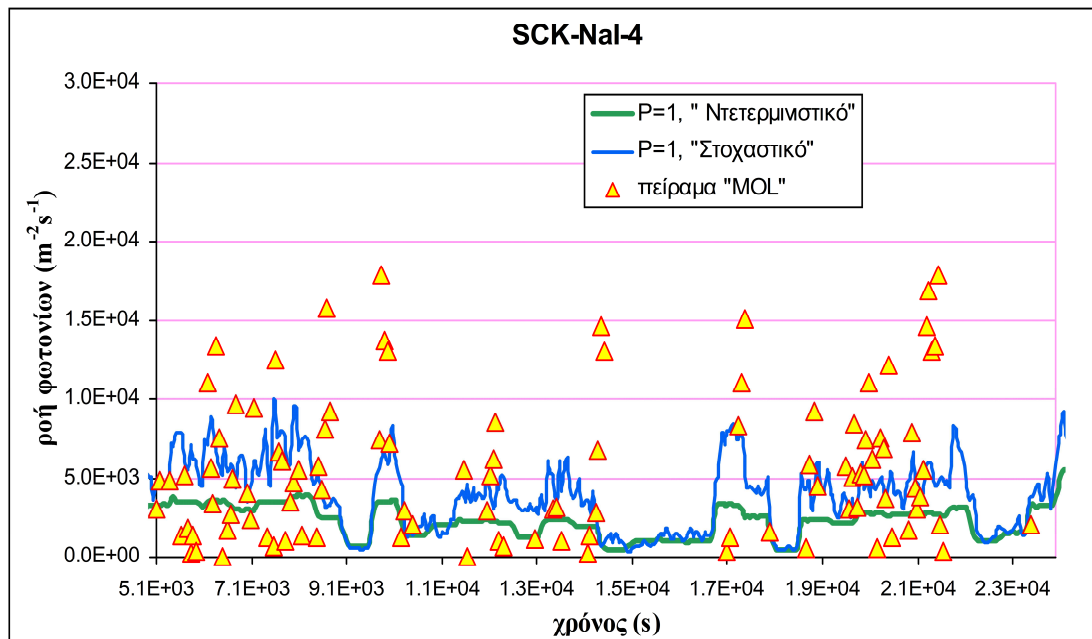
<p><u>Ανιχνευτής:</u> <u>SCK-NaI-4</u></p>	<p>έλεγχος αξιοπιστίας της μεθόδου Αφομοίωσης P=1, P=4, P=16</p>
--	---



Σχήμα 6.1.2_ 42: Σύγκριση των αποτελεσμάτων του μοντέλου (P=16) με τις πειραματικές μετρήσεις

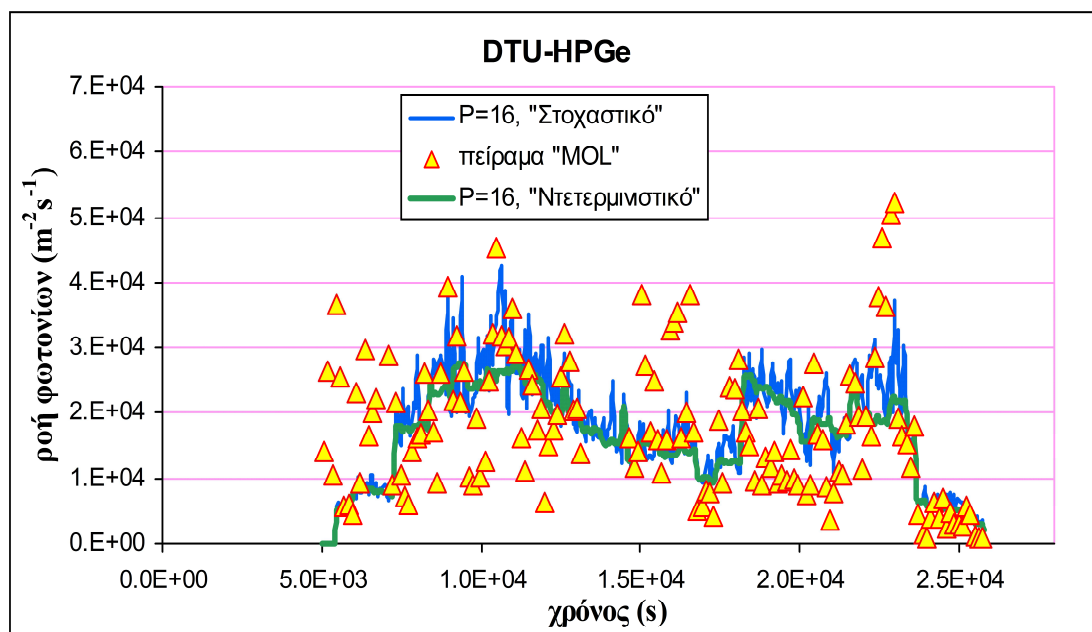


Σχήμα 6.1.2_ 43: Σύγκριση των αποτελεσμάτων του μοντέλου (P=4) με τις πειραματικές μετρήσεις

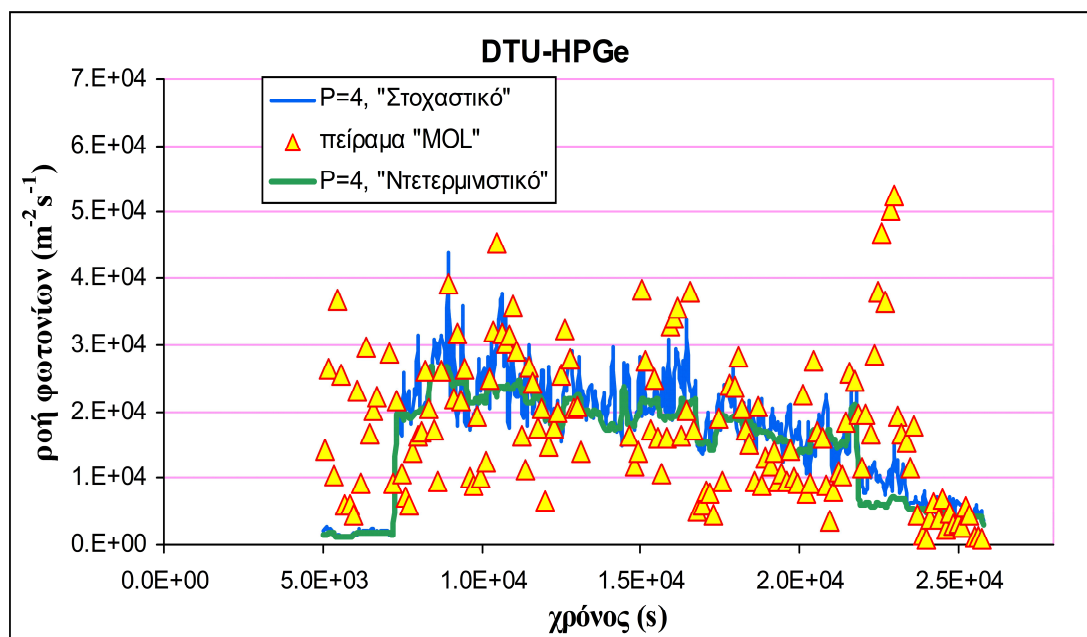


Σχήμα 6.1.2_ 44: Σύγκριση των αποτελεσμάτων του μοντέλου (P=1) με τις πειραματικές μετρήσεις

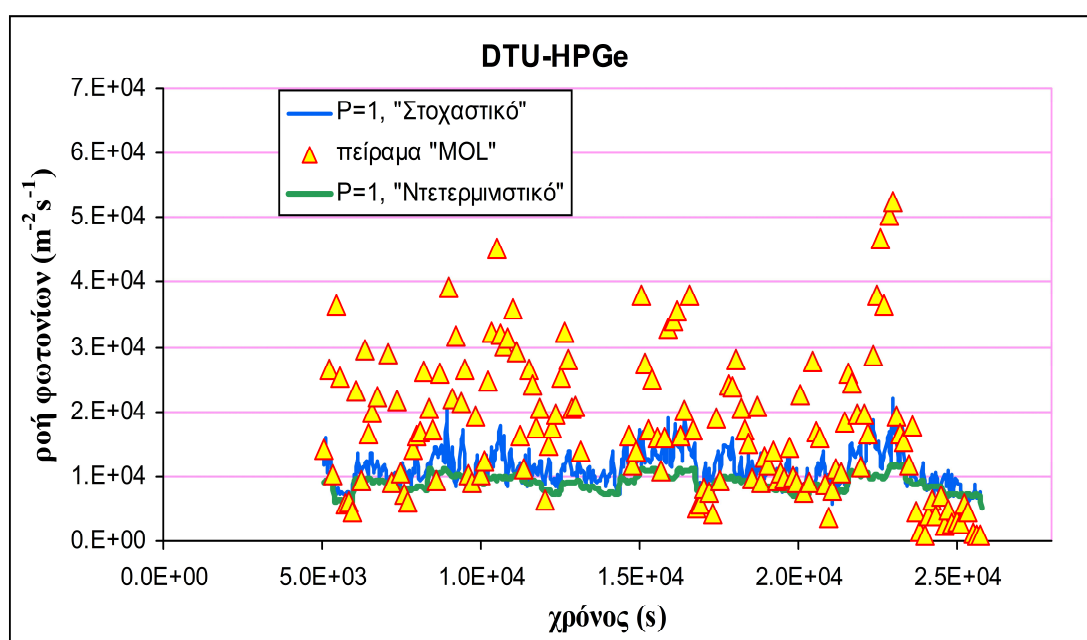
<p><u>Ανιχνευτής:</u> <u>DTU-HPGe</u></p>	<p>έλεγχος αξιοπιστίας της μεθόδου Αφομοίωσης P=1, P=4, P=16</p>
---	---



Σχήμα 6.1.2_ 45: Σύγκριση των αποτελεσμάτων του μοντέλου (P=16) με τις πειραματικές μετρήσεις



Σχήμα 6.1.2_ 46: Σύγκριση των αποτελεσμάτων του μοντέλου (P=4) με τις πειραματικές μετρήσεις



Σχήμα 6.1.2_ 47: Σύγκριση των αποτελεσμάτων του μοντέλου (P=1) με τις πειραματικές μετρήσεις

Είναι φανερό από τα παραπάνω σχήματα ότι με την μέθοδο αφομοίωσης παρατηρήσεων που αναπτύχθηκε στην διατριβή τα αποτελέσματα και για το Ντετερμινιστικό αλλά και για το Στοχαστικό μοντέλο του κώδικα DIPCOT είναι πολύ καλά. Επίσης, είναι φανερό ότι τα αποτελέσματα είναι ικανοποιητικά για ένα μεγάλο

εύρος τιμών της παραμέτρου P της μεθόδου «ΜΔΕ». Τα χρονικά διαστήματα Δt που αντιστοιχούν στις τιμές του P που παρουσιάζονται στον πίνακα (6.1.2_1) κυμαίνονται από μερικά λεπτά μέχρι μερικές ώρες και καλύπτουν το εύρος τιμών του Δt που συνήθως χρησιμοποιείται στα συστήματα αντιμετώπισης έκτακτης ανάγκης.

Στον πίνακα (6.1.2_1) παρουσιάζονται το κανονικοποιημένο μέσο τετραγωνικό σφάλμα (NMSE) και το fractional bias (FB) της ροής φωτονίων που υπολογίστηκε με την πρώτη εκτίμηση και επίσης με την διαδικασία αφομοίωσης για διάφορες τιμές της παραμέτρου P . Είναι φανερό από τον πίνακα (6.1.2_1) πως τα επίπεδα του σφάλματος για όλες τις περιπτώσεις με την διαδικασία αφομοίωσης είναι καλά.

Πείραμα	Παράμετρος «P»	Ντετερμινιστικό (D)/ Στοχαστικό(S)	NMSE	FB
A	Πρώτη εκτίμηση	D	8.94	0.83
A	111	D	0.61	-0.19
A	27	D	0.51	-0.17
A	9	D	0.57	-0.19
A	1	D	0.48	-0.3
A	Πρώτη εκτίμηση	S	9.7	0.83
A	111	S	0.83	-0.27
A	27	S	0.58	-0.218
A	9	S	0.61	-0.26
A	1	S	0.23	-0.21
B	Πρώτη εκτίμηση	D	13.94	0.84
B	16	D	0.63	-0.059
B	4	D	0.85	-0.12
B	1	D	1.71	-0.33
B	Πρώτη εκτίμηση	S	17.32	0.88
B	16	S	0.58	0.039
B	4	S	0.73	-0.013
B	1	S	0.94	-0.17

Πίνακας 6.1.2_ 1: Παρουσιάζονται οι στατιστικοί δείκτες των σφαλμάτων των υπολογισμένων τιμών της ροής φωτονίων σε σύγκριση με τις μετρήσεις των ανεξάρτητων ανιχνευτών που δεν χρησιμοποιήθηκαν στην διαδικασία αφομοίωσης.

6.2 ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Αναπτύχθηκε ένας αποδοτικός αλγόριθμος που επιτρέπει την εκτίμηση του άγνωστου ρυθμού έκλυσης, με αφομοίωση παρατηρήσεων ρυθμού δόσης γ-ακτινοβολίας στα πλαίσια του ντετερμινιστικού και του στοχαστικού μοντέλου του Lagrangian κώδικα ατμοσφαιρικής διασποράς DIPCOT. Ο αλγόριθμος εφαρμόστηκε σε δυο διαφορετικές μεθόδους υπολογισμού του ρυθμού δόσης γ-ακτινοβολίας – την προσέγγιση ημίαιρου νέφους και την μέθοδο πραγματικής κατανομής της συγκέντρωσης στο νέφος.

Η μέθοδος «Μείωσης Διανύσματος Ελέγχου» που αναπτύχθηκε επιτρέπει την ουσιαστική βελτίωση της αριθμητικής απόδοσης και ακρίβειας της μεθόδου αφομοίωσης δεδομένων και την δυνατότητα εφαρμογής της στα πλαίσια Στοχαστικών Lagrangian μοντέλων ατμοσφαιρικής διασποράς.

Η μέθοδος αξιολογήθηκε με βάση τις μετρήσεις του πειράματος πεδίου ατμοσφαιρικής διασποράς του Ar41 που πραγματοποιήθηκε στο BR1 ερευνητικό αντιδραστήρα του Κέντρου Πυρηνικών Ερευνών (SCK-CEN) στο Mol, στο Βέλγιο. Στις προσομοιώσεις αφομοίωσης η πρώτη εκτίμηση του ρυθμού έκλυσης τέθηκε κατά ένα παράγοντα του 10 μεγαλύτερο-μικρότερο από την πραγματική τιμή.

Σε όλες τις περιπτώσεις των προσομοιώσεων αφομοίωσης οι στατιστικοί δείκτες των σφαλμάτων του ρυθμού έκλυσης που εκτιμήθηκε με την διαδικασία αφομοίωσης σε σύγκριση με τις μετρήσεις του ρυθμού έκλυσης μειώθηκαν σημαντικά. Τα σφάλματα των υπολογισμένων τιμών της ροής φωτονίων σε σύγκριση με τις μετρήσεις από τους ανιχνευτές που δεν χρησιμοποιήθηκαν στην διαδικασία αφομοίωσης μειώθηκαν επίσης σημαντικά.

Τα αποτελέσματα της διατριβής αποδεικνύουν την καταλληλότητα του αλγόριθμου που αναπτύχθηκε, για την εφαρμογή του σε Συστήματα Αντιμετώπισης Έκτακτης ανάγκης Πυρηνικών ατυχημάτων.

ΑΝΑΦΟΡΕΣ

1. M. Drews, et.al., 2002. Measurements of plume geometry and Argon-41 radiation field at the BR1 reactor in Mol, Belgium. Report of NKS project NKS/ΒΟΚ-1 , ISBN 87-7893-109-6. Available from the NKS Secretariat, www.nks.org
2. C. Rojas-Palma, H.K. Aage, P. Astrup, K. Bargholz, M. Drews, H.E. Jorgensen, U. Korsbech, B. Lauritzen, T. Mikkelsen, S. Thykier Nielsen, R.V. Ammel, 2004. Experimental evaluation of gamma fluence-rate predictions from argon-41 releases to the atmosphere over a nuclear research reactor site. *Radiation Protection Dosimetry* 108 (2), pp. 161-168
3. S. Andronopoulos, J. Bartzis, 2009. Model Description of the RODOS meteorological pre-processor. – RODOS report RODOS(RA2)-TN(09)-02. – 2009. – NCSR “Demokritos”, Athens, Greece - 29 p. (www.rodos.fzk.de)
4. C. Landman, 2007. Scenario data sets and scenarios for RODOS PV6 final. RODOS(RA7)-TN(04)-02 (available from www.rodos.fzk.de)
5. G. Evensen, 2007. Data assimilation. Springer- Verlag Berlin Heidelberg. – 279 p.
6. Andronopoulos S., Bartzis J.G., 2010. A Gamma radiation dose calculation method for use with Lagrangian puff atmospheric dispersion models used in real-time emergency response systems. *Journal of Radiological Protection* 30(4), 747-759 (2010).

ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Αν δεν ελπίζεις δεν θα βρεις το ανέλπιστο, γιατί είναι ανεξερευνήτο και απροσπέλαστο.

Ηράκλειτος (544-483 π.Χ.)

7.1 ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΣΥΜΒΟΛΗ ΤΗΣ ΔΙΑΤΡΙΒΗΣ

Στην ενότητα αυτή γίνεται μια ανακεφαλαίωση των βασικών συμπερασμάτων που προέκυψαν στα διάφορα στάδια αυτής της Διατριβής.

Ο σημαντικότερος παράγοντας αβεβαιότητας στα Συστήματα Αντιμετώπισης Έκτακτης Ανάγκης Πυρηνικών ατυχημάτων είναι ο ρυθμός έκλυσης της επικίνδυνης ουσίας. Ωστόσο οι μεθοδολογίες αφομοίωσης που αναπτύχθηκαν για να τον εκτιμήσουν στο Ευρωπαϊκό Σύστημα RODOS και σε άλλα Συστήματα αντιμετώπισης έκτακτης ανάγκης Πυρηνικών ατυχημάτων (π.χ. η μεθοδολογία extended Kalman Filter) δεν είναι κατάλληλες σε περιπτώσεις μεγάλης απόκλισης της πρώτης εκτίμησης της κατάστασης του συστήματος από την πραγματική. Έτσι, υπάρχει ανάγκη να αναπτυχθούν μέθοδοι ειδικά σχεδιασμένοι ώστε να διορθώνουν μεγάλα αρχικά λάθη της εκτίμησης του ρυθμού έκλυσης της επικίνδυνης ουσίας.

Οι αλγόριθμοι αφομοίωσης που στηρίζονται στο λογισμό των μεταβολών λόγω της υπολογιστικής τους απόδοσης ακόμα και σε περιπτώσεις μεγάλης απόκλισης της πρώτης εκτίμησης της κατάστασης του συστήματος από την πραγματική είναι αρκετά ελκυστικοί. Ωστόσο λόγω του πρόσφατου ερευνητικού τους ενδιαφέροντος έχουν σπάνια εφαρμοστεί για

την εκτίμηση του ρυθμού έκλυσης με Αφομοίωση Παρατηρήσεων ρυθμού δόσης γ-ακτινοβολίας οι οποίες ενδιαφέρουν σε περιπτώσεις έκτακτης ανάγκης λόγω πυρηνικού ατυχήματος. Επίσης έχουν σπάνια εφαρμοστεί σε Ντετερμινιστικά Lagrangian μοντέλα και δεν έχουν εφαρμοστεί καθόλου σε Στοχαστικά Lagrangian μοντέλα διασποράς. Στα Συστήματα Αντιμετώπισης Έκτακτης ανάγκης Πυρηνικών ατυχημάτων χρησιμοποιούνται ποιο συχνά τα Puff Lagrangian μοντέλα και έτσι σε αυτά τα μοντέλα η ενσωμάτωση μεθόδων αφομοίωσης είναι η ποιο απαραίτητη.

Για την εκτίμηση του ρυθμού έκλυσης της επικίνδυνης ουσίας αναπτύχθηκε στο πλαίσιο της διατριβής μέθοδος αφομοίωσης παρατηρήσεων που βασίζεται στο λογισμό των μεταβολών, κατάλληλη να εφαρμοστεί σε μοντέλα ατμοσφαιρικής διασποράς τύπου Lagrange. Η μέθοδος που αναπτύχθηκε εφαρμόστηκε στο Lagrangian ατμοσφαιρικό μοντέλο διασποράς DIPCOT που χρησιμοποιείται στο Σύστημα αντιμετώπισης έκτακτης ανάγκης Πυρηνικών ατυχημάτων RODOS.

Το πρόβλημα Αφομοίωσης παρατηρήσεων μετασχηματίστηκε σε πρόβλημα βέλτιστου ελέγχου ελαχιστοποίησης της αντικειμενικής συνάρτησης ως προς τις μεταβλητές ελέγχου (μεταβλητές που έχουμε την μεγαλύτερη αβεβαιότητα για την τιμή τους). Το διάλυμα ελέγχου απαρτίζονται οι τιμές της έντασης της πηγής που αντιστοιχούν σε κάθε puff.

Για τα σφάλματα των μετρήσεων εξετάστηκαν δύο περιπτώσεις. Στην πρώτη περίπτωση τα σφάλματα των παρατηρήσεων θεωρήθηκαν σταθερά, ενώ στη δεύτερη περίπτωση τα σφάλματα των παρατηρήσεων θεωρήθηκαν ανάλογα με την μετρούμενη συγκέντρωση.

Αρχικά η αξιολόγηση του αλγορίθμου έγινε με Αφομοίωση Παρατηρήσεων συγκέντρωσης. Έγινε έλεγχος ευαισθησίας της μεθόδου σε μονοδιάστατη και σε διδιάστατη διασπορά με αφομοίωση μετρήσεων προσομοίωσης. Εξετάστηκαν περιπτώσεις με σταθερό ρυθμό έκλυσης και σταθερή ταχύτητα του ανέμου καθώς και με μεταβλητό ρυθμό έκλυσης και μεταβλητή ταχύτητα του ανέμου. Εξετάστηκε η ευαισθησία της μεθόδου στον αριθμό των σημείων μέτρησης και στην χωρική τους κατανομή. Προσδιορίστηκε η βέλτιστη τιμή του λόγου μεταξύ των σφαλμάτων μέτρησης και πρώτης εκτίμησης που είναι σημαντικός για την απόδοση της μεθόδου.

Τα σημαντικότερα αποτελέσματα που προέκυψαν από την μελέτη της συμπεριφοράς της μεθοδολογίας με αφομοίωση μετρήσεων συγκέντρωσης σε μονοδιάστατη και σε διδιάστατη διασπορά είναι τα εξής :

- Η επίδοση της μεθόδου εξαρτάται από την τιμή του λόγου του σφάλματος της μέτρησης προς το σφάλμα της πρώτης εκτίμησης. Όταν μειώνεται η τιμή του λόγου βελτιώνεται η επίδοση της μεθόδου.
- Η απόδοση της μεθόδου βελτιώνεται όταν το σφάλμα των παρατηρήσεων είναι ανάλογο της μετρούμενης συγκέντρωσης.
- Η απόδοση της μεθόδου βελτιώνεται όσο αυξάνεται η χρονική συχνότητα των μετρήσεων.
- Επιτυγχάνεται βελτίωση της εκτίμησης του ρυθμού έκλυσης με περισσότερα σημεία μέτρησης.
- Τα σημεία μέτρησης κοντά στη πηγή έχουν μεγαλύτερη βαρύτητα στη μέθοδο
- Εκτιμήθηκε η οριακή τιμή του λόγου του σφάλματος της μέτρησης προς το σφάλμα της πρώτης εκτίμησης κάτω από την οποία ο αλγόριθμος δεν επηρεάζεται από τον αριθμό των σημείων μέτρησης
- Για ένα συγκεκριμένο επίπεδο απόδοσης του αλγόριθμου, η βέλτιστη τιμή του λόγου του σφάλματος της μέτρησης προς το σφάλμα της πρώτης εκτίμησης αυξάνεται σχεδόν γραμμικά με τον αριθμό των σημείων μέτρησης.

Αποδεικνύεται πως η μεθοδολογία μπορεί να εφαρμοστεί σε Lagrangian puff μοντέλα και είναι γενική και ικανή να εκτιμήσει τον ρυθμό έκλυσης ακόμα και σε μεταβλητές μετεωρολογικές συνθήκες καλύπτοντας έτσι το κενό που πρόεκυπτε από την βιβλιογραφία.

Για την βελτίωση και την ευρύτερη εφαρμογή της παραπάνω μεθόδου αφομοίωσης παρατηρήσεων αναπτύχθηκε μια νέα τεχνική, που ονομάστηκε “Μείωση Διανύσματος Ελέγχου” (Control Vector Reduction – “CVR”). Η τεχνική αυτή καθίστα δυνατή την εφαρμογή των μεθόδων αφομοίωσης παρατηρήσεων που βασίζονται στην προσέγγιση μέσω λογισμού των μεταβολών στα πλαίσια στοχαστικών μοντέλων ατμοσφαιρικής διασποράς τύπου Lagrange κάτι που οι συνήθεις μέθοδοι αφομοίωσης παρατηρήσεων που βασίζονται στην προσέγγιση μέσω λογισμού των μεταβολών δεν επέτρεπαν. Παράλληλα η νέα τεχνική βελτιώνει την υπολογιστική απόδοση και ακρίβεια της μεθόδου αφομοίωσης. Με αυτή την τεχνική μειώνονται οι διαστάσεις του διανύσματος ελέγχου και έτσι αντί του αρχικού προβλήματος της ελαχιστοποίησης της αντικειμενικής συνάρτησης ως προς το διάνυσμα ελέγχου που αποτελείται από τις τιμές της έντασης της πηγής για κάθε ένα σωματίδιο, λύνεται το «μειωμένο» πρόβλημα ελαχιστοποίησης όπου η ίδια συνάρτηση ελαχιστοποιείται ως προς το «μειωμένο» διάνυσμα ελέγχου.

Η αντικειμενική συνάρτηση ελαχιστοποιήθηκε με τις ακόλουθες διαδικασίες:

1. Με τη άμεση μέθοδο λύσης του προβλήματος ελαχιστοποίησης όπου βρίσκουμε τα στάσιμα σημεία της αντικειμενικής συνάρτησης όπου η παράγωγος της συνάρτησης ελαχιστοποίησης μηδενίζεται.
2. Με την Επαναληπτική μέθοδο που βασίζεται στη χρήση του εμπορικού πακέτου εργαλειοθήκης ελαχιστοποίησης IMSL® που χρησιμοποιείται για γραμμικά συστήματα και επιλύει προβλήματα γραμμικών ελαχίστων τετραγώνων με γραμμικούς περιορισμούς.

Στην διάρκεια του ελέγχου ευαισθησίας της μεθοδολογίας, παρατηρήθηκε πως η άμεση μέθοδος μπορεί να δώσει αρνητική λύση. Αυτό ξεπεράστηκε με την δεύτερη μέθοδο λύσης που βασίζεται στη χρήση του εμπορικού πακέτου εργαλειοθήκης ελαχιστοποίησης IMSL®.

Η νέα μέθοδος που αναπτύχθηκε εφαρμόστηκε στο Ντετερμινιστικό και στο Στοχαστικό μοντέλο του κώδικα ατμοσφαιρικής διασποράς DIPCOΤ τύπου Lagrange και στους δυο τρόπους υπολογισμού του ρυθμού δόσης γ-ακτινοβολίας – την προσέγγιση ημίπειρου νέφους και την μέθοδο πραγματικής κατανομής της συγκέντρωσης στο νέφος.

Για την εκτίμηση του ρυθμού έκλυσης και για την βελτίωση του υπολογισμού του ρυθμού δόσης γ-ακτινοβολίας (ροής φωτονίων) του μοντέλου έγινε αφομοίωση χρησιμοποιώντας πειραματικές μετρήσεις.

Η αξιολόγηση της μεθόδου έγινε με βάση τις μετρήσεις του πειράματος πεδίου ατμοσφαιρικής διασποράς At41 που πραγματοποιήθηκε στο ερευνητικό αντιδραστήρα BR1 του Κέντρου Πυρηνικών Ερευνών (SCK-CEN) στο Mol, Βέλγιο.

Στις προσομοιώσεις αφομοίωσης η πρώτη εκτίμηση του ρυθμού έκλυσης τέθηκε κατά ένα παράγοντα του 10 μεγαλύτερο - μικρότερο από την πραγματική τιμή. Σε όλες τις περιπτώσεις των προσομοιώσεων αφομοίωσης οι στατιστικοί δείκτες των σφαλμάτων του ρυθμού έκλυσης που εκτιμήθηκε με την διαδικασία αφομοίωσης σε σύγκριση με τις μετρήσεις του ρυθμού έκλυσης μειώθηκαν σημαντικά. Τα σφάλματα των υπολογισμένων τιμών της ροής φωτονίων σε σύγκριση με τις μετρήσεις από τους ανιχνευτές που δεν χρησιμοποιήθηκαν στην διαδικασία αφομοίωσης μειώθηκαν επίσης σημαντικά. Τα αποτελέσματα της αξιολόγησης της μεθόδου σε τρισδιάστατη διασπορά με αφομοίωση μετρήσεων ρυθμού δόσης γ-ακτινοβολίας αποδεικνύουν πως:

Αναπτύχθηκε ένας αποδοτικός αλγόριθμος που επιτρέπει την εκτίμηση του άγνωστου ρυθμού έκλυσης, με αφομοίωση παρατηρήσεων ρυθμού δόσης γ-ακτινοβολίας (ροής

φωτονίων) στα πλαίσια του ντετερμινιστικού και του στοχαστικού μοντέλου του Lagrangian κώδικα ατμοσφαιρικής διασποράς DIPCOT.

Η τεχνική «Μείωσης Διανύσματος Ελέγχου» που αναπτύχθηκε επιτρέπει την ουσιαστική βελτίωση της αριθμητικής απόδοσης και ακρίβειας της μεθόδου αφομοίωσης δεδομένων και την δυνατότητα εφαρμογής της στα πλαίσια Στοχαστικών Lagrangian μοντέλων ατμοσφαιρικής διασποράς υπενθυμίζοντας πως οι συνήθεις μέθοδοι Αφομοίωσης που βασίζονται στην προσέγγιση μέσω λογισμού των μεταβολών δεν επέτρεπαν την εφαρμογή τους στα πλαίσια Στοχαστικών Lagrangian μοντέλων διασποράς.

Η μέθοδος έδωσε αποτελέσματα που είναι σε πολύ καλή συμφωνία με τα υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα. Έτσι, η μέθοδος αυτή μπορεί να χρησιμοποιηθεί αξιόπιστα για την εκτίμηση του ρυθμού έκλυσης σε περιπτώσεις ατυχημάτων.

Με βάση τα παραπάνω, μπορούμε να συνοψίσουμε ότι τα αποτελέσματα της διατριβής αποδεικνύουν την καταλληλότητα του αλγόριθμου που αναπτύχθηκε για την εφαρμογή του σε Συστήματα Αντιμετώπισης Έκτακτης ανάγκης Πυρηνικών ατυχημάτων. Η Διδακτορική Διατριβή ανταποκρίθηκε στους στόχους της και κατόρθωσε να αναπτύξει μια αποδοτική μεθοδολογία Αφομοίωσης Παρατηρήσεων για την βέλτιστη εκτίμηση του ρυθμού έκλυσης μιας επικίνδυνης (ραδιενεργής) ουσίας, κατάλληλη να εφαρμοστεί σε Ντετερμινιστικά και Στοχαστικά μοντέλα τύπου Lagrange που χρησιμοποιούνται σε Συστήματα Αντιμετώπισης Πυρηνικών Ατυχημάτων.

7.2 ΠΡΟΤΑΣΕΙΣ ΓΙΑ ΜΕΛΛΟΝΤΙΚΗ ΕΡΕΥΝΑ

Η εφαρμογή της μεθοδολογίας που αναπτύχθηκε και παρουσιάστηκε στην διατριβή σε Συστήματα αντιμετώπισης Πυρηνικών ατυχημάτων όπως το RODOS [1] χρειάζεται περαιτέρω μελέτη όσο αφορά τα παρακάτω θέματα:

1. Η μεθοδολογία αναπτύχθηκε και αξιολογήθηκε για ένα ραδιονουκλίδιο. Αν υπάρχουν διαφορετικά ραδιονουκλίδια τότε η πρώτη εκτίμηση του ρυθμού έκλυσης περιλαμβάνει πληροφορίες των ποσοστών των ξεχωριστών νουκλιδίων. Στην συγκεκριμένη μεθοδολογία ο ευκολότερος αλλά χονδροειδής τρόπος να ληφθούν υπόψη διαφορετικά ραδιονουκλίδια είναι να οριστεί και να θεωρηθεί σταθερή η τιμή της αναλογίας της πρώτης εκτίμησης. Ένας πιο ακριβής αλλά πιο περίπλοκος τρόπος είναι να λυθούν οι προσαρτημένες εξισώσεις (adjoint equations) του συστήματος που διέπουν ραδιενεργή διάσπαση των νουκλιδίων.

2. Το εύρος της εφαρμογής του αλγόριθμου θα μπορούσε να επεκταθεί συμπεριλαμβάνοντας πρόσθετες πηγές αβεβαιότητας όπως το ύψος έκλυσης. Αυτό απαιτεί περαιτέρω ανάπτυξη της μεθοδολογίας αφομοίωσης σε 2 κατευθύνσεις:

- α) εύρεση της παραγώγου της αντικειμενικής συνάρτησης ως προς το ύψος έκλυσης
- β) εύρεση του κατάλληλου αλγόριθμου ελαχιστοποίησης

3. Τέλος περισσότερες μελέτες επικύρωσης χρειάζονται για να επιβεβαιώσουν την δυνατότητα εφαρμογής και την καταλληλότητα του αλγόριθμου αφομοίωσης. Σε περίπτωση έλλειψης πραγματικών μετρήσεων, μπορούν να χρησιμοποιηθούν προσομοιωμένες μετρήσεις («δίδυμο πείραμα») σε συνδυασμό με πραγματικά μετεωρολογικά δεδομένα και με τεχνητή δημιουργία των σφαλμάτων μέτρησης, όπως έγινε στην μελέτη [2].

ΑΝΑΦΟΡΕΣ

1. W. Raskob, 2007. European approach to nuclear and radiological emergency management and rehabilitation strategies (EURANOS). *Kerntechnik* 72 (4) 172-175.
2. V. Winiarek, J. Vira, M. Bocquet, M. Sofiev, O. Saunier, 2011. Towards the operational estimation of a radiological plume using data assimilation after a radiological accidental atmospheric release//*Atmospheric Environment* (in press)

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑΤΑ

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Π1

Κώδικας αφομοίωσης παρατηρήσεων σε puff model

Γλώσσα προγραμματισμού FORTRAN 90

```
C*****
C ***** DATA ASSIMILATION IN PUFF MODEL *****
C*****
C author: Vasiliki Tsiouri
C
C*****
C PUFF MODEL
C *****
C dtpsrc (time step)
C dtp (for updating puff position)
C Xm,Zm,ym
C (coordinates of the point where the concentration is estimated)
C Zg (ground height)
C Xp(t),Zp,Yp (co-ordinates of the centre of each puff)
C  $Xp(n+1)=Xp(n)+v * Dt$ 
C  $sigma_{xp}(t)=sigma_{yp}(t), sigma_{zp}(t)$ 
C (Puff dispersion parameters in horizontal and vertical directions)
C Tfrc (duration of forecast)
C Tsrc (duration of source)
C Tmeasmax (duration of measurements)
C H (stack height)(=Zp)!
C HMIX(MIXING LAYER HEIGHT(=UPPER LIMIT FOR sigma_{zp}))
C SC (Stability category from 1-6)
C MODSIG (SIGMA MODEL NUMBER,2-4)
C
C u (mean wind velocity in meters per sec. x-axis)
C v (mean wind velocity in meters per sec. y-axis)
C wz (mean wind velocity in meters per sec. z-axis)
C
C tp (the updated time)
C tpsrc (puff release time)
C qsrc (mgr./sec.) release rate ("true"=10**.-6)
```

```

C QPUFF ( MASS, =qsrc*dtpsrc)
C lp (total no.of puffs)
C lforecast ( TFRC/DTP,total time steps)
C ltmeas (total measurement time steps)
C nmeas= (total no.of measurements)
*****
C CI (CONCENTRATION CALCULATION), units: kgr/m**3
*****
C G MATRIX DIMENSIONS (ltmeas*nmeas,lp) , (n*k,l)
C where: ltmeas=measurement times, nmeas= no. of measurements, lp=no.of puffs
*****
C time (sec) and distance (meters)
C
C "CENTRAL APPROXIMATION" each puff is released at (Dt/2),(for inventory)
C*****
C PROGRAM DATA ASSIMILATION
IMPLICIT NONE
C
REAL:: Tfr, Tmeasmax,Tsrc
*****
REAL:: Xsrc
real:: Ysrc
real:: Zsrc
real:: D
*****
REAL:: Dtp,Dtpsrc,dtmeas
c real,parameter:: dtstart=100
REAL:: Zm
REAL:: Zg
real:: tmove

REAL:: H, HMIX
C HMIX UPPER LIMIT FOR SIGMAZP (page 31)
C
REAL:: sigmaerr
C sigmaerr=sigmaO**2/sigmaB**2, (CONSTANT OBSERVATION ERROR)
C sigmaerr=alpha**2/sigmaB**2, (OBSERV. ERROR PROPORTIONAL TO
CONCENTRATIONS
C range of sigma: 1E-16: 1E-22
C
INTEGER:: lforecast,lp,ltmeas,nmeas
INTEGER:: ierr
INTEGER:: i,j,m,n,ns,r,l,W,e,nm,lt,P,PE,k
INTEGER:: sc,modsig
INTEGER:: IQSRC
integer:: iflag
C
REAL:: tp, tpnext, tpprev
REAL:: deltacur,deltaprev,deltanext

```

REAL:: q0,v,u,wz
real:: ihr,imin,isec,i100th
REAL::XJ

REAL,PARAMETER:: pi=3.141592

C

REAL, ALLOCATABLE, DIMENSION(:):: Xp
REAL, ALLOCATABLE, DIMENSION(:):: Yp
REAL, ALLOCATABLE, DIMENSION(:):: Zp
REAL, ALLOCATABLE, DIMENSION(:):: Xm
REAL, ALLOCATABLE, DIMENSION(:):: Ym

C

REAL, ALLOCATABLE, DIMENSION(:):: tpsrc
REAL, ALLOCATABLE, DIMENSION(:):: tmeas

C

REAL, ALLOCATABLE, DIMENSION(:):: qsrc
REAL, ALLOCATABLE, DIMENSION(:):: Qpuff

C

REAL, ALLOCATABLE, DIMENSION(:):: sigmaxp
REAL, ALLOCATABLE, DIMENSION(:):: sigmayp
REAL, ALLOCATABLE, DIMENSION(:):: sigmazp

C

REAL, ALLOCATABLE, DIMENSION(:):: Co
REAL, ALLOCATABLE, DIMENSION(:):: Cm
REAL, ALLOCATABLE, DIMENSION(:):: C
REAL, ALLOCATABLE, DIMENSION(:):: Canal
REAL, ALLOCATABLE, DIMENSION(:):: CanalMEAS

REAL, ALLOCATABLE, DIMENSION(:,):: Gmatrix
REAL, ALLOCATABLE, DIMENSION(:,):: G
REAL, ALLOCATABLE, DIMENSION(:,):: cdiagonal
REAL, ALLOCATABLE, DIMENSION(:,):: GTRANS
REAL, ALLOCATABLE, DIMENSION(:,):: Gmodified
REAL, ALLOCATABLE, DIMENSION(:,):: first
REAL, ALLOCATABLE, DIMENSION(:):: second
REAL, ALLOCATABLE, DIMENSION(:):: ANSWER
REAL, ALLOCATABLE, DIMENSION(:):: QERR

c

real, ALLOCATABLE, DIMENSION(:):: ANSWERlast

OPEN(1,FILE="INPUT.DAT")

READ(1,1000) Tfrc

READ(1,1000) Tmeasmax

READ(1,1000) Tsrc

READ(1,1000) Xsrc

read(1,1000) Ysrc

READ(1,1000) Zsrc

READ(1,1000) Zg

READ(1,1000) u

read(1,1000) v

read(1,1000) wz

```

READ(1,1000) H
READ(1,1000) Hmix
READ(1,1000) sigmaerr
READ(1,1000) dtp
READ(1,1000) DTPSRC
READ(1,1000) DTMEAS
READ(1,1100) sc
READ(1,1100) MODSIG

OPEN(2,FILE="MEASUREMENTS.DAT")
READ(2,1100) nmeas

*      q0=1.0D6
C q"true"
      q0=1.0D6
C q"first guess"

      lp=INT((Tsrc)/dtpsrc)
      lforecast=INT(Tfrc/dtp)
      ltmeas=INT(Tmeasmax/dtmeas)
C
c      zp=h
      ALLOCATE(Xp(lp),STAT=ierr)
      IF(ierr.ne.0) WRITE(*,*),"allocation failed"
      ALLOCATE(Yp(lp),STAT=ierr)
      IF(ierr.ne.0) WRITE(*,*),"allocation failed"
      ALLOCATE(Zp(lp),STAT=ierr)
      IF(ierr.ne.0) WRITE(*,*),"allocation failed"
      ALLOCATE(Xm(nmeas),STAT=ierr)
      IF(ierr.ne.0) WRITE(*,*),"allocation failed"
      ALLOCATE(Ym(nmeas),STAT=ierr)
      IF(ierr.ne.0) WRITE(*,*),"allocation failed"
      ALLOCATE(tpsrc(lp),STAT=ierr)
      IF(ierr.ne.0) WRITE(*,*),"allocation failed"
      ALLOCATE(Tmeas(ltmeas),STAT=ierr)
      IF(ierr.ne.0) WRITE(*,*),"allocation failed"
      ALLOCATE(qsrc(lp),STAT=ierr)
      IF(ierr.ne.0) WRITE(*,*),"allocation failed"
      ALLOCATE(Qpuff(lp),STAT=ierr)
      IF(ierr.ne.0) WRITE(*,*),"allocation failed"
      ALLOCATE(sigmaxp(lp),STAT=ierr)
      IF(ierr.ne.0) WRITE(*,*),"allocation failed"
      ALLOCATE(sigmayp(lp),STAT=ierr)
      IF(ierr.ne.0) WRITE(*,*),"allocation failed"
      ALLOCATE(sigmazp(lp),STAT=ierr)
      IF(ierr.ne.0) WRITE(*,*),"allocation failed"
      ALLOCATE(Co(ltmeas*nmeas),STAT=ierr)
      IF(ierr.ne.0) WRITE(*,*),"allocation failed"
      ALLOCATE(Cm(ltmeas*nmeas),STAT=ierr)
      IF(ierr.ne.0) WRITE(*,*),"allocation failed"

```

```

ALLOCATE(C(lforecast*nmeas),STAT=ierr)
IF(ierr.ne.0) WRITE(*,*)"allocation failed"
ALLOCATE(Canal(lforecast*nmeas),STAT=ierr)
IF(ierr.ne.0) WRITE(*,*)"allocation failed"
ALLOCATE(CanalMEAS(ltmeas*nmeas),STAT=ierr)
IF(ierr.ne.0) WRITE(*,*)"allocation failed"

ALLOCATE(Gmatrix(ltmeas*nmeas,lp),STAT=ierr)
IF(ierr.ne.0) WRITE(*,*)"allocation failed"
ALLOCATE(G(lforecast*nmeas,lp),STAT=ierr)
IF(ierr.ne.0) WRITE(*,*)"allocation failed"
ALLOCATE(gmodified(ltmeas*nmeas,lp),STAT=ierr)
IF(ierr.ne.0) WRITE(*,*)"allocation failed"
ALLOCATE(Cdiagonal(ltmeas*nmeas,ltmeas*nmeas),STAT=ierr)
IF(ierr.ne.0) WRITE(*,*)"allocation failed"
ALLOCATE(Gtrans(lp,ltmeas*nmeas),STAT=ierr)
IF(ierr.ne.0) WRITE(*,*)"allocation failed"
ALLOCATE(first(lp,lp),STAT=ierr)
IF(ierr.ne.0) WRITE(*,*)"allocation failed"
ALLOCATE(second(lp),STAT=ierr)
IF(ierr.ne.0) WRITE(*,*)"allocation failed"
ALLOCATE(ANSWER(lp),STAT=ierr)
IF(ierr.ne.0) WRITE(*,*)"allocation failed"
ALLOCATE(QERR(lp),STAT=ierr)
IF(ierr.ne.0) WRITE(*,*)"allocation failed"
c ALLOCATE(ANSWERlast(lp),STAT=ierr)
c IF(ierr.ne.0) WRITE(*,*)"allocation failed"
C

READ(2,1000) (Xm(nm),nm=1,nmeas)
read(2,1000) (Ym(nm),nm=1,nmeas)
read(2,1000) Zm

C

Gmatrix=0.0
G=0.0

C
C***** YPOLOGISMOS XRONIKHS STIGMHS PUFF
READ(1,1000) tpsrc(1)
DO i=2,lp
    tpsrc(i)=tpsrc(i-1)+dtpsrc
ENDDO
WRITE(*,*)"TPSRC=",Tpsrc
C*****
C**** OPTIONS FOR "qsrc"*****
C*****
READ(1,1100) IQSRC
SELECT CASE (IQSRC)
CASE(1)
C VARIABLE SOURCE RATE (periodical perturbation)
CALL fillqsrc(qsrc,lp,tpsrc,q0,Tmeasmax,pi)
C write(*,*)"qsrc",qsrc

```



```

CASE(2)
C VARIABLE SOURCE RATE (Gaussian shape)
  CALL fillqsrc1(qsrc,lp,tpsrc,q0,Tmeasmax)
C   WRITE(*,*) "qsrc",qsrc
CASE(3)
C VARIABLE SOURCE RATE (LINEAR shape)
  CALL fillqsrc2(qsrc,lp,tpsrc)
C   WRITE(*,*) "qsrc",qsrc
CASE(4)
C CONSTANT SOURCE RATE
  CALL fillqsrc3(qsrc,lp)
END SELECT
C   WRITE(*,*) "qsrc",qsrc
*****
C YPOLOGIMSOS XRONIKHS STIGMHS POU EXOUME
C METRHS*****
C
  tmeas(1)=tpsrc(1)+dtmeas
  DO r=2,Ltmeas
    tmeas(r)=tmeas(r-1)+dtmeas
  ENDDO
C   WRITE(*,*) "TMEAS",tmeas
C *****
  OPEN(2,FILE="MEASUREMENTS.DAT")
  read(2,1200) (CO(lt),lt=1,ltmeas*nmeas)
1000  FORMAT(20X,F15.5)
1200  format(2X,F15.5)
1100  FORMAT(20X,I5)
C
  Xp=xsrc
  Yp=ysrc
  Zp=zsrc
  tp=0.0
C
  WRITE(*,*) 'no.of puffs=',lp
  WRITE(*,*) 'no. of meauserement points=' ,nmeas
  WRITE(*,*) 'lforecast=',lforecast
  WRITE(*,*) 'ltmeas=',ltmeas
  WRITE(*,*)
C%%%%%%%%%%%%%%
C*****CALCULATION OF CONCENTRATION EACH TIME STEP*****
C*****
  n=1
  ns=1
  M=1
C
  call GETTIM( IHR,IMIN,ISEC,I100TH)
  WRITE(*,*) "IHR,IMIN,ISEC,I100TH", IHR,IMIN ,ISEC,I100TH
c
  DO j=1,lforecast

```



```

*****FILL G MATRIX *****
*****
      IF(tp.lt.tmeas(n) .and. tpnext .gt.tmeas(n)) THEN
        deltacur = ABS(tp-tmeas(n))
        deltanext= ABS(tpnext-tmeas(n))
c
          IF(deltacur.lt.deltanext)THEN
c  tpmost close tmeas(n)
          CALL fillGmatrix(ltmeas,tmeas,Xp,YP,ZP,tp,tpsrc,Xm,lp,
&          nmeas,sigmaxp,sigmayp,sigmazp,H,HMIX,pi,dtpsrc,n,
&          gmatrix,ltmeas*nmeas,lp,Ym,Zm,Zg)
          ENDIF
C
      ELSEIF(tp.ge.tmeas(n) .and. tpprev .lt.tmeas(n))THEN
        deltacur = ABS(tp-tmeas(n))
        deltaprev= ABS(tpprev-tmeas(n))
C
          IF(deltacur.le.deltaprev)THEN
&          CALL fillGmatrix(ltmeas,tmeas,Xp,YP,ZP,tp,tpsrc,Xm,lp,
&          nmeas,sigmaxp,sigmayp,sigmazp,H,HMIX,pi,dtpsrc,n,
&          gmatrix,ltmeas*nmeas,lp,Ym,Zm,Zg)
          ENDIF
          IF(n.lt.ltmeas)n=n+1
      ENDIF

    ENDDO

C
  call GETTIM( IHR,IMIN,ISEC,I100TH)
  WRITE(*,*) "IHR,IMIN,ISEC,I100TH", IHR,IMIN ,ISEC,I100TH
c
C%%%%%%
C*****CALCULATION OF CONC EACH TIME STEP*****
C*****
  C=MATMUL(G,qsrc)
  OPEN (5,File='C.DAT')
C
  DO I=1,nmeas
    DO J=1,IFORECAST
C
      P=(I-1)*IFORECAST+J
      WRITE(5,*) c(P)
    ENDDO
  ENDDO
C
  CLOSE(5)
c  WRITE(*,*) "C",C
c
C***CALCULATION OF CONC ( MEASUREMENT)**
C*****
  open (1980,file='gmatrix.dat')

```

```

        write(1980,*) gmatrix
        Cm=MATMUL(Gmatrix,qsrc)
*       CM=AMAX1(CM,1E-19)
C
        OPEN (12,File='Cm.DAT')
C
        DO I=1,nmeas
            DO J=1,ltmeas
                W=(I-1)*ltmeas+J
c       WRITE(12,*) tmeas(J),cm(W)
c       WRITE(*,*)tmeas(J),cm(W)
                WRITE(12,*) cm(W)
            ENDDO
        ENDDO
C
        CLOSE(12)
C*****
C*****DIMIOURGIA TOU "Cdiagonal"(For error proportional to conc.)*****
C*****
        DO i=1,ltmeas*nmeas
            DO j=1,ltmeas*nmeas
                IF (i.eq.j) THEN
                    IF (CO(I).LT.1E-19) CO(I)=1E-18
                        cdiagonal(i,j)=1/(CO(I)*CO(I))
C
                    cdiagonal(i,j)=1.0
C check ..with constant observation error
                    ELSE
                        cdiagonal(i,j)=0.0
                ENDIF
            ENDDO
        ENDDO
C
c       WRITE(*,*) 'cdiagonal',cdiagonal
C*****
C*****      DATA ASSIMILATION      *****
C*****
C observation error proportional to concentration:
        Gmodified=MATMUL(cdiagonal,GMATRIX)
C
c       GTRANS = TRANSPOSE (Gmatrix)
        GTRANS = TRANSPOSE (Gmodified)
c       FIRST = MATMUL (GTRANS,GMATRIX)
        do i=1,lp
            do j=1,lp
                first(i,j)=0.0
                do k=1,ltmeas*nmeas
                    first(i,j)=first(i,j)+gtrans(i,k)*gmatrix(k,j)
                end do
            end do
        end do

```

```

SECOND = MATMUL (GTRANS,CO)
  ANSWER=0
C
  DO I=1,lp
    FIRST(I,I)=FIRST(I,I)+sigmaerr
  *    FIRST=FIRST+SIGMAERR
  ENDDO
C
  SECOND=SECOND+sigmaerr*qsrc
  open (1975,file='first.dat')
  write(1975,*) first
C  YPOLOGISMOS q"analysed"(answer)*****
  CALL GAUSS_SOLVE(FIRST,LP,ANSWER,SECOND)
c  iflag = 0

  OPEN(13,file="qanal.dat")
  WRITE(13,'(1X,1PD11.4)') ANSWER
  WRITE(*,*) ANSWER

C*****
C*****CALCULATION OF CONC AFTER DATA ASSIMILATION*****
C*****
  Canal=MATMUL(G,ANSWER)
  OPEN(100,FILE="Canal.dat")
  DO I=1,nmeas
    DO J=1,IFORECAST
      PE=(I-1)*IFORECAST+J
      WRITE(100,*) CANAL(PE)
    ENDDO
  ENDDO
C
  CLOSE(100)
C*****
C****CALCULATION OF CONC AFTER DATA ASSIMILATION*****
C***** (MEASUREMENT)*****
  CanalMEAS=MATMUL(GMATRIX,ANSWER)
  OPEN(200,FILE="CanalMEAS.dat")
  WRITE(200,*) CanalMEAS
C*****

C YPOLOGISMOS APOLKLISIS
  DO I=1,LP
    qerr(I)=(1000000-ANSWER(I))/1000000
  END DO
  OPEN(27,file="QERR.dat")
  WRITE(27,'(1X,1PD11.4)') QERR
C
  CONTINUE
  END

```

```

C*****
C          CONCENTRATION CALCULATION
C*****
      SUBROUTINE SUBCOUT(Xp,yp,zp,Qpuff,tp,tpsrc,Xm,lp,nmeas,sigmaxp,
      & sigmayp,sigmazp,H,HMIX,Ym,zm,zg)
C*****
C Concentration calculation at each time step j at each Xm(i) , output to file**
C*****

      IMPLICIT NONE

C
      INTEGER:: lp, nmeas
      REAL Xp(lp),yp(lp),zp(lp),Qpuff(lp)
      real sigmaxp(lp),sigmazp(lp),sigmayp(lp),tpsrc(lp)
      REAL:: Tp
      REAL Xm(nmeas),ym(nmeas)
      REAL H,HMIX,zm,zg
      INTEGER:: SC
C STABILITY CATEGORY(1,6)
      INTEGER::MODSIG
C SIGMA MODEL NUMBER
C
      REAL, PARAMETER:: pi=3.141592
      INTEGER :: i,j,IERR
      REAL:: f1
      REAL sigmaxp2,sigmayp2,sigmazp2
      REAL f2,f3,f4,f5,f6
c REAL XJ
      REAL, ALLOCATABLE, DIMENSION(:):: CI
      ALLOCATE(CI(nmeas),STAT=ierr)
      IF (ierr.ne.0) WRITE(*,*)"allocation failed"
C $$$$$$$$$$$$
C CALCULATION OF SIGMA's
C $$$$$$$$$$$$
c PuffCycle: DO J=1,lp
c XJ=Xp(J)
c IF(tp.ge.tpsrc(j))THEN

c IF(XJ.LT.300.0)XJ=300.0
c CALL STABLE (SC,MODSIG,XJ,h,hmix,sigmaxp(J),sigmayp(J),
c & sigmazp(J))
c ENDDIF
c ENDDO PuffCycle
C END of calculations of sigma's
C $$$$$$$$$$$$$$$$
      DO I=1,nmeas
      CI(i)=0

      DO J=1,lp

```

```

C      cycle for existing puffs
C      XJ=Xp(J)

      IF(tp.ge.tpsrc(j))then

      sigmaxp2=sigmaxp(J)**2
      sigmayp2=sigmayp(J)**2
      sigmazp2=sigmazp(J)**2

      f1= 1.0/((2.0*pi)**(3.0/2.0))

      f2= Qpuff(J)/(sigmaxp(J)*sigmazp(J)*sigmayp(j))

      F3= exp(-5.0E-01*((xp(j)-xm(i))*(xp(j)-xm(i)))/sigmaxp2)

      F4= exp(-5.0E-01*((yp(j)-ym(i))*(yp(j)-ym(i)))/sigmayp2)

      f5= exp(-5.0E-01*((zp(j)-zm)*(zp(j)-zm))/sigmazp2)

      f6= exp(-5.0E-01*((zp(j)+zm-(2.0*zg))*(zp(j)+zm-
&      (2.0*zg)))/ sigmazp2)

C      SUM TWN PUFFS
      CI(i) = CI(i)+f1*f2*f3*f4*(f5+f6)
*      IF (CI(I).LT.1E-20) CI(I)=1E-19
      ENDIF
      ENDDO
      ENDDO

      OPEN (11,File='CI.DAT')
      WRITE(11,*)tp,CI
C      CLOSE(11)
C      WRITE(*,*) ci
      END

C*****
SUBROUTINE fillGmatrix(ltmeas,tmeas,Xp,yp,ZP,tp,tpsrc,Xm,lp,nmeas,
& sigmaxp,sigmayp,sigmazp,H,HMIX,pi,dtpsrc,n,Gmatrix,grows,gcolumns
& ,Ym,Zm,Zg)
C*****
      IMPLICIT NONE
C
      INTEGER:: ltmeas,lp,nmeas,n
      REAL:: tp,dtpsrc
      REAL Xp(lp),yp(lp),ZP(LP),tpsrc(lp)
      REAL sigmaxp(lp),sigmazp(lp),sigmayp(lp)
      REAL tmeas(ltmeas),Xm(nmeas),Ym(nmeas)
      REAL H,HMIX,pi
      REAL zm,zg

```

```

        INTEGER grows, gcolumns
c      INTEGER:: SC
C      STABILITY CATEGORY(1,6)
c      INTEGER::MODSIG
C      SIGMA MODEL NUMBER
        REAL Gmatrix(grows, gcolumns)
        INTEGER:: j,k,i,ierr
C      REAL, PARAMETER:: pi=3.141592
c      REAL XJ
        REAL:: f1
        REAL sigmaxp2,sigmayp2,sigmazp2
        REAL f2,f3,f4,f5,F6

C
        DO k=1,nmeas
C      measurement points
            i=(k-1)*ltmeas+n
            DO J=1,lp
c              XJ=Xp(J)
                IF(tp.ge.tpsrc(j))THEN
c                    IF(XJ.LT.300.0)XJ=300.0
c                    CALL STABLE
                    (SC,MODSIG,XJ,h,hmix,sigmaxp(J),sigmayp(J)
c      &      ,sigmazp(J))
                        sigmaxp2=sigmaxp(J)*sigmaxp(J)
                        sigmayp2=sigmayp(J)*sigmayp(J)
                        sigmazp2=sigmazp(J)*sigmazp(J)

                        f1= 1.0/((2.0*pi)**(3.0/2.0))

                        f2= DTPSRC/(sigmaxp(j)*sigmazp(j)*sigmayp(j))

                        F3= exp(-5.0E-01*((xp(j)-xm(k))*(xp(j)-xm(k)))/sigmaxp2)

                        F4= exp(-5.0E-01*((yp(j)-ym(k))*(yp(j)-ym(k)))/sigmayp2)

                        f5= exp(-5.0E-01*((Zp(j)-zm)*(Zp(j)-zm))/sigmazp2)

                        f6= exp(-5.0E-01*((Zp(j)+zm-(2.0*zg))*(Zp(j)+zm-(2.0*zg)
&      ))/sigmazp2)

                        Gmatrix(i,j)=f1*f2*f3*F4*(f5+f6)
*      gmatrix(I,j)=AMAX1(gmatrix(I,j),1E-19)

                        ELSE
                            Gmatrix(i,j)=0
                        ENDIF
                    ENDDO
                ENDDO
            CONTINUE
        END

```


ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Π2

Κώδικας αφομοίωσης παρατηρήσεων στο Lagrangian μοντέλο ατμοσφαιρικής διασποράς DIPCOT

Παρουσιάζεται η γενική δομή του κώδικα αφομοίωσης παρατηρήσεων. Γλώσσα προγραμματισμού FORTRAN 90.

```
C*****
C DATA ASSIMILATION IN ATMOSPHERIC DISPERSION MODEL «DIPCOT»
C -----
C           Main Subroutine for solving Data Assimilation problem
C *****
C author: Vasiliki Tsiouri
C
C IMPORTANT NOTES-----
C DACONC is used in the subroutine "read_measdata",
C if DACONC=0 >>>>>Fluence rate assimilation
C if DACONC=1 >>>>>Concentration assimilation
C
C*****
      SUBROUTINE MAIN_DA_PROBLEM2
      USE ADJOINT
      IMPLICIT NONE
C
      INCLUDE 'DECLAR2.COP' ! only declarations of sizes
      PARAMETER(NSPCSL_=1)
      PARAMETER(NFMLYL_=NSPCSL_)
c      REAL*4, ALLOCATABLE, DIMENSION(:,:): GMATRIX
c      REAL*4, ALLOCATABLE, DIMENSION(:,:): GMATRMODIF
!modification for CVR,
      ! if NEQ=1, then gmatrmodif without CVR. ! (at subroutine adjoint)
      INTEGER*4 IERR,NEQ,TOTCOEF,DACONC
C      INTEGER*4 NVECT ! (AT ADJOINT SUBROUTINE)
C      INTEGER*4,ALLOCATABLE:: NPS(:)
C      REAL*4, ALLOCATABLE:: XVECT(:) !control vector
      INTEGER*4 REST,JVK,MULT
C FOR TEST
      REAL*4, ALLOCATABLE, DIMENSION(:): Cm
      REAL*4, ALLOCATABLE, DIMENSION(:): Cm1
      REAL*4, ALLOCATABLE, DIMENSION(:): qpuffsnew
cc     DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION(:): xsol
C      INTEGER*4, ALLOCATABLE, DIMENSION(:): NPS
c      REAL QPUFFSNEW(npuffs)
      INTEGER W,J
```

```

C EOT
C
      INTERFACE
      SUBROUTINE
READ_MEASDATA(FMEASNAME,NMEAS,NTMEAS,NSMEAS,
&XMEAS,YMEAS,ZMEAS,TMEAS,CMEAS,MEXIST,DUMMYVALUE,DACON
C)
      IMPLICIT NONE
      INTEGER*4 NMEAS,NTMEAS
      INTEGER NSMEAS,DUMMYVALUE,DACONC
      REAL TMEAS(:),XMEAS(:),YMEAS(:),ZMEAS(:)
      REAL*4 CMEAS(:)
      LOGICAL MEXIST(:)
      CHARACTER(*) FMEASNAME
      END SUBROUTINE READ_MEASDATA

      SUBROUTINE
MODEL_ATMDISP3D(NTMEAS,NMEAS,NSMEAS,TMEAS,XMEAS,
&YMEAS,
&ZMEAS,CMEAS,CMODEL,PRINTOUT,PRINTOUT2,PROBLEM,NSTATE1P,
&DHT,NPUFFSMIN,FADJ,MEXIST,NSTEPS,GMATRIX,TOTCOEF,
&PHIST)
      USE TYPEDEFS
      IMPLICIT NONE
      TYPE (PCORDS_)::PHIST(:)
      INTEGER*4 NTMEAS,NMEAS,TOTCOEF
      INTEGER*4 NSMEAS,NSTATE1P,NSTEPS(:,:),
&PROBLEM
      REAL*4 CMEAS(:)
      REAL*4 CMODEL(:),XMEAS(:),YMEAS(:),ZMEAS(:)
      LOGICAL PRINTOUT,PRINTOUT2,MEXIST(:)
      REAL DHT(:,:),FADJ(:,:),TMEAS(:)
      REAL*4 GMATRIX(:,:)
      INTEGER NPUFFSMIN(:)
      OPTIONAL::NSTEPS,GMATRIX,TOTCOEF,PHIST
      END SUBROUTINE MODEL_ATMDISP3D

      SUBROUTINE GET_QPUFFS1G(QPUFFS1G)
      IMPLICIT NONE
      REAL*4 QPUFFS1G(:)
      END SUBROUTINE GET_QPUFFS1G
SUBROUTINE LIBIMSL_S(CO,LPU,LTMEAS,NMEAS,QPUFFS1G,
& SIGMAREG,GMATRIX)
      IMPLICIT NONE
C
      INTEGER*4:: ltmeas,lpu,nmeas
      REAL*4 QPUFFS1G(:)
      REAL*4 SIGMAREG
      REAL*4 CO(:)

```

```

REAL*4 gmatrix(:,:)
END SUBROUTINE LIBIMSL_S
END INTERFACE
c Local
INTEGER*4 NPMAX(NFMLYL_)
INTEGER i

NPMAX=0
c SETUP OF DATA ASSIMILATION PROBLEM
NGROUPS=1
PROBLEM=2
DACONC=0

CALL ALLOCATE_TMP
C
C*****
C FOR TWIN EXPERIMENT
CALL READ_MEASDATA(FMEASNAME,NMEAS,NTMEAS,NSMEAS,
&tXMEAS,tYMEAS,tZMEAS,tTMEAS,tCMEAS,tMEXIST,DUMMYVALUE,DAC
ONC)

CALL ALLOCATE_BASIC

XMEAS(1:NMEAS)=tXMEAS(1:NMEAS)
YMEAS(1:NMEAS)=tYMEAS(1:NMEAS)
ZMEAS(1:NMEAS)=tZMEAS(1:NMEAS)

C *****
C IF REAL MWEASUREMENTS EXIST
open(1, file='cmeas.dat')
do i=1,nmeas*ntmeas
read(1,*) CMEAS(i)
end do
close(1)

TMEAS(1:NTMEAS)=tTMEAS(1:NTMEAS)
MEXIST(1:NMEAS*NTMEAS)=tMEXIST(1:NMEAS*NTMEAS)

CALL DEALLOCATE_TMP

CALL
MODEL_ATMDISP3D(NTMEAS,NMEAS,NSMEAS,TMEAS,XMEAS,YMEAS
&,zmeas,CMEAS,CMODEL,.false.,.FALSE.,0,NSTATE1P,DHT,NPMAX,FADJ,
&MEXIST)
NPUFFS=NPMAX(1)
MULT=NTMEAS*NMEAS
!IK ALLOCATE(qpuffsnew(npuffs),STAT=ierr)
ALLOCATE(qpuffsnew(npuffs+1),STAT=ierr)
IF(ierr.ne.0) WRITE(*,*)"allocation failed"

```

```

c
print*, 'size of qpuffsnew=', SIZE(QPUFFSNEW)
CALL ALLOCATE_PROBLEM2
CALL GETSIGMA(SIGMAREG)
CALL GET_QPUFFS1G(QPUFFS1G)
OPEN(8001, file="QPUFFS1GB.dat")
WRITE(8001, '(1X, 1PD11.4)') QPUFFS1G
CM=0.0
GMATRIX =0.0

c INITIALIZE GMATRIX
CALL
MODEL_ATMDISP3D(NTMEAS, NMEAS, NSMEAS, TMEAS, XMEAS, YMEAS,
&zmeas, CMEAS, CMODEL, .TRUE., .TRUE., 2, NSTATE1P, DHT, NPMAX, FADJ,
&MEXIST, NSTEPS, GMATRIX, TOTCOEF)
c thu4
NEQ=9632 ! 9632/1=9632
c NEQ=2408 ! 9632/4=2408
c NEQ=602 ! 9632/16=602
c NEQ=1 ! 9632/9632=1(NO CVR)
c
REST=MOD(NPUFFS, NEQ)
IF(REST.EQ.0) THEN
Nvect=NPUFFS/NEQ
ELSE
Nvect=NPUFFS/NEQ+1
ENDIF

CALL ALLOCATE_PROBLEM2_2
CALL NPS_INI1(NEQ, Nps, Nvect)

C
C%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
C
CALL MODIF_GMATR(GMATRIX, Nps, mult, NPUFFS, sigmareg,
& nvect, GMATRMODIF)
DEALLOCATE(GMATRIX)
CALL QPUFF2XVECT(QPUFFS1G, NPUFFS, Nps, NVECT, XVECT)
CALL MINIMIZATION(CMEAS, MULT, NVECT, XVECT, SIGMAREG,
&GMATRMODIF, nps, SIZE(QPUFFSNEW), QPUFFSNEW)
cccc call xvect2qpuffs(xvect, Nps, NVECT, npuffs, QPUFFSNEW)
ccc print *, 'exit'

CALL DEALLOCATE_BASIC
CALL DEALLOCATE_PROBLEM2
CALL DEALLOCATE_PROBLEM2_2
END SUBROUTINE MAIN_DA_PROBLEM2

```

```

*****
! Modified Gmatrix For Control Vector Reduction technique
C*****
      SUBROUTINE MODIF_GMATR(GMATRIX,Nps,mult,lpu,sigmareg,
      & nvect,GMATRMODIF)
C
      IMPLICIT NONE

      INTEGER*4 mult,lpu,nvect
      REAL*4 GMATRIX(mult,lpu)
      INTEGER*4 Nps(nvect)
      REAL*4 SIGMAREG

C
      real*4 GMATRMODIF(mult+nvect,nvect)
      INTEGER i,j,l,ie,ierr

C
      gmatrmodif=0.0

c
      DO i=1,mult
          DO j=1,nvect
              DO l=1,nps(j)
                  IF (j*nps(j)-l+1 .le. lpu) THEN
                      gmatrmodif(i,j)=gmatrmodif(i,j)+(gmatrix(i,j*nps(j)-l+1))
                  ENDIF
              ENDDO
          ENDDO
      ENDDO

C
      DO ie=mult+1,mult+nvect
          GMATRMODIF(ie,ie-mult)=(sigmareg)
      ENDDO

c
      OPEN(8089,file="gmatrmodif.dat")
      WRITE(8089,'(1X,1PD11.4)') gmatrmodif

      END

*****
***** IMSL (DLCLSQ) *****
*****
      SUBROUTINE MINIMIZATION(CO,MULT,NVECT,xvect,SIGMAREG
      & ,GMATRMODIF,nps,QPUFFSIZE,qpuffsnew)

      IMPLICIT NONE

C
      INTEGER*4:: MULT,NVECT
      REAL*4 xvect(NVECT)
      REAL*4 SIGMAREG

```

```

REAL*4 CO(MULT)
  real*4 GMATRMODIF(MULT+NVECT,NVECT)
  INTEGER Nps(NVECT)
  INTEGER QPUFFSIZE
  REAL QPUFFSNEW(QPUFFSIZE)
C   &RESNRM,SNRM2

C*****
  INTEGER*4 I,ierr,ICHP, IPUT, NEWMAX,
NEWOUT,NUMOPT,NEWTOL
cccc  REAL SVAL(1)
      integer IOPT(1),IVAL(1)
      REAL SVAL(1)
      DOUBLE PRECISION DVAL(1)
      EXTERNAL IUMAG,LCLSQ,SUMAG,AMACH,DMACH
      REAL AMACH
      DOUBLE PRECISION DMACH
      PARAMETER (ICHP=1, IPUT=2, NEWMAX=14,
NUMOPT=1,NEWTOL=5,
      & NEWOUT=13)

      integer*4 im, jm, wm
*****

C
C IMSL DECLARATIONS
  INTEGER*4 MCON, LDA, LDC,J
CCC  PARAMETER ( MCON=0, LDC=MCON)

      DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION(:):: bc
      DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION(:,):: c
      DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION(:):: res
      DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION(:):: xsol
      DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION(:):: xlb
      DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION(:):: xub

C
      DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION(:):: DCMEAS
      DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION(:,)::
DGMATRMODIF
  integer*4,allocatable,dimension(:) ::irtype

  mcon=0
  ldc=mcon

  ALLOCATE(bc(mcon),STAT=ierr)
  IF(ierr.ne.0) WRITE(*,*)"allocation failed"
  ALLOCATE(c(ldc,NVECT),STAT=ierr)
  IF(ierr.ne.0) WRITE(*,*)"allocation failed"
  ALLOCATE(res(MULT+NVECT),STAT=ierr)
  IF(ierr.ne.0) WRITE(*,*)"allocation failed"
  ALLOCATE(xsol(NVECT),STAT=ierr)

```

```

IF(ierr.ne.0) WRITE(*,*),"allocation failed"
ALLOCATE(xlb(NVECT),STAT=ierr)
IF(ierr.ne.0) WRITE(*,*),"allocation failed"
ALLOCATE(xub(NVECT),STAT=ierr)
IF(ierr.ne.0) WRITE(*,*),"allocation failed"
ALLOCATE(irtype(mcon),STAT=ierr)
IF(ierr.ne.0) WRITE(*,*),"allocation failed"
C
ALLOCATE(DGMATRMODIF(MULT+NVECT,NVECT),STAT=ierr)
IF(ierr.ne.0) WRITE(*,*),"allocation failed"
ALLOCATE(DCMEAS(MULT+NVECT),STAT=ierr)
IF(ierr.ne.0) WRITE(*,*),"allocation failed"

C Data initialization IMSL
C
      !C=1.0E0
      XLB=DBLE(0.0E0)
      XUB=DBLE(1.0E30)
      LDA=MULT+NVECT
C
      DCMEAS=DBLE(0)
C
DO I=1,MULT
  DCMEAS(I)=DBLE(CO(I))
ENDDO

DGMATRMODIF=DBLE(GMATRMODIF)

do I=MULT+1,MULT+NVECT
  DCMEAS(I)=DBLE(SIGMAREG*xvect(I-MULT))
end do

OPEN(8027,file="QPUFFS1G.dat")
WRITE(8027,'(1X,1PD11.4)') XVECT
OPEN(8029,file="Dgmatrmodif.dat")
WRITE(8029,'(1X,1PD11.4)') Dgmatrmodif

XSOL=0

C Solve the bounded, constrained
C least squares problem.
  IOPT(1) = NEWOUT
  IVAL(1) = 1
c   IVAL(1) = 10000
  CALL IUMAG ('math', ICHP, IPUT, NUMOPT, IOPT, IVAL)

  IOPT(1) = NEWTOL
  SVAL(1) = DBLE(0.001)

  CALL DUMAG ('math', ICHP, IPUT, NUMOPT, IOPT, SVAL)

```

```
CALL DLCLSQ (lda, NVECT, MCON,DGMATRMODIF,LDA,DCMEAS,C,  
& LDC,BC,BC,IRTYPE,  
& XLB, XUB, XSOL, RES)
```

```
C Print results
```

```
C CALL UMACH (2, NOUT)
```

```
OPEN(1808,file="xsolWITHDA2CALL.dat")
```

```
WRITE(1808,'(1X,1PD11.4)') xsol
```

```
WRITE (*, *) NVECT
```

```
WRITE (*, *) XSOL
```

```
call xvect2qpuffs(xsol,Nps,NVECT,SIZE(QPUFFSNEW),QPUFFSNEW)
```

```
DEALLOCATE(bc)
```

```
DEALLOCATE(c)
```

```
DEALLOCATE(res)
```

```
DEALLOCATE(xsol)
```

```
DEALLOCATE(xlb)
```

```
DEALLOCATE(xub)
```

```
DEALLOCATE(irtype)
```

```
DEALLOCATE(DGMATRMODIF)
```

```
DEALLOCATE(DCMEAS)
```

```
c
```

```
CCC OPEN(1803,file="xsol.dat")
```

```
CCC WRITE(1803,'(1X,1PD11.4)') xsol
```

```
C
```

```
END
```