



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ  
ΣΧΟΛΗ ΧΗΜΙΚΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ  
Δ.Π.Μ.Σ. ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗ ΜΗΧΑΝΙΚΗ

# Διασπορά Ραδιονουκλιδίων στον Θαλάσσιο Ελλαδικό Χώρο

---

## ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

της φοιτήτριας

Αδαμοπούλου Θεοδώρας

ΑΜ: 52113003

ΕΠΙΒΛΕΠΟΝΤΕΣ:

Χρήστος Κυρανούδης

Θανάσης Σφέτσος

ΑΘΗΝΑ, ΦΕΒΡΟΥΑΡΙΟΣ 2015



## Ευχαριστίες

Η παρούσα διπλωματική εργασία πραγματοποιήθηκε στο **Εργαστήριο Περιβαλλοντικών Ερευνών του ΕΚΕΦΕ Δημόκριτος**, κατά το έτος 2014. Η ολοκλήρωση της μεταπτυχιακής αυτής εργασίας θα ήταν αδύνατη χωρίς την πολύτιμη υποστήριξη του **Δρα Θανάση Σφέτσου** που επέβλεψε την εργασία μου στο Εργαστήριο Περιβαλλοντικών Ερευνών. Του εκφράζω ένα βαθύ ευχαριστώ για όλη τη βοήθεια που μου προσέφερε. Θα ήθελα να ευχαριστήσω επίσης τον **Στέλιο Καρόζη** (MSc, Χημικός Μηχανικός και Διδακτορικός φοιτητής- ερευνητής) για την συνεργασία που είχαμε στα πλαίσια αυτής της εργασίας, τον πολύτιμο χρόνο που διέθεσε για να μου παρέχει βοήθεια και εξηγήσεις πάνω στο θέμα, καθώς και για την προθυμία του. Θα ήθελα να ευχαριστήσω τον **κ. Χρήστο Κυρανούδη** (Καθηγητής, Σχολή Χημικών Μηχανικών ΕΜΠ) που αποδέχθηκε να έχει την επίβλεψη από μέρους του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου.

Η ολοκλήρωση της Διπλωματικής Εργασίας συγχρηματοδοτήθηκε μέσω του Έργου «Υποτροφίες ΙΚΥ» από πόρους του ΕΠ «Εκπαίδευση και Δια Βίου Μάθηση», του Ευρωπαϊκού Κοινωνικού Ταμείου (ΕΚΤ) του ΕΣΠΑ, 2007-2013».

## Περίληψη

Η διασπορά ραδιονουκλιδίων στο θαλάσσιο περιβάλλον έχει αποτελέσει αντικείμενο έρευνας πολλών μελετών, λόγω της φύσης αυτών των ρυπαντών και των συνεπειών τους στο περιβάλλον και την ανθρώπινη υγεία. Σε αυτή την εργασία μελετώνται περιπτώσεις θαλάσσιας ραδιολογικής ρύπανσης στον Ελλαδικό χώρο που έχουν ιδιαίτερο ενδιαφέρον, όπως από περιπτώσεις συνεχόμενης έκλυσης από τον πυθμένα (απελευθέρωση ραδιονουκλιδίων από βυθισμένα βαρέλια ή ναυάγιο), περίπτωση ατυχήματος με σύντομη έκλυση και περίπτωση ρύπανσης από απορροές ποταμού (Νέστος). Για τους σκοπούς της παρούσης εγκαταστάθηκε, παραμετροποιήθηκε και εφαρμόστηκε το υδροστατικό μοντέλο ωκεάνιας κυκλοφορίας S-2010 (S.25) μοντέλο, που αναπτύχθηκε από την ομάδα SIROCCO (CNRS & Toulouse University). Εξετάστηκαν δύο ρυπαντές, όπου ο ένας είχε μηδενική ταχύτητα καθίζησης και ο άλλος είχε ταχύτητα καθίζησης 0.0001 m/s. Για την προσομοίωση χρησιμοποιήθηκαν ατμοσφαιρικά δεδομένα της χρονικής περιόδου [01/03/2012-07/03/2012] και οι οριακές συνθήκες έχουν προκύψει από το σύστημα NEMO (Nucleus of the European Modeling of the Ocean). Η διασπορά σε κάθε περίπτωση διέφερε λόγω της βαθυμετρίας, των επικρατούντων ρευμάτων, της ταχύτητας καθίζησης, το σημείο έκλυσης (πυθμένας, επιφάνεια) και στην περίπτωση του ποταμού και λόγω της παροχής στο Δέλτα του Νέστου.

## Abstract

*The release of radionuclides in the marine environment has been the subject of research of many studies, due to the nature of these pollutants and their impacts to the environment and to the human health. In this paper some cases of marine radiological contamination in the Aegean and Ionian seas in Greece, that are of particular interest, had been studied, like cases of continuous release from the sea bottom (from barrels/ shipwreck), from an accident occurred to the sea surface, and from a river runoff (Nestos river). For the purposes of the present study, a hydrostatic ocean circulation model, S2010 (S.25), which had been developed from the SIROCCO group (CNRS & Toulouse University) had been installed, parameterized and implemented. Two pollutants had been examined, one with zero sedimentation rate, and another with sedimentation rate equal to 0.0001 m/s. Atmospheric data from the time period of [01/03/2012-07/03/2012] were used and Boundary Conditions data were supplied from the NEMO system (Nucleus of the European Modeling of the Ocean). In each case, the dispersion differed due to the bathymetry, the prevailing currents, the sedimentation rate of the pollutant, the release point (bottom, surface) and, in the case of the dispersion from the river runoff, due to the river provision.*

<b>ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ</b>	
<b>ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ</b> .....	<b>2</b>
<b>ΠΕΡΙΛΗΨΗ</b> .....	<b>3</b>
<b>ABSTRACT</b> .....	<b>4</b>
<b>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1: ΘΑΛΑΣΣΙΑ ΡΥΠΑΝΣΗ ΚΑΙ ΡΥΠΑΝΣΗ ΑΠΟ ΡΑΔΙΕΝΕΡΓΕΙΑ</b> .....	<b>8</b>
1.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ .....	8
1.2 ΔΙΕΘΝΕΙΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ ΓΙΑ ΤΗΝ ΠΡΟΣΤΑΣΙΑ ΤΟΥ ΘΑΛΑΣΣΙΟΥ ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝΤΟΣ.....	11
1.2.1 ΣΥΝΘΗΚΗ HELCOM .....	12
1.2.2 ΣΥΝΘΗΚΗ OSPAR .....	12
1.2.3 MEDPOL.....	13
1.3 Ο ΔΟΑΕ .....	15
1.3.1 ΙΑΕΑ-MARIS (Marine Information System) .....	16
1.3.2 Το πρόγραμμα MODARIA του ΔΟΑΕ .....	18
<b>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: ΠΕΡΙΠΤΩΣΕΙΣ ΡΑΔΙΟΛΟΓΙΚΗΣ ΡΥΠΑΝΣΗΣ ΤΗΣ ΘΑΛΑΣΣΑΣ</b> .....	<b>20</b>
2.1 FUKUSHIMA .....	20
2.2 CHERNOBYL.....	23
2.3 ΥΠΟΒΡΥΧΙΟ KURSK.....	25
2.4 Η ΜΕΣΟΓΕΙΟΣ.....	26
2.5 HANFORD SITE.....	26
2.6 Η ΣΟΜΑΛΙΚΗ ΑΚΤΗ .....	28
2.7 ΒΟΡΕΙΑ ΘΑΛΑΣΣΑ .....	28
<b>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3: ΕΛΛΑΔΙΚΟΣ ΧΩΡΟΣ</b> .....	<b>32</b>
3.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ .....	32
3.2 Η ΕΠΙΚΡΑΤΟΥΣΑ ΥΔΡΟΔΥΝΑΜΙΚΗ.....	32
Αιγαίο Πέλαγος .....	32
Ιόνιο Πέλαγος .....	34
3.3 ΡΑΔΙΟΛΟΓΙΚΕΣ ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ ΣΤΗΝ ΕΛΛΑΔΑ.....	35
<b>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4: ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΤΟΥ ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΟΥ ΜΟΝΤΕΛΟΥ</b> .....	<b>37</b>
4.1 ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΤΟΥ ΜΟΝΤΕΛΟΥ S.....	37
4.2 ΕΞΙΣΩΣΕΙΣ ΤΟΥ ΜΟΝΤΕΛΟΥ .....	38
4.2.1 Εισαγωγή .....	38
4.2.2 Περιγραφή του μοντέλου .....	39
4.2.3 Ισοζύγιο Κινητικής Ενέργειας.....	42
4.2.4 Απαγωγή της κινητικής ενέργειας στους όρους διάχυσης .....	49
4.2.5 Οριζόντια και Κάθετη Ανάμειξη.....	53
4.2.6 Βαθμίδα Πίεσης .....	54
4.2.7 Ισοζύγιο Δυναμικής ενέργειας.....	58
4.2.8 Χρονική διακριτοποίηση: ένα ενεργειακά ευσταθές σχήμα .....	62
4.3 ΟΡΙΑΚΕΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ .....	63
4.3.1 Εισαγωγή .....	63
4.3.2 Βαροτροπικές οριακές συνθήκες.....	64
4.3.3 Ολική Διατήρηση της μάζας.....	66
4.3.4 Ολική διατήρηση της ενέργειας.....	66

4.3.5 Οριακές συνθήκες στις βαροκλινικές ταχύτητες .....	68
4.3.6 Οριακές Συνθήκες για την Θερμοκρασία και την Αλατότητα .....	69
4.4 ΜΟΝΤΕΛΟ ΤΥΡΒΗΣ .....	70
4.5 ΠΛΕΓΜΑ .....	70
4.6 ΕΦΑΡΜΟΓΗ ΜΟΝΤΕΛΟΥ ΓΙΑ ΤΗΝ ΠΑΡΟΥΣΑ ΕΡΓΑΣΙΑ .....	72
4.6.1 Περιγραφή cluster .....	72
4.6.2 Εκμάθηση και Επαλήθευση Μοντέλου .....	73
<b>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5: ΕΠΙΛΥΣΗ ΤΟΥ ΠΕΔΙΟΥ ΡΟΗΣ .....</b>	<b>74</b>
5.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ .....	74
5.2 ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΠΕΔΙΟΥ ΕΡΓΑΣΙΑΣ .....	75
5.3 ΜΕΛΕΤΗ ΑΝΕΞΑΡΤΗΣΙΑΣ ΤΗΣ ΛΥΣΗΣ ΑΠΟ ΤΗΝ ΠΥΚΝΩΣΗ ΤΟΥ ΠΛΕΓΜΑΤΟΣ (T, S, VEL_U, VEL_V).....	76
5.3.1 Διερεύνηση ως προς διαφορετικά $k$ στο σημείο $(i,j)=(147,37)$ .....	76
5.3.2 Διερεύνηση ως προς το χρόνο στο σημείο $(i,j)=(147,37)$ .....	79
5.3.3 Συμπεράσματα.....	81
5.4 ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗΣ ΜΕ IN SITU ΔΕΔΟΜΕΝΑ .....	82
5.5 ΓΡΑΦΙΚΕΣ ΑΠΕΙΚΟΝΙΣΕΙΣ .....	83
5.5.1 Θερμοκρασία-Αλατότητα .....	83
5.5.2 Συνιστώσες της ταχύτητας $(u,v)$ .....	89
<b>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 6 CASE 1: ΚΡΗΤΗ, ΠΕΡΙΠΤΩΣΗ ΔΙΑΣΠΟΡΑΣ ΜΕ ΣΥΝΕΧΟΜΕΝΗ ΕΚΛΥΣΗ .....</b>	<b>93</b>
6.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ .....	93
6.2 ΜΕΛΕΤΗ ΑΝΕΞΑΡΤΗΣΙΑΣ ΤΗΣ ΛΥΣΗΣ ΑΠΟ ΤΗΝ ΠΥΚΝΩΣΗ ΤΟΥ ΠΛΕΓΜΑΤΟΣ.....	93
6.2.1 Διερεύνηση ως προς διαφορετικά $k$ στο σημείο $(i,j)=(147,37)$ .....	94
6.2.2 Διερεύνηση ως προς το χρόνο στο σημείο $(i,j)=(147,37)$ .....	97
6.2.3 Διερεύνηση ως προς διαφορετικά $k$ στο σημείο $(i,j)=(148,30)$ .....	99
6.2.4 Διερεύνηση ως προς το χρόνο στο σημείο $(i,j)=(148,30)$ .....	100
6.2.5 Συμπεράσματα.....	103
6.3 ΓΡΑΦΙΚΕΣ ΑΠΕΙΚΟΝΙΣΕΙΣ .....	103
<b>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 7 CASE 2: ΚΡΗΤΗ-ΠΕΡΙΠΤΩΣΗ ΑΤΥΧΗΜΑΤΟΣ ΜΕ ΣΥΝΤΟΜΗ ΔΙΑΡΡΟΗ .....</b>	<b>107</b>
7.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ .....	107
7.2 ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ .....	107
<b>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 8 CASE 3: ΙΟΝΙΟ, ΠΕΡΙΠΤΩΣΗ ΔΙΑΣΠΟΡΑΣ ΜΕ ΣΥΝΕΧΟΜΕΝΗ ΕΚΛΥΣΗ .....</b>	<b>111</b>
8.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ .....	111
8.2 ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ .....	111
<b>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 9 CASE 4: ΝΕΣΤΟΣ, ΠΕΡΙΠΤΩΣΗ ΔΙΑΣΠΟΡΑΣ ΑΠΟ ΤΙΣ ΑΠΟΡΡΟΕΣ .....</b>	<b>115</b>
9.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ .....	115
9.2 ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ .....	115
<b>ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ .....</b>	<b>120</b>
<b>ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ .....</b>	<b>121</b>
<b>ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ : ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΤΩΝ NOTEBOOKS ΤΟΥ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΟΥ ΕΡΓΑΛΕΙΟΥ.....</b>	<b>123</b>
NOTEBOOK_GRID.....	123
Μέθοδος 1 : Μερκατοριανή προβολή.....	123
Μέθοδος 2 : Σταθερές προσαυξήσεις γεωγραφικού μήκους και πλάτους.....	123

NOTEBOOK_BATHY .....	124
NOTEBOOK_VERTCOORD .....	125
NOTEBOOK_TIME .....	128
NOTEBOOK_OBCFORCING .....	129
NOTEBOOK_RIVERS .....	130
NOTEBOOK_TIDE .....	132
NOTEBOOK_OFFLINE .....	134
NOTEBOOK_WAVE .....	134
NOTEBOOK_SPONGELAYER .....	135
NOTEBOOK_EQSTATE .....	136
NOTEBOOK_ADVECTION .....	137
NOTEBOOK_OPTICAL .....	138
NOTEBOOK_VISCO .....	138
NOTEBOOK_AIRSEAFUX .....	139
NOTEBOOK_NESTING .....	139
NOTEBOOK_GRAPH .....	142
NOTEBOOK_DATEOUTPUT .....	143
NOTEBOOK_BOUEES .....	143
NOTEBOOK_TRACER .....	144
NOTEBOOK_ATLAS .....	145

## Κεφάλαιο 1: Θαλάσσια Ρύπανση και Ρύπανση από Ραδιενέργεια

### 1.1 Εισαγωγή

Η οποιαδήποτε δραστηριότητα που παράγει ή χρησιμοποιεί ραδιενεργά υλικά δημιουργεί ραδιενεργά απόβλητα. Οι εξορύξεις, η παραγωγή πυρηνικής ενέργειας, και διάφορες διεργασίες στην βιομηχανία, στην άμυνα, στην ιατρική και στην επιστημονική έρευνα παράγουν παραπροϊόντα που περιλαμβάνουν ραδιενεργά απόβλητα. Το ραδιενεργό απόβλητο μπορεί να είναι σε αέρια, υγρή ή στερεή μορφή, και το επίπεδο ενεργότητάς του μπορεί να ποικίλει. Το απόβλητο μπορεί να παραμείνει ραδιενεργό για λίγες ώρες ή μερικούς μήνες ή ακόμη και χιλιάδες χρόνια. Επειδή μπορεί να είναι τόσο επικίνδυνο και να παραμείνει ραδιενεργό για τόσο διάστημα, η εύρεση των κατάλληλων εγκαταστάσεων διάθεσης για ραδιενεργά απόβλητα είναι δύσκολη. Ανάλογα με τον τύπο του αποβλήτου που απορρίπτεται, ο χώρος διάθεσης μπορεί να παραμείνει ραδιενεργός για αρκετά μεγάλο χρονικό διάστημα. Η σωστή διαχείριση των αποβλήτων είναι ουσιαστική για να διασφαλιστεί η προστασία της υγείας και της ασφάλειας του πληθυσμού και η ποιότητα του περιβάλλοντος περιλαμβάνοντας τον αέρα, το έδαφος και τα ύδατα. Η διάθεση των ραδιενεργών αποβλήτων είναι ένα περίπλοκο ζήτημα, όχι μόνο λόγω της φύσης του αποβλήτου, αλλά επίσης και λόγω της πολύπλοκης δομής του νομικού συστήματος που διέπει τη διαχείριση των ραδιενεργών αποβλήτων.

Ένας από τους πλέον πρόσφατους ορισμούς είναι : «... ραδιενεργά απόβλητα είναι τα υλικά τα οποία περιέχουν ραδιενεργά χημικά στοιχεία και δεν έχουν κανένα πρακτικό σκοπό». Ο νομικός ορισμός των ραδιενεργών αποβλήτων στην Ελλάδα είναι : «... ραδιενεργές ουσίες, για τις οποίες σύμφωνα με την Ευρωπαϊκή Οδηγία 96/29/EURATOM, δεν προβλέπεται καμία περαιτέρω χρήση ...».<sup>1</sup>

#### Υγρά Ραδιενεργά απόβλητα

Ραδιενεργές ουσίες περιέχονται στα νερά ψύξης και σε άλλα υγρά απόβλητα από πυρηνικούς αντιδραστήρες που μπορεί να καταλήξουν στη θάλασσα. Επίσης, από πυρηνοκίνητα πλοία και υποβρύχια διαρρέει κάποια ποσότητα ραδιενέργειας, αλλά οι

---

<sup>1</sup> Κ. Φυτιανός (1996)



ποσότητες είναι πολύ μικρές σε σχέση με εκείνες που προέρχονται από σταθμούς πυρηνικής ενέργειας. Υπάρχουν διάφοροι τύποι αντιδραστήρων, στο σύνολό τους εξαρτώνται από ενέργεια που προέρχεται από τη σχάση ουρανίου, που βρίσκεται συνήθως υπό τη μορφή διοξειδίου του ουρανίου.

Οι μεγάλες ποσότητες νερού ψύξης που απαιτούνται, καθώς και κάποια υγρά απόβλητα χαμηλής ενεργότητας, διατίθενται σε ποταμούς ή στη θάλασσα. Οι μονάδες επεξεργασίας ραδιενεργών καταλοίπων διοχετεύουν άμεσα ή έμμεσα στα θαλάσσια ύδατα μεγάλες ποσότητες υγρών αποβλήτων που περιέχουν μικρές ποσότητες ραδιονουκλιδίων. Το μεγαλύτερο ενδιαφέρον συγκεντρώνεται στα απόβλητα που περιέχουν Καίσιο-137 και -134, ρουθίνιο-106, στρόντιο-90 και αμερίκιο-241, τα οποία έχουν μεγάλη ημιπερίοδο ζωής. Η συμπεριφορά αυτών των ραδιονουκλιδίων στη θάλασσα εξαρτάται από τη χημική μορφή και τα φυσικοχημικά χαρακτηριστικά τους. Το καίσιο-137 παραμένει αδιάλυτο και έχει μια ημιπερίοδο ζωής 30 χρόνια. Άλλα ραδιονουκλίδια και πιο συγκεκριμένα κυρίως το ρουθίνιο και το πλουτώνιο έχουν την τάση να προσροφώνται σε αιωρούμενα σωματίδια και να καταλήγουν στην επιφάνεια του βυθού, οπότε συσσωρεύονται στα λεπτόκοκκα επιφανειακά ιζήματα.

#### **Στερεά Ραδιενεργά απόβλητα**

Η εναπόθεση στερεών ραδιενεργών αποβλήτων στη θάλασσα άρχισε από το 1946, και από τότε αυξήθηκε σημαντικά αλλά κάτω από διεθνή έλεγχο. Το 1972 με τη συμφωνία του Λονδίνου που υπογράφηκε από 91 χώρες, ρυθμίστηκαν οι εναποθέσεις ραδιενεργών στερεών καταλοίπων στη θάλασσα. Σύμφωνα με τη συμφωνία αυτή απαγορεύεται η εναπόθεση αποβλήτων υψηλής ραδιενέργειας. Σαν υλικά υψηλής ραδιενέργειας χαρακτηρίστηκαν εκείνα που περιέχουν ανά τόνο υλικού : περισσότερο από 1 εκατομμύριο Ci τρίτιο, 1000 Ci εκπομπή ακτινοβολίας β και γ, 100 Ci στρόντιο-90 και καίσιο-137 ή 1 Ci εκπομπή ακτινοβολίας α με ημιπερίοδο ζωής πάνω από 50 χρόνια.

Το 1995 άρχισαν να διενεργούνται έρευνες για 23 ύποπτα ναυάγια πλοίων στη Μεσόγειο για την πιθανή παράνομη εναπόθεση χιλιάδων τόνων ραδιενεργών αποβλήτων στο βυθό της Μεσογείου<sup>2</sup>.

Η ραδιενέργεια στην οποία εκτίθενται οι θαλάσσιοι οργανισμοί στις περιοχές των «ύποπτων» ναυαγίων και γύρω από αυτές είναι κάτω από τα φυσικά όρια και κάτω από τον ρυθμό δόσης που συνεπάγεται επικίνδυνες δράσεις σε μεμονωμένους θαλάσσιους οργανισμούς ή σε ομάδες αυτών.

### **Βιοσυσσωρευση**

Τα ραδιονουκλίδια συμπεριφέρονται χημικά κατά τον ίδιο τρόπο όπως τα μη ραδιενεργά ισότοπα τους που υπάρχουν στη φύση, αλλά η δυνατότητα βιοσυσσωρευσης στην τροφική σημασία έχει μεγαλύτερη σημασία.

Τα φύκια έχουν την ικανότητα να προσλαμβάνουν μεγάλες συγκεντρώσεις ουσιών από το νερό που τα περιβάλλει. Οι θαλάσσιοι οργανισμοί έχουν γενικά μια σχετικά υψηλή ανθεκτικότητα ως προς τη ραδιενέργεια. Παρ' όλα αυτά πρέπει να αναμένεται ότι θα παρουσιαστούν βλάβες σε μερικά μεμονωμένα ευαίσθητα είδη καθώς και γενετικές διαταραχές που αποτελούν αναπόφευκτη συνέπεια της έκθεσης σε ραδιενέργεια, ανεξάρτητα αν η τελευταία είναι φυσικής ή ανθρωπογενούς προέλευσης.

Η ραδιενέργεια δεν επηρεάζει μόνο εξωτερικά τους θαλάσσιους οργανισμούς, αλλά εκπέμπεται και από ισότοπα που βρίσκονται στους ιστούς τους. Για το λόγο αυτό, οργανισμοί διαφορετικού σχήματος, μάζας και μεγέθους επηρεάζονται με διαφορετικό τρόπο από την ακτινοβολία. Η κοσμική ακτινοβολία είναι σημαντική μόνο για τους οργανισμούς που ζουν κοντά στην επιφάνεια των υδάτων.

Τα ραδιονουκλίδια αποτελούν ισχυρά τοξικά, λόγω της ακτινοβολίας που εκπέμπουν και της καταστροφής των βιολογικών συστημάτων, λόγω απορρόφησης ενέργειας από αυτήν. Δύο είδη καταστροφών μπορούν να συμβούν, είτε άμεσου αποτελέσματος, είτε με μελλοντικές συνέπειες στις επόμενες γενεές, λόγω καταστροφής του γενετικού υλικού. Οι συνέπειες της ραδιενέργειας δεν πρέπει να

---

<sup>2</sup> <http://www.protothema.gr/politics/article/356656/kataggelia-sok-apo-venizelo-italiki-mafia-rihnei-radienerga-apovlita-sti-mesogeio/>

γενικεύονται για όλους τους οργανισμούς επειδή ποικίλουν ανάλογα με τα στοιχεία και τα ισότοπα. Η τοξικότητα που προκαλείται από τη ραδιενέργεια μπορεί να οριστεί με την LD (Lethal Dose - θανατηφόρα δόση), όπως ακριβώς και η τοξικότητα των επιβλαβών ουσιών.

Οι συνυπάρχουσες επικρατούσες συνθήκες είναι καθοριστικής σημασίας για τις συνέπειες της ραδιενέργειας που εξαρτώνται από τη θερμοκρασία και την αλατότητα, καθώς και από την προσαρμοστικότητα των οργανισμών.

### **Κίνδυνοι για την ανθρώπινη υγεία**

Ο ανθρώπινος οργανισμός είναι συνεχώς εκτεθειμένος σε μια ποικιλία πηγών ραδιενέργειας, φυσική ή ανθρωπογενούς προέλευσης. Η μέση ετήσια δόση στον άνθρωπο προέρχεται από ραδιενεργά κατάλοιπα, ιατρική ακτινοβολία, κοσμικές ακτίνες, υλικά οικοδομών και άλλες πηγές. Έκθεση σε ραδιενέργεια από τη θάλασσα μπορεί να προέλθει είτε από την κατανάλωση θαλασσινής τροφής που έχει συσσωρεύσει ραδιενεργές ουσίες είτε από εξωτερική έκθεση σε ραδιενεργό υπόστρωμα στις ακτές.

Χρόνια έκθεση σε ιοντίζουσα ακτινοβολία μπορεί να προκαλέσει σωματικές βλάβες, κυρίως λευχαιμία και καρκίνο των ιστών ή γενετικές βλάβες που εκδηλώνονται στις μεταγενέστερες γενιές. Είναι πάντοτε δύσκολη η συσχέτιση μεταξύ της χρόνιας έκθεσης σε χαμηλής έντασης ακτινοβολία και σε συγκεκριμένα περιστατικά.

Τα ραδιονουκλίδια δρουν κατά διαφορετικό τρόπο και αυτό εξαρτάται από τη δομή τους. Έτσι διαφέρουν στον τρόπο, στα όργανα όπου συσσωρεύονται και στο χρόνο παραμονής τους.<sup>3</sup>

## **1.2 Διεθνείς Συνθήκες για την προστασία του θαλάσσιου περιβάλλοντος**

Για την προστασία του θαλάσσιου περιβάλλοντος από τις επιπτώσεις ραδιονουκλιδίων, σε Ευρωπαϊκό και διεθνές επίπεδο υπάρχουν μια σειρά από συνθήκες μεταξύ κρατών που καθορίζουν το πλαίσιο προστασίας.

---

<sup>3</sup> Clark R.B. (1997).

### 1.2.1 Συνθήκη HELCOM<sup>4</sup>

Η HELCOM είναι το κυβερνητικό όργανο της Σύμβασης για την Προστασία του Θαλάσσιου Περιβάλλοντος της περιοχής της θάλασσας της Βαλτικής, γνωστή ως η Σύμβαση του Ελσίνκι. Τα συμβαλλόμενα μέρη είναι η Δανία, η Εσθονία, η Ευρωπαϊκή Ένωση, η Φινλανδία, η Γερμανία, η Λετονία, η Λιθουανία, η Πολωνία, η Ρωσία και η Σουηδία.

Η HELCOM εγκαθιδρύθηκε περίπου πριν από δύο δεκαετίες για την προστασία του θαλάσσιου περιβάλλοντος της Βαλτικής από όλες τις πηγές ρύπανσης μέσω διακυβερνητικών χειρισμών. Το όραμα της HELCOM για το μέλλον είναι ένα υγιές περιβάλλον της θάλασσας της Βαλτικής με τις διαφορετικές βιολογικές συνιστώσες να λειτουργούν σε ισορροπία, καταλήγοντας σε ένα καλό οικολογικό καθεστώς και υποστηρίζοντας ένα μεγάλο εύρος αειφόρων οικονομικών και κοινωνικών δραστηριοτήτων. Η HELCOM είναι ένας διαμορφωτής περιβαλλοντικής πολιτικής για την Βαλτική που αναπτύσσει κοινούς περιβαλλοντικούς στόχους και δράσεις, ένα περιβαλλοντικό σημείο εστίασης που παρέχει πληροφορίες σχετικά με την κατάσταση και τις τάσεις στο θαλάσσιο περιβάλλον, την αποτελεσματικότητα των μέτρων προστασίας και κοινές αρχές και θέσεις, που μπορούν να διαμορφώσουν τη βάση για την λήψη αποφάσεων σε σχέση με άλλους εξωτερικούς φορείς. Είναι ένα όργανο για την ανάπτυξη, σύμφωνα με ειδικές ανάγκες της Βαλτικής, συστάσεων για το ίδιο και συστάσεων επιπρόσθετων των μέτρων που τίθενται από άλλους Διεθνείς Οργανισμούς. Είναι ένα εποπτικό όργανο αφιερωμένο στην εξασφάλιση ότι τα περιβαλλοντικά πρότυπα της HELCOM εφαρμόζονται πλήρως από όλα τα μέλη σε όλη τη Βαλτική και στην περιοχή της λεκάνης απορροής. Τέλος, είναι ένα συντονιστικό όργανο, για την διοργάνωση της πολυμερούς αντίδρασης σε περίπτωση ενός μεγάλου θαλάσσιου συμβάντος.

### 1.2.2 Συνθήκη OSPAR<sup>5</sup>

Η Σύμβαση για την Προστασία του Θαλάσσιου Περιβάλλοντος του Βορειοανατολικού Ατλαντικού (η συνθήκη “OSPAR”) ήταν ανοιχτή προς υπογραφή

---

<sup>4</sup> <http://helcom.fi/>

<sup>5</sup> <http://www.ospar.org/>

στην Υπουργική Συνεδρίαση των Επιτροπών του Όσλο και του Παρισιού στο Παρίσι στις 22 Σεπτεμβρίου του 1992. Υιοθετήθηκε μαζί με την Τελική διακήρυξη και ενός Σχεδίου Δράσης.

Η Σύμβαση υπογράφηκε και κυρώθηκε από όλα τα συμβαλλόμενα μέρη στις αρχικές συμβάσεις του Όσλο ή του Παρισιού (Βέλγιο, Δανία, Ευρωπαϊκή Ένωση, Φινλανδία, Γαλλία, Γερμανία, Ισλανδία, Ιρλανδία, Ολλανδία, Νορβηγία, Πορτογαλία, Ισπανία, Σουηδία και το Ηνωμένο Βασίλειο και η Βόρεια Ιρλανδία) και από το Λουξεμβούργο και την Ελβετία.

Στην Σύμβαση OSPAR περιλαμβάνεται μια σειρά από παραρτήματα που ασχολούνται με τις ακόλουθες ενότητες:

- Παράρτημα I: Πρόληψη και εξάλειψη της μόλυνσης από χερσαίες πηγές.
- Παράρτημα II: Πρόληψη και εξάλειψη της μόλυνσης από χωματερές και καύση.
- Παράρτημα III: Πρόληψη και εξάλειψη της μόλυνσης από υπεράκτιες πηγές, και
- Παράρτημα IV: Αξιολόγηση της ποιότητας του θαλάσσιου περιβάλλοντος.

### 1.2.3 MEDPOL<sup>6</sup>

Το MED POL πρόγραμμα είναι υπεύθυνο για τις επακόλουθες εργασίες που σχετίζονται με την εφαρμογή του LBS Πρωτόκολλου (Land-Based Sources and Activities-Ρύπανση από χερσαίες πηγές και δραστηριότητες), του Πρωτοκόλλου για την Προστασία της Θάλασσας της Μεσογείου από την Μόλυνση από τις Χερσαίες Πηγές και Δραστηριότητες (1980, που τροποποιήθηκε το 1996), και τα Πρωτοκόλλα για την διάθεση των Στερεών και των Επικίνδυνων Αποβλήτων. Το MED POL βοηθάει τις χώρες της Μεσογείου στην διαμόρφωση και εφαρμογή των προγραμμάτων παρακολούθησης της ρύπανσης, συμπεριλαμβανομένων και των μέτρων ελέγχου της ρύπανσης και την σύνταξη σχεδίων δράσης με στόχο την εξάλειψη της ρύπανσης από χερσαίες πηγές.

---

<sup>6</sup> <http://www.unepmap.org/>

Για την πλειοψηφία των ρυπαντών, η εκτίμηση των επιπέδων της θαλάσσιας ραδιενέργειας και η ανταπόκριση σε επικίνδυνες καταστάσεις πρέπει να είναι το αντικείμενο μιας ολοκληρωμένης προσέγγισης με απρόσκοπτη διεθνή συνεργασία, αφού είναι ένα τυπικό διασυνοριακό πρόβλημα. Στο επίπεδο της Μεσογείου αυτό το έργο είναι μάλλον περιορισμένο και η ανταπόκριση βασίζεται σε ad hoc διαδικασίες.

*Παρακολούθηση της θαλάσσιας ρύπανσης MED-POL στην Ελλάδα:*

Το ΥΠΕΧΩΔΕ έχει από το 1983 την ευθύνη οργάνωσης και συντονισμού του Εθνικού Προγράμματος Συστηματικής Παρακολούθησης της θαλάσσιας ρύπανσης (MED POL Monitoring), στα πλαίσια των δραστηριοτήτων του Μεσογειακού Σχεδίου Δράσης (Mediterranean Action Plan/UNEP) και σε εφαρμογή της Διεθνούς Σύμβασης της Βαρκελώνης (1976) για την "Προστασία της Μεσογείου από την Ρύπανση".

Το Εθνικό Πρόγραμμα MED POL περιλαμβάνει:

- Κλειστοί κόλποι: Έχουν επιλεγεί για παρακολούθηση οι κόλποι Σαρωνικός, Πατραϊκός, Θερμαϊκός και ορισμένες θαλάσσιες περιοχές των νησιών Κρήτης, Λέσβου και Ρόδου. Γίνονται δειγματοληψίες 4 φορές τον χρόνο, σε στήλη νερού, ιζήματα και οργανισμούς. Το δίκτυο αυτό περιλαμβάνει συνολικά 246 σταθμούς από τους οποίους 28 σταθμοί αφορούν χερσαίες πηγές ρύπανσης, 79 σταθμοί βρίσκονται σε παράκτιες περιοχές, εκβολές ποταμών και σε ιδιαίτερα επιβαρυνμένες θέσεις, 138 σταθμοί σε ακτές κολύμβησης και 1 σταθμός ελέγχου αερομεταφερόμενης ρύπανσης.
- Ανοιχτές θάλασσες: Έχουν επιλεγεί 38 χαρακτηριστικοί σταθμοί δειγματοληψίας κατανεμημένοι στο Αιγαίο και Ιόνιο πέλαγος. Γίνονται δειγματοληψίες 2 φορές το χρόνο, σε στήλη νερού, ιζήματα και οργανισμούς.

Στο πρόγραμμα συμμετέχουν 17 επιστημονικά εργαστήρια και Ινστιτούτα από την Αθήνα και τις αντίστοιχες περιοχές. Μετρώνται φυσικές-ωκεανογραφικές παράμετροι, θρεπτικά συστατικά, βαρέα μέταλλα, πετρελαιοειδή, πλαγκτόν, φυτοφάρμακα, πολυχλωριωμένα διφαινύλια (PCBs) και δείκτες μικροβιακής ρύπανσης. Το πρόγραμμα έχει συνταχθεί με βάση τις προδιαγραφές που υιοθέτησαν από κοινού όλες οι Μεσογειακές χώρες. Οι ετήσιες εκθέσεις του προγράμματος

MED POL υποβάλλονται από το ΥΠΕΧΩΔΕ στην Συντονιστική Μονάδα (UNIT) του Μεσογειακού Σχεδίου Δράσης, που εδρεύει στην Αθήνα. Με βάση τα δεδομένα των ως σήμερα Εθνικών Εκθέσεων MED POL των Μεσογειακών χωρών, έχουν ήδη προταθεί από την UNIT και υιοθετηθεί ομόφωνα από τις χώρες της Μεσογείου κοινά κριτήρια ποιότητας για ορισμένες παραμέτρους.

### 1.3 Ο ΔΟΑΕ

Το ΔΟΑΕ είναι ευρέως γνωστό ως η Παγκόσμια Οργάνωση των «Ατόμων για την Ειρήνη» μεταξύ της οικογένειας των Ηνωμένων Εθνών. Ιδρύθηκε το 1957 ως το παγκόσμιο κέντρο για την συνεργασία στο πυρηνικό πεδίο. Η Οργάνωση συνεργάζεται με τα Κράτη Μέλη και πολλαπλούς συνεργάτες σε παγκόσμιο επίπεδο για να προάγει την ασφαλή και ειρηνική χρήση της πυρηνικής τεχνολογίας.

Η κυρίαρχη άποψη των δραστηριοτήτων του ΙΕΑΑ στην περιβαλλοντική μοντελοποίηση είναι να εμβαθύνει τις δυνατότητες των Κρατών Μελών για την προσομοίωση της μεταφοράς των ραδιονουκλιδίων στο περιβάλλον και, ως εκ τούτου, να αξιολογήσει τα επίπεδα έκθεσης του κοινού στο περιβάλλον με σκοπό να διαβεβαιώσει ένα κατάλληλο επίπεδο για την προστασία από τις επιδράσεις της ιονίζουσας ακτινοβολίας, που σχετίζεται με τις εκλύσεις ραδιονουκλιδίων και από τα ήδη υπάρχοντα ραδιονουκλίδια στο περιβάλλον. Συγκεκριμένες οπτικές όσον αφορά την αξιολόγηση των ραδιενεργών εκλύσεων, την αποκατάσταση των πεδίων από τα ραδιενεργά κατάλοιπα, και την περιβαλλοντική προστασία είναι:

- Να εξετασθούν οι αποδόσεις των μοντέλων που αναπτύσσονται για την αξιολόγηση της μεταφοράς των ραδιονουκλιδίων στο περιβάλλον και την ραδιενεργή επίδραση στον άνθρωπο και το περιβάλλον.
- Να αναπτύξει και να βελτιώσει μοντέλα για συγκεκριμένα περιβάλλοντα και, όπου απαιτείται, να συμφωνεί με σετ δεδομένων που είναι γενικά εφαρμόσιμα στα περιβαλλοντικά μοντέλα μεταφοράς.
- Να παρέχει ένα διεθνές forum για την ανταλλαγή εμπειριών, ιδεών και ερευνητικές πληροφορίες.

### 1.3.1 IAEA-MARIS (Marine Information System)<sup>7</sup>

Το Marine Information System του Διεθνούς Οργανισμού Ατομικής Ενέργειας είναι μια σχεσιακή βάση δεδομένων, που βασίζεται σε GIS (Γεωγραφικά Συστήματα Πληροφοριών), καλύπτοντας της κατανομή των ραδιενεργών και σταθερών ισότοπων στο θαλάσσιο περιβάλλον. Το MARIS επίσης περιλαμβάνει ωκεανογραφικές παραμέτρους, όπως θερμοκρασία του θαλασσινού νερού, αλατότητα και βαθυμετρία. Η βάση δεδομένων αναπτύχθηκε στο Ραδιομετρικό Εργαστήριο των Περιβαλλοντικών Εργαστηρίων του ΙΑΕΑ στο Μονακό. Ο πρώτος κύριος στόχος του MARIS είναι να παρέχει πληροφορίες ρύπανσης από ραδιενέργεια στο θαλάσσιο περιβάλλον. Στο παρελθόν αυτή η λειτουργία υποστηριζόταν από την Παγκόσμια Θαλάσσια Βάση Δεδομένων Ραδιενέργειας (GLOMARD). Το MARIS περιέχει δεδομένα των πιο σημαντικών ραδιονουκλιδίων στους ωκεανούς και στις θάλασσες, ειδικά στο θαλασσινό νερό, στα αιωρούμενα σωματίδια, στον βιόκοσμο και στα ιζήματα. Αυτά τα δεδομένα προκύπτουν από επιστημονικά άρθρα, εκθέσεις και βάσεις δεδομένων που δημιουργήθηκαν σε ινστιτούτα ή επιστημονικά προγράμματα των Κρατών Μελών και μπορούν να χρησιμοποιηθούν με κατάλληλες αναφορές των πηγών και των βιβλιογραφικών αναφορών. Η ποσοτικοποίηση των συνεισφορών από τις πηγές των ραδιονουκλιδίων στους ωκεανούς και στις θάλασσες, η υπολογιστική μοντελοποίηση της διασποράς των ραδιονουκλιδίων και οι μελέτες ραδιολογικής αξιολόγησης απαιτούν ότι τα Κράτη Μέλη του ΙΑΕΑ παρέχουν πληροφορίες για τα προηγούμενα και τα τωρινά επίπεδα των ραδιονουκλιδίων στο θαλάσσιο περιβάλλον. Το ΙΑΕΑ δρα ως Υπηρεσία Αξιολόγησης πληροφοριών σε ραδιενεργούς ρυπαντές στο θαλάσσιο περιβάλλον και δημιουργεί δεδομένα για τα επίπεδα των θαλάσσιων ραδιονουκλιδίων που να είναι διαθέσιμα για τα Κράτη Μέλη για μελλοντικές μελέτες εκτίμησης και την αξιολόγηση των τάσεων στην ρύπανση του θαλάσσιου περιβάλλοντος. Σε αυτό το πλαίσιο το ΙΑΕΑ-EL του Μονακό δρα ως η κεντρική εγκατάσταση για τη συλλογή, τη σύνθεση και την ερμηνεία των δεδομένων της θαλάσσιας ραδιενέργειας στους ωκεανούς και έχει ως στόχο:

- Να παρέχει άμεσες και ενημερωμένες πληροφορίες για τα επίπεδα των ραδιονουκλιδίων και καταγραφές στις θάλασσες και τους ωκεανούς.

---

<sup>7</sup> <http://maris.iaea.org/>



- Να παρέχει στιγμιότυπα των επιπέδων των ραδιονουκλιδίων σε οποιοδήποτε χρόνο σε οποιαδήποτε τοποθεσία.
- Να διερευνά τις μεταβολές με το χρόνο στα επίπεδα των ραδιονουκλιδίων και στις καταγραφές.
- Να παρέχει δεδομένα για εξακρίβωση των μοντέλων στην διασπορά των ραδιονουκλιδίων στο θαλάσσιο περιβάλλον.
- Να παρέχει βάσεις για αξιολογήσεις των ραδιενεργών δόσεων στους τοπικούς, περιφερειακούς και παγκόσμιους ανθρώπινους πληθυσμούς και στη θαλάσσια βιοκοινότητα, και
- Να προσδιορίζει κενά στις διαθέσιμες πληροφορίες.

Τα δεδομένα που παρέχονται από το MARIS θα χρησιμοποιηθούν ως διεθνής πηγή αναφοράς στη ρύπανση από ραδιονουκλίδια του θαλάσσιου περιβάλλοντος ώστε άλλες περεταίρω συνεισφορές από την πυρηνική βιομηχανία, τις τοποθεσίες διάθεσης ραδιενεργών αποβλήτων, τις περιοχές δοκιμών των πυρηνικών όπλων και από πιθανά πυρηνικά ατυχήματα να μπορούν να προσδιοριστούν.

Ο δεύτερος κύριος στόχος του MARIS είναι να παρέχει πληροφορίες στην κατανομή των ραδιενεργών και σταθερών ισοτόπων, μετάλλων ιχνηθετών και οργανικών συστατικών στους ωκεανούς και στις θάλασσες, που θα μπορούσαν να χρησιμοποιηθούν ως ιχνηθέτες για τη διερεύνηση των θαλάσσιων διεργασιών. Αυτό το μέρος της βάσης δεδομένων θα διευρύνεται ουσιαστικά, ώστε τα δεδομένα όλων των σημαντικών ωκεάνιων ιχνηθετών να είναι διαθέσιμα στα Κράτη Μέλη του IAEA για ωκεανογραφικές μελέτες. Τα δεδομένα που είναι αποθηκευμένα στο MARIS μπορούν να χρησιμοποιηθούν για μελέτες των δυναμικών του νερού και των ίζημάτων, διερεύνηση των διεργασιών στην υδάτινη στήλη, καθώς και για την εξακρίβωση των μοντέλων που χρησιμοποιούνται στις μελέτες κλιματικής αλλαγής. Τα δεδομένα που υποστηρίζουν τις ωκεανογραφικές παραμέτρους όπως η θερμοκρασία του θαλασσινού νερού, η αλατότητα και η βαθυμετρία της θάλασσας είναι κυρίως διαθέσιμα στα Κράτη Μέλη του IAEA μέσω Internet.

### 1.3.2 Το πρόγραμμα MODARIA του ΔΟΑΕ <sup>8</sup>

Ο γενικός σκοπός του Προγράμματος MODARIA είναι να βελτιώσει τις δυνατότητες στο πεδίο της αξιολόγησης της δόσης ραδιενέργειας στο περιβάλλον μέσω της απόκτησης βελτιωμένων δεδομένων για την δοκιμή μοντέλων, για την δοκιμή μοντέλων και την σύγκριση, την επίτευξη συνείδησης στις φιλοσοφίες της μοντελοποίησης, τις προσεγγίσεις και τις παραμέτρους τιμών, την ανάπτυξη βελτιωμένων μεθόδων και την ανταλλαγή πληροφοριών. Το MODARIA συνεχίζει κάπως το έργο των προηγούμενων διεθνών επιχειρήσεων στο πεδίο της οικοραδιολογικής μοντελοποίησης και επικεντρώνεται σε περιοχές όπου οι αβεβαιότητες παραμένουν στην ικανότητα πρόβλεψης των περιβαλλοντικών μοντέλων. Οι δραστηριότητες στο πλαίσιο του Προγράμματος MODARIA δίνουν έμφαση στην βελτίωση των περιβαλλοντικών μοντέλων μεταφοράς για την μείωση των σχετιζόμενων αβεβαιοτήτων ή στην ανάπτυξη νέων προσεγγίσεων για να ισχυροποιηθεί η αξιολόγηση της ραδιολογικής επίδρασης στον άνθρωπο, καθώς και στη χλωρίδα και την πανίδα, που προκύπτουν από τα ραδιονουκλίδια στο περιβάλλον.

Το Πρόγραμμα MODARIA αναπτύσσεται με σκοπό την συνέχιση των δραστηριοτήτων του ΙΑΕΑ στο πεδίο της δοκιμής, της σύγκρισης και της ανάπτυξης οδηγιών για την εφαρμογή των μοντέλων για την αξιολόγηση έκθεσης στον άνθρωπο και την ραδιολογική επίδραση στο περιβάλλον. Τα αποτελέσματα των ραδιολογικών αξιολογήσεων χρησιμοποιούνται, για παράδειγμα, στην εκτίμηση ραδιολογικής σχετικότητας μεταξύ των συνήθων και των τυχαίων εκλύσεων ραδιονουκλιδίων, για την υποστήριξη στη λήψη αποφάσεων σε εργασίες απορρύπανσης και στην αξιολόγηση της απόδοσης της διάθεσης ραδιενεργών αποβλήτων.

Ιδιαίτερο ενδιαφέρον σε σχέση με την παρούσα εργασία έχει το MODARIA Working Group 10 – Για την μοντελοποίηση της θαλάσσιας διασποράς και μεταφοράς ραδιονουκλιδίων από τυχαία έκλυση από χερσαίες δραστηριότητες. Τα μοντέλα που χρησιμοποιήθηκαν στο MODARIA WG10 παρατίθενται στο Πίνακα 1.

---

<sup>8</sup> <http://www-ns.iaea.org/projects/modaria/default.asp?l=116>

Μοντέλο	Κλίμακα	W. circulation	Απευθείας Έκδοση	Εναπόθεση	Μετεωρολογικά	Παλιρροιακά	Απορροές	SR	SPM	Σύνθεση Προθμένα	Βαθμιαία
USEV	Τοπική	HYCOM,JC OPE2 jcope	Μέτρηση στην έξοδο	Μοντέλο NOAA	OXI	Δίκτυς του υπολογισμο ύς	OXI	OXI	OXI	Εκτίμηση από την βιβλιογραφία	Geodas
KAERI	Περιφερειακή Καθολική	HYCOM,N COM,JCOP E2	IRSN TEPCO	Δικό του Ατμοσφαιρικό Μοντέλο	KMA NOAA	Περιλαμβάνεται έμμεσα	OXI	SPM και ws	Βιβλιογραφία	OXI	GEBCO
JAEA	Τοπική Περιφερειακή Καθολική	Κυoto Univer, JAMSTEC	TEPCO	Μοντέλο των Terada et al (2012)	NCEP JMA-MSM	OXI					ΕΤΟΡΟΣ
<b>SIROCCO</b>	Τοπική Περιφερειακή	NCOM (BΨ)	5.1-5.5 PBq	<i>Polyphemus</i> /Πολικό	ECMWF	T-UGO	3 ποταμοί				<i>Gebco</i>
Ukraine	Περιφερειακή	KORDII, MOM3, HYCOM (bc)	Κυβερνητική Έκθεση Ιούλιος 2011	Δικό του μοντέλο	NCEP downscaling	Mike21		Δικό του	Δικό του	λάσπη/ άργιλος	Gebco

Πίνακας 1. Μοντέλα που χρησιμοποιήθηκαν στο WG 10 του Προγράμματος MODARIA του ΙΑΕΑ.

## Κεφάλαιο 2: Περιπτώσεις ραδιολογικής ρύπανσης της Θάλασσας

Το κεφάλαιο 2 περιγράφει μια σειρά από πραγματικά περιστατικά ραδιολογικής ρύπανσης σε διάφορες περιοχές του πλανήτη, με σκοπό να δείξει τις επιπτώσεις αυτών στα έμβια όντα και τα οικοσυστήματα καθώς και να αναλύσει σχετικά σενάρια που μπορεί να έχουν σημαντική πιθανότητα εμφάνισης στον Ελλαδικό χώρο.

### 2.1 Fukushima<sup>9 10</sup>

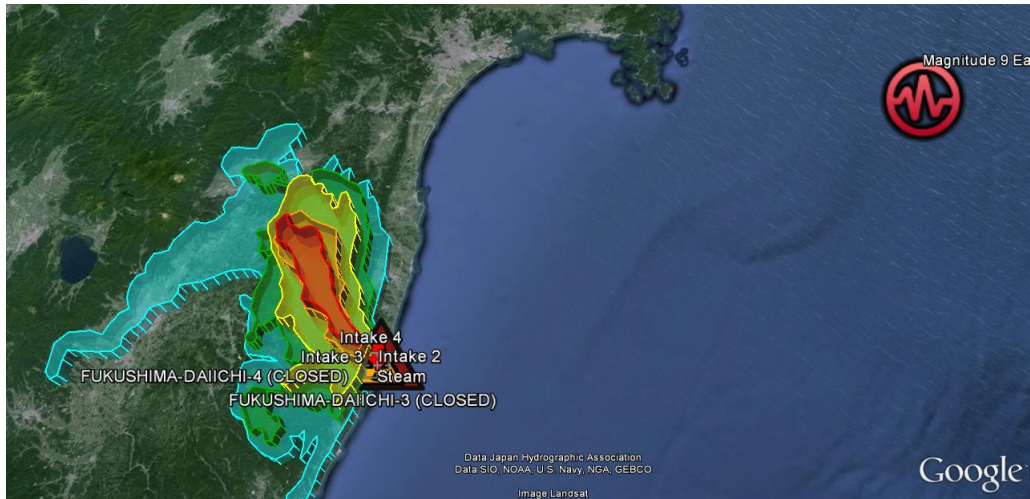
Ο μεγάλος σεισμός στην Ανατολική Ιαπωνία στις 11 Μαρτίου του 2011 συνέβη στον Ειρηνικό Ωκεανό 69 km από την Βόρεια Ιαπωνία. Δημιούργησε ένα τσουνάμι 40 m που χτύπησε την Ιαπωνική ακτή. Ένα μέρος αυτού του τσουνάμι έφτασε στον πυρηνικό σταθμό στην Fukushima Daiichi και προξένησε στο σύστημα της μονάδας διακοπή του ηλεκτρικού. Χωρίς ηλεκτρισμό, στην μονάδα χάθηκε η δυνατότητα παροχής νερού για την ψύξη των πυρηνικών καυσίμων στις Μονάδες Αντιδραστήρα 1, 2 και 3, καταλήγοντας στην τήξη στο κέντρο του πυρήνα. Αυτές οι τήξεις περιελάμβαναν εκρήξεις υδρογόνου στις μονάδες 1 και 3. Η μονάδα 4 είχε επίσης εκρήξεις υδρογόνου, παρά το γεγονός ότι η μονάδα 4 ήταν υπό προγραμματισμένη συντήρηση τη χρονική περίοδο που συνέβη το τσουνάμι και όλα τα πυρηνικά καύσιμα είχαν ήδη μεταφερθεί από ένα δοχείο υπό πίεση του αντιδραστήρα στην δεξαμενή αποθήκευσης μεταξύ της μονάδας 4 και του κτιρίου του αντιδραστήρα. Αυτές οι τρεις εκρήξεις υδρογόνου, μαζί με τα απαέρια από το σύστημα εξαερισμού από τις μονάδες 1, 2 και 3 απελευθέρωσαν ραδιονουκλίδια, κυρίως  $^{131}\text{I}$ ,  $^{134}\text{Cs}$  και  $^{137}\text{Cs}$  στην ατμόσφαιρα. Αυτά τα ραδιονουκλίδια με ενεργότητα  $3 \times 10^{17}$  Bq διασκορπίστηκαν στην ατμόσφαιρα, όπου κατά συνέπεια εναποτέθηκαν σε ξηρά και ωκεανό. Κάποια ραδιονουκλίδια απορρίφθηκαν απευθείας στον Ειρηνικό ωκεανό από την Πυρηνική μονάδα στην Fukushima και η ενεργότητά τους εκτιμάται από 3 έως 27 PBq<sup>11</sup>. Αυτές οι απορρίψεις ρύπαναν την ξηρά, τα ύδατα και μόλυναν τη βλάστηση και τους οργανισμούς.

---

<sup>9</sup> Yasuo Onishi (2014)

<sup>10</sup> W. Lin et al. (2014)

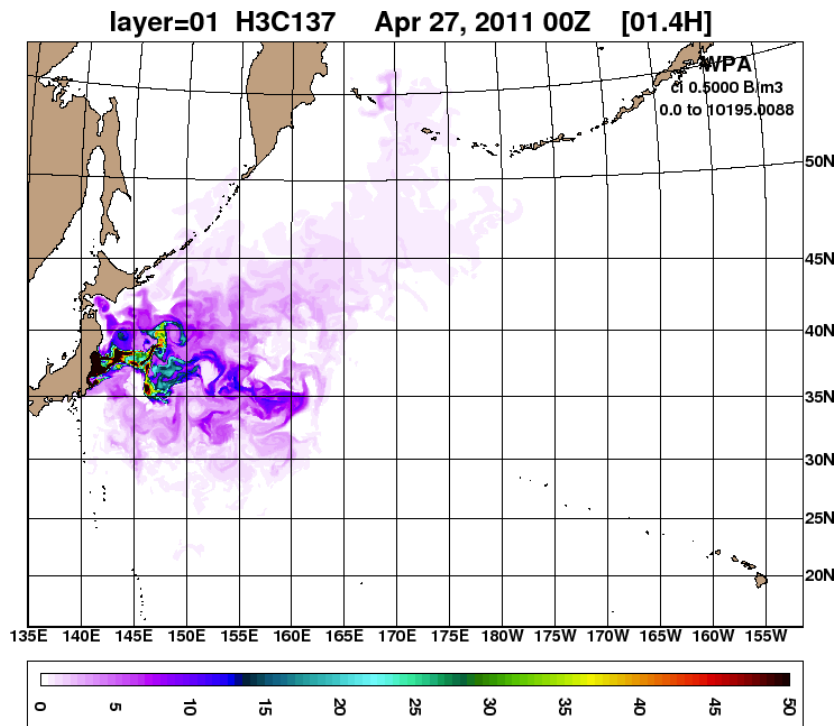
<sup>11</sup> P.P.Povinec et al (2013)



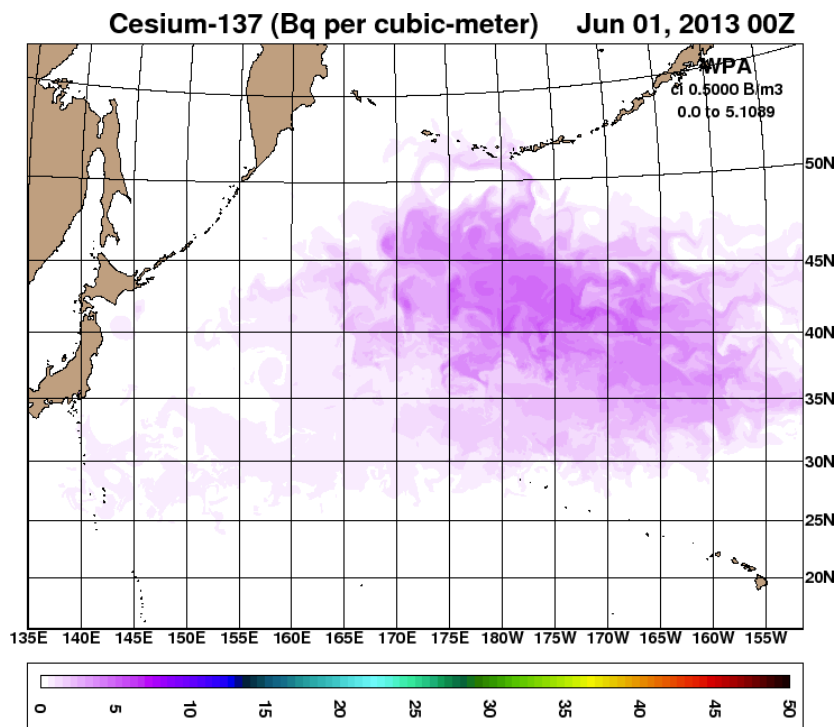
**Εικόνα 1.** Απεικόνιση σε ζώνες ανάλογα με την εναπόθεση του  $^{137}\text{Cs}$ . 3-30MBq/m<sup>2</sup>: κόκκινο, 3-6 MBq/m<sup>2</sup>: πορτοκαλί, 1-3 MBq/m<sup>2</sup>: κίτρινο, 0.6-1 MBq/m<sup>2</sup>: πράσινο, 0.3-0.6MBq/m<sup>2</sup>: γαλάζιο.<sup>12</sup>

Ιδιαίτερη αναφορά έχει γίνει για το  $^{137}\text{Cs}$ , λόγω του μεγάλου χρόνου ημιζωής του και ότι μετά το ατύχημα το 2011 έχει χρησιμοποιηθεί ως ιχνηθέτης για τα ρεύματα που επικρατούν στον Ειρηνικό ωκεανό. Η προσπάθεια για την εξαγωγή δεδομένων συγκέντρωσης του  $^{137}\text{Cs}$  σε ανοιχτό ωκεανό ακόμη συνεχίζεται, και οι μετρήσεις πραγματοποιούνται και σε επιφανειακά ύδατα και στο εσωτερικό του ωκεανού. Αυτά τα δεδομένα που προέκυψαν στον ανοιχτό ωκεανό κατέδειξαν ότι το ραδιενεργό Cs που προέκυψε από το ατύχημα της Fukushima και απελευθερώθηκε στον Βόρειο Ειρηνικό ωκεανό έχει μεταφερθεί ανατολικά από επιφανειακά ρεύματα και νότια σε όλο το επεκτεινόμενο ρεύμα Kuroshio σε υποεπιφανειακά στρώματα.

<sup>12</sup> <http://climateviewer.com/2013/11/24/10-most-radioactive-places-on-earth>



Εικόνα 2. Συγκέντρωση 137-Cs στις 27 Απριλίου 2011 στο επίπεδο της επιφάνειας (Bq/m³).



Εικόνα 3. Συγκέντρωση 137-Cs στη 01 Ιουνίου 2013 στο επίπεδο της επιφάνειας (Bq/m³).<sup>13</sup>

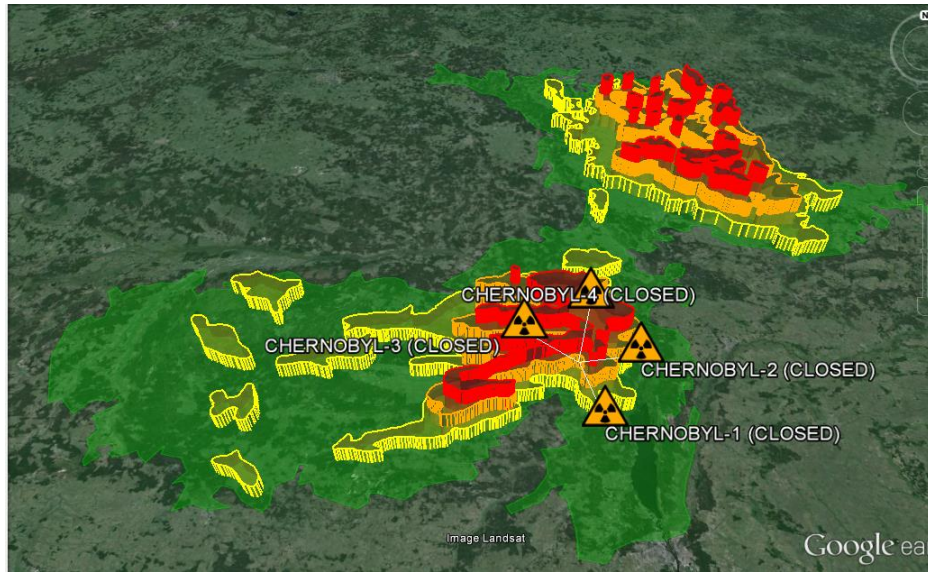
Για την προστασία των κατοίκων από τις επιπτώσεις αυτού του πυρηνικού ατυχήματος, η Ιαπωνική Κυβέρνηση εκκένωσε την περιοχή κοντά στην μονάδα, όπου

<sup>13</sup> <http://polar.ncep.noaa.gov/global/tracers/>

ζούσαν πάνω από 70000. Ο χρόνος ημιζωής του ραδιονουκλιδίου  $^{131}\text{I}$  είναι 8 ημέρες. Οπότε έχει ήδη διασπαστεί προς το περιβάλλον. Οι χρόνοι ημιζωής των  $^{134}\text{Cs}$  και  $^{137}\text{Cs}$  είναι δύο και 30 χρόνια, αντίστοιχα. Συνεπώς, ειδικά το  $^{137}\text{Cs}$ , θα παραμείνουν στο περιβάλλον για ακόμη μεγάλο χρονικό διάστημα. Υπάρχουν πολλά μονοπάτια που αυτά τα ραδιονουκλίδια μπορούν να επιδράσουν στη ζωή του ανθρώπου. Περιλαμβάνονται η απευθείας έκθεση από ρυπασμένο έδαφος, η πόση ρυπασμένου νερού, και η κατανάλωση μολυσμένης τροφής.

## 2.2 Chernobyl<sup>9</sup>

Σε 10 ημέρες από τις 26 Απριλίου 1986, το ατύχημα στο πυρηνικό εργοστάσιο του Chernobyl διασκόρπισε  $1.85 \times 10^{18}$  Bq ραδιονουκλιδίων στην ατμόσφαιρα. Αυτή η ποσότητα είναι περίπου έξι φορές αυτής της ατομικής βόμβας της Hiroshima. Το πυρηνικό εργοστάσιο βρίσκεται 120 km από το Κίεβο της Ουκρανίας, κατά μήκος του ποταμού Prypat, ενός παραποτάμου του ποταμού Dnieper που απορρέει στην Μαύρη Θάλασσα. Αυτά τα ραδιονουκλίδια που απελευθερώθηκαν από την Μονάδα 4 του πυρηνικού εργοστασίου του Chernobyl συνεπώς επικάθησαν στην χερσαία επιφάνεια, ρυπαίνοντας το περιβάλλον. Πολλά από αυτά τα επικαθούμενα ραδιονουκλίδια έφτασαν στον ποταμό Dnieper και στον παραπόταμό του, τον ποταμό Prypat. Ο ποταμός Dnieper παρέχει το 80% των αναγκών σε νερό στην Ουκρανία. Αυτό το νερό είναι το πόσιμο νερό του Κιέβου, της πρωτεύουσας της Ουκρανίας, και χρησιμοποιείται σε μεγάλο βαθμό ως νερό άρδευσης, μέσω του οποίου 20 εκατομμύρια Ουκρανοί μολύνθηκαν μέσω της κατανάλωσης τροφίμων που παράγονται χρησιμοποιώντας το νερό άρδευσης. Τα κυρίως ραδιονουκλίδια έχουν επηρεάσει τους ανθρώπους και το περιβάλλον έχουν μικρούς ( $^{131}\text{I}$ ) και μεγάλους χρόνους ζωής ( $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{90}\text{Sr}$  και  $^{239}$ ,  $^{240}$ ,  $^{241}\text{Pu}$ ).

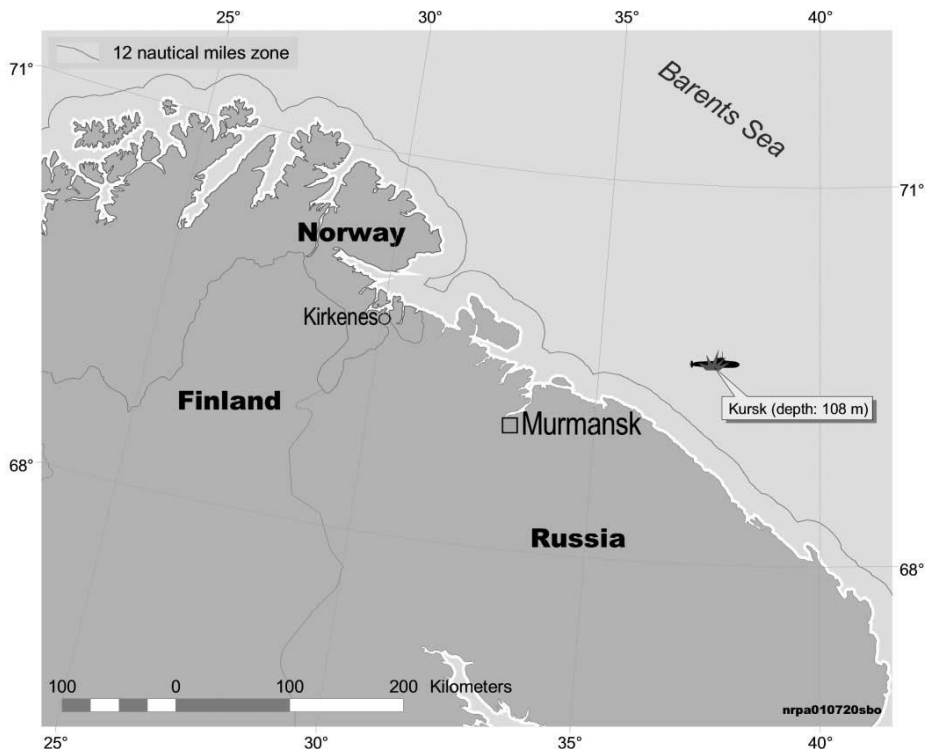


Εικόνα 4. Απεικόνιση σε ζώνες ανάλογα με την εναπόθεση του  $^{137}\text{Cs}$ .  $1-15\text{Ci}/\text{km}^2$  : πράσινο,  $>40\text{Ci}/\text{km}^2$  : κόκκινο,  $15-40\text{Ci}/\text{km}^2$  : πορτοκαλί,  $5-15\text{Ci}/\text{km}^2$  : κίτρινο.<sup>12</sup>

Η κοίτη του ποταμού Pripyat κατά μήκος του πυρηνικού εργοστασίου του Chernobyl είναι μια από τις πιο ρυπασμένες περιοχές από το ατύχημα του Chernobyl και περιέχει  $3 \times 10^{14}$  Bq  $^{90}\text{Sr}$ . Μια πλημύρα σε αυτή την περιοχή μεταφέρει  $^{90}\text{Sr}$  στον ποταμό Pripyat, συνεπώς και στον ποταμό Dnieper, παρέχοντας περίπου το μισό του  $^{90}\text{Sr}$  του ποταμού Dnieper.



## 2.3 Υποβρύχιο Kursk<sup>14</sup>



Εικόνα 5. Η τοποθεσία του υποβρυχίου Kursk.<sup>14</sup>

Το K-141 Kursk ήταν ένα Ρωσικό πυρηνοκίνητο υποβρύχιο που χάθηκε μαζί με όλο το πλήρωμά του όταν βυθίστηκε στη Θάλασσα του Μπάρεντς στις 12 Αυγούστου του 2000. Ήταν ένα από τα πρώτα σκάφη που ναυπηγήθηκαν μετά την πτώση της Σοβιετικής Ένωσης και τέθηκε σε ενέργεια τον Δεκέμβριο του 1994 εντασσόμενο στον Βόρειο Στόλο του Ρωσικού Ναυτικού. Το Kursk βρισκόταν στη θάλασσα για πραγματοποίηση άσκησης εκτόξευσης εικονικών τορπιλών στο Πιότρ Βελίκι, ένα καταδρομικό κλάσης Κίροφ. Τις πρωινές ώρες της 12ης Αυγούστου του 2000, πύραυλοι Κρουζ εκτοξευτήκαν από το υποβρύχιο σύμφωνα με τον τότε Ρώσο Υπουργό Εθνικής Άμυνας Ίγκορ Σεργκέιεβ και αναμενόταν αναφορά στις 18:00 ώρα Ρωσίας, αλλά η επαφή υποβρυχίου με το αρχηγείο των επιχειρήσεων της άσκησης δεν έγινε ποτέ. Λίγες ώρες νωρίτερα όμως στις 07:44 ώρα Ρωσίας (1144 GMT), σειсмоγράφοι στη Νορβηγία κατέγραψαν δύο δονήσεις έντασης 2,2 Ρίχτερ και 4,2 Ρίχτερ αντίστοιχα, με χρονική διαφορά μεταξύ τους 2 λεπτά και 15 δευτερόλεπτα. Το σκάφος βυθίστηκε στα 108 μέτρα, περίπου 135 χιλιόμετρα ανοιχτά του Σεβέρομορσκ, στην περιοχή με συντεταγμένες 69° 40' 0" N

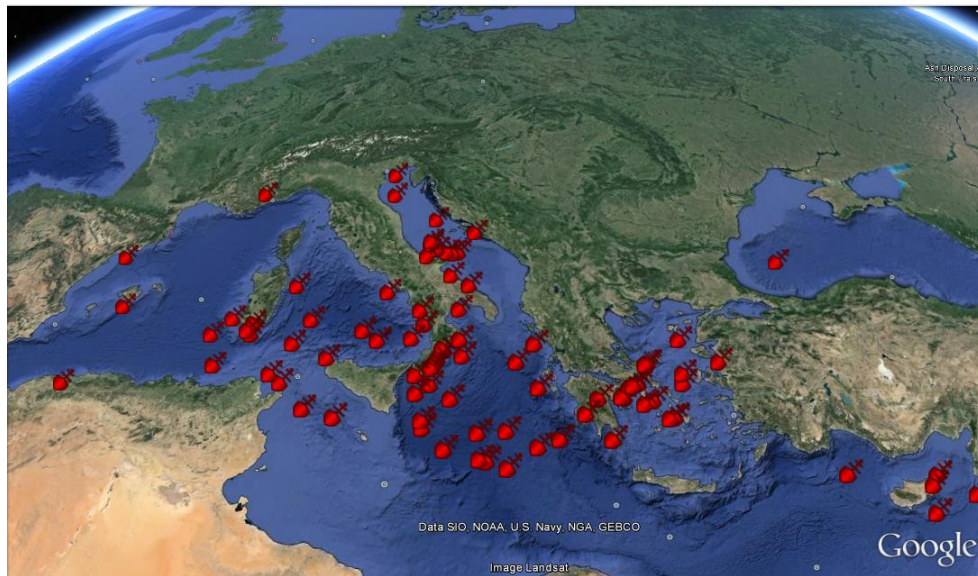
<sup>14</sup> I. Amundsen et al. (2002)

37° 35' 0" E. Στις 18:00 ώρα Ρωσίας και εφόσον το υποβρύχιο δεν είχε δώσει αναφορά για την έκβαση της αποστολής του, όπως ήταν προκαθορισμένο, λήφθηκαν μέτρα ετοιμότητας των δυνάμεων διάσωσης και σκάφη έσπευσαν να εντοπίσουν το υποβρύχιο. Στις 13 Αυγούστου το υποβρύχιο εντοπίστηκε και αναγνωρίστηκε από Ρωσικά σκάφη.

## 2.4 Η Μεσόγειος<sup>12</sup>

Επί χρόνια, έχουν τεθεί ισχυρισμοί ότι το 'Ndrangheta συνδικάτο της Ιταλικής μαφίας χρησιμοποιεί τις θάλασσες ως μια βολική τοποθεσία για την απόρριψη επικίνδυνων αποβλήτων, συμπεριλαμβανομένων των ραδιενεργών αποβλήτων.

Μια Ιταλική ΜΚΟ, η Legambiente<sup>15</sup>, υποπτεύεται ότι περίπου 40 πλοία με τοξικά και ραδιενεργά απόβλητα έχουν εξαφανιστεί στη Μεσόγειο από το 1994. Εάν αυτό αληθεύει, τότε άγνωστη ποσότητα πυρηνικών αποβλήτων έχει διατεθεί στη Μεσόγειο.



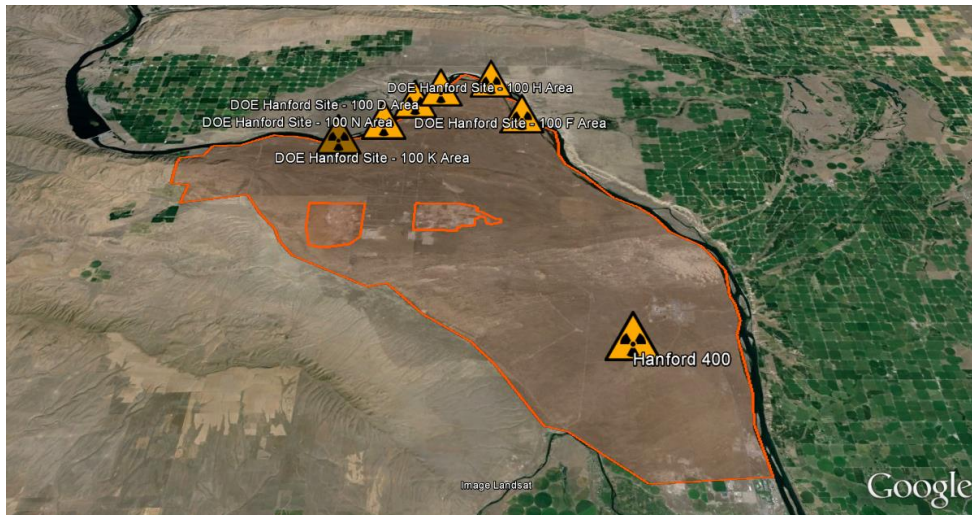
Εικόνα 6. Σήμανση με τα σημεία που έχουν σημειωθεί ή προβλέπεται ότι έχουν σημειωθεί εκεί.<sup>12</sup>

## 2.5 Hanford Site<sup>9</sup>

Το Υπουργείο Ενέργειας των U.S. στο Hanford Site βρίσκεται κατά μήκος του ποταμού Columbia στην νοτιοανατολική Πολιτεία της Washington. Ήταν μέρος του προγράμματος Manhattan. Ο κύριος σκοπός του ήταν η παραγωγή πυρηνικών

<sup>15</sup> <http://www.legambiente.it/>

καυσίμων, η κατανάλωση των πυρηνικών καυσίμων σε πυρηνικούς αντιδραστήρες, και η επανεπεξεργασία των καταναλισκόμενων καυσίμων για την παραγωγή πλουτωνίου για πυρηνικά όπλα. Το Hanford Site είχε εννέα πυρηνικούς αντιδραστήρες κατά μήκος του ποταμού Columbia, συμπεριλαμβανομένου και του πρώτου σε παγκόσμιο επίπεδο κλιμακωτό πυρηνικό αντιδραστήρα B Plant.

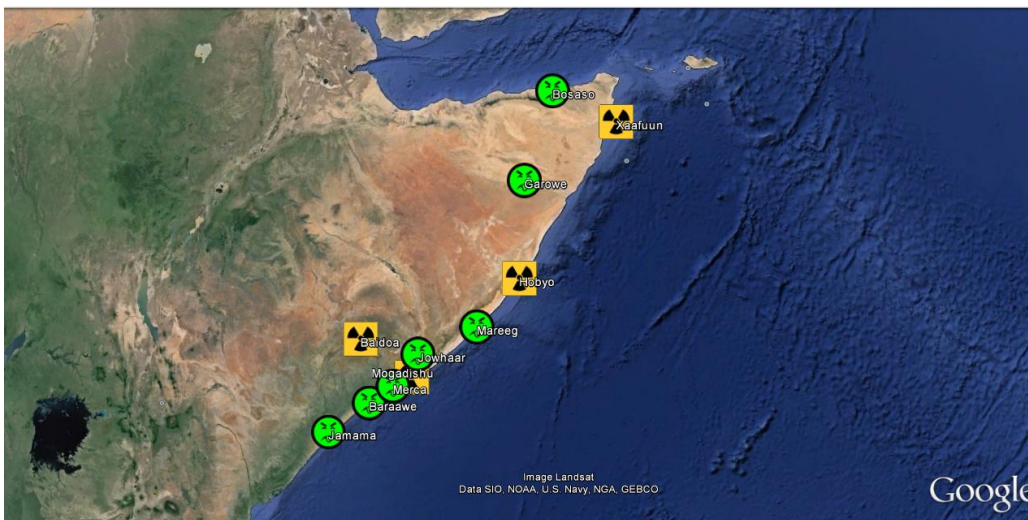


Εικόνα 7. Οι πυρηνικοί αντιδραστήρες των εγκαταστάσεων στο Hanford Site.<sup>12</sup>

Το νερό του ποταμού Columbia χρησιμοποιούταν ως νερό ψύξης, και το εξερχόμενο νερό από τους αντιδραστήρες απελευθερωνόταν στο περιβάλλον. Τα καταναλισκόμενα πυρηνικά καύσιμα εκτός των αντιδραστήρων επανεπεξεργάζονταν για να παραχθεί πλουτώνιο, και δημιουργούνταν 200000 m<sup>3</sup> αποβλήτων που περιείχαν 7×10<sup>18</sup> Bq ραδιενέργειας. Τα απόβλητα είναι ένα μίγμα υψηλού επιπέδου (HLW) και χαμηλού επιπέδου (LLW) ραδιενεργών και υπερουράνιων (TRU) αποβλήτων και χημικών. Αυτά τα απόβλητα αποθηκεύονταν σε 177 υπόγειες δεξαμενές όγκου 400000 m<sup>3</sup>. Πολλές από αυτές τις δεξαμενές ήταν εκτός του χρόνου ζωής τους. 67 από αυτές τις υπόγειες δεξαμενές είχαν διαρροή, ή υποψία διαρροής, συνεπώς απειλούσαν να ρυπάνουν τον παρακείμενο ποταμό Columbia μέσω της διήθησης στα υπόγεια ύδατα. Αυτές οι δραστηριότητες στο Hanford κατέληξαν στην ρύπανση του εδάφους και των υπόγειων υδάτων, και του ποταμού Columbia. Αυτές οι περιβαλλοντικές ρυπάνσεις μολύνουν την βλάστηση, χερσαίους και υδρόβιους οργανισμούς εντός και εκτός του Hanford Site, και συνεπώς επηρεάζεται και η ανθρώπινη υγεία.

## 2.6 Η Σομαλική Ακτή<sup>12</sup>

Η Ιταλική μαφία που προαναφέρθηκε δεν περιορίστηκε μόνο στην περιοχή της Μεσογείου. Υπάρχουν ακόμη ισχυρισμοί ότι τα νερά της Σομαλίας και το έδαφος χρησιμοποιούνται για την βύθιση ή την ταφή των πυρηνικών αποβλήτων και των τοξικών μετάλλων, συμπεριλαμβάνοντας 600 βαρέλια τοξικών και ραδιενεργών αποβλήτων, καθώς και ραδιενεργά νοσοκομειακά απόβλητα. Όντως, το περιβαλλοντικό πρόγραμμα των Ηνωμένων Εθνών πιστεύει ότι τα σκουριασμένα βαρέλια των αποβλήτων που ξεβράζονται στην Σομαλική ακτογραμμή από το τσουνάμι του 2004 είχαν απορριφθεί από το 1990.



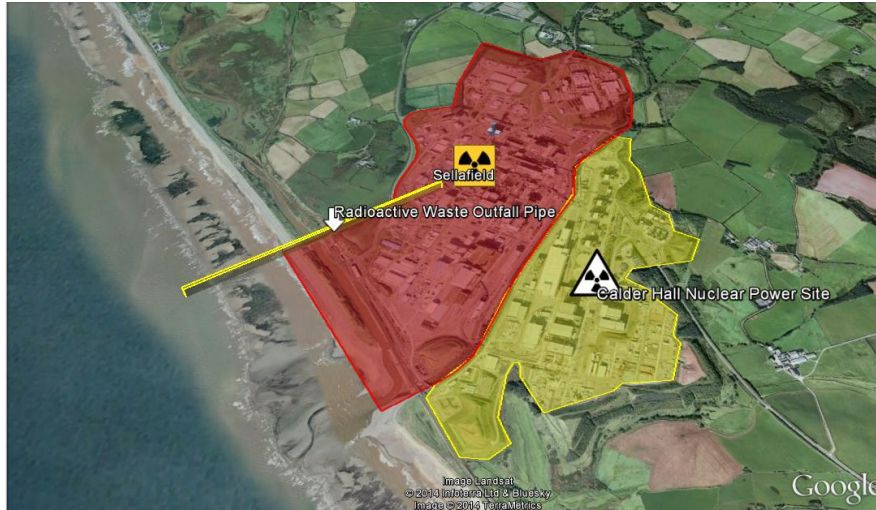
Εικόνα 8. Η Σομαλική ακτή. Έχουν σημειωθεί οι τοποθεσίες εντοπισμού των πυρηνικών και των τοξικών αποβλήτων.<sup>12</sup>

## 2.7 Βόρεια Θάλασσα

Στην Βόρεια Θάλασσα, οι συγκεντρώσεις των περισσότερων τεχνητών ραδιονουκλιδίων έχουν μειωθεί τα τελευταία χρόνια. Στην Βαλτική, το νουκλίδιο  $^{137}\text{Cs}$  βρίσκεται ακόμα σε υψηλές συγκεντρώσεις από ότι πριν το ατύχημα του Chernobyl το 1986 αλλά εν τω μεταξύ επίσης παρουσιάζει μια πτωτική τάση. Σε σύγκριση με τις φυσιολογικές συγκεντρώσεις ραδιονουκλιδίων στο θαλασσινό νερό, οι συγκεντρώσεις των τεχνητών ραδιονουκλιδίων είναι εξαιρετικά χαμηλές και δεν θέτουν σε κίνδυνο την θαλάσσια χλωρίδα ή πανίδα ούτε αποτελούν κίνδυνο υγείας για τον πληθυσμό που καταναλώνει ψάρια ή άλλα θαλασσινά.

Το DHB/BSH διεξήγαγε μετρήσεις τεχνητής ραδιενέργειας στο θαλάσσιο περιβάλλον από το 1961. Η συστηματική χρονική και χωρική παρακολούθηση για τεχνητά ραδιονουκλίδια στην Βόρεια Θάλασσα ξεκίνησε το 1969, και στην Βαλτική το 1977. Η παρακολούθηση της ραδιενέργειας στο θαλάσσιο περιβάλλον βασίζεται σε ένα συνεχές δίκτυο παρακολούθησης και επίσης και σε αναλύσεις συγκεκριμένων νουκλιδίων στο θαλασσινό νερό, σε αιωρούμενα σωματίδια και σε ιζήματα. Το  $^{137}\text{Cs}$  απασχολεί μια ξεχωριστή θέση μεταξύ των τεχνητών ραδιονουκλιδίων επειδή, είναι ένα ραδιονουκλίδιο με μεγάλο χρόνο ημιζωής των 30 ετών, χρησιμοποιείται συχνά ως ραδιενεργός ιχνηθέτης στο θαλασσινό νερό και αποτελεί το ραδιονουκλίδιο με τη μεγαλύτερη ραδιενεργή σημασία στο θαλάσσιο περιβάλλον. Μεταφέρεται σε μεγάλες αποστάσεις από τα ωκεάνια ρεύματα και συμβάλει ουσιαστικά στην ραδιενεργή μόλυνση της θαλάσσιας τροφικής αλυσίδας.

Οι ατμοσφαιρικές δοκιμές πυρηνικών όπλων συνέβησαν στις δεκαετίες 1950 και 1960 και οδήγησαν στην παγκόσμια ρύπανση από την εναπόθεση των νουκλιδίων, ειδικά στο Βόρειο ημισφαίριο. Στο θαλάσσιο περιβάλλον, τα ραδιονουκλίδια με μεγάλο χρόνο ημιζωής, το τρίτιο ( $^3\text{H}$ ), το στρόντιο ( $^{90}\text{Sr}$ ), το καίσιο ( $^{137}\text{Cs}$ ), τα ισότοπα πλουτωνίου ( $^{239}$ ,  $^{240}$ ,  $^{238}$ ,  $^{241}\text{Pu}$ ) και το αμερίκιο  $^{241}$  ( $^{241}\text{Am}$ ) έχουν ανιχνευτεί σε αυτή την πηγή. Αφού οι μεγάλες δυνάμεις σταμάτησαν τις ατμοσφαιρικές δοκιμές στην αρχή της δεκαετίας του '60, οι συγκεντρώσεις των τεχνητών ραδιονουκλιδίων συνεχώς μειώνονται. Μια άλλη αύξηση στην ενεργή συγκέντρωση του  $^{137}\text{Cs}$  στην Βόρεια Θάλασσα που παρατηρήθηκε το 1970/1971 ήταν λόγω των ραδιενεργών αποβλήτων που απέρρεαν στην Θάλασσα της Ιρλανδίας από την μονάδα επανεπεξεργασίας πυρηνικών στο Sellafield, και από αυτή της Χάγης. Οι απορροές από το Sellafield παρουσίασαν πολύ υψηλότερο επίπεδο ρύπανσης, σε σχεδόν όλα τα ραδιονουκλίδια που διευρύνθηκαν, σε σύγκριση με αυτά από τη μονάδα της Χάγης. Από το 1980, και συγκεκριμένα από το 1985, οι εισροές του  $^{137}\text{Cs}$  και άλλων ραδιονουκλιδίων έχουν μειωθεί λόγω μιας ουσιαστικής μείωσης των ραδιενεργών απορροών από τη μονάδα του Sellafield, όπου μετά από ορισμένο χρονικό διάστημα οδήγησε στη μείωση του επιπέδου των συγκεντρώσεων του  $^{137}\text{Cs}$  στην Βόρεια Θάλασσα.



Εικόνα 9. Η μονάδα του Sellafield (κόκκινο) και το Calder Hall Nuclear Power Site (κίτρινο).<sup>12</sup>

Οι διεργασίες ανταλλαγής μεταξύ της Βόρειας Θάλασσας και της Βαλτικής μετέφεραν ρυπασμένο υφάλμυρο νερό στην Βαλτική, και το  $^{137}\text{Cs}$  βρέθηκε να έχει εξαπλωθεί έως τον Βοθνιακό κόλπο και τον κόλπο της Φινλανδίας, ενώ τα επίπεδά του μειώνονταν με την μείωση της αλατότητας. Μέχρι το 1986, η απογραφή της τεχνητής ραδιενέργειας στην Βαλτική προσδιοριζόταν από την εναπόθεση και από τις απορροές από το Sellafield.

Το ατύχημα του αντιδραστήρα στο Chernobyl τον Μάιο του 1986 τροποποίησε την απογραφή των τεχνητών ραδιονουκλιδίων στην Βόρεια Θάλασσα και τη Βαλτική καθώς και στις Ευρωπαϊκές Πολικές Θάλασσες. Η εναπόθεση από το Chernobyl μπορούσε να διαχωριστεί από τις άλλες πηγές από την χαρακτηριστική αναλογία ενεργότητας του  $^{134}\text{Cs}/^{137}\text{Cs}$ . Αντιθέτως, εισροές του  $^{90}\text{Sr}$  από το Chernobyl έπαιξαν έναν ασήμαντο ρόλο. Μακροχρόνια, μόνο το  $^{137}\text{Cs}$  ήταν σχετικό στις μελέτες της ραδιενεργής έκθεσης. Η υψηλότερη εισροή της εναπόθεσης από το Chernobyl σημειώθηκε στην Βοθνιακή ακτή. Σήμερα, τα επίπεδα του  $^{137}\text{Cs}$  σε όλη τη Βαλτική είναι ακόμη υψηλότερα σε σύγκριση με πριν το ατύχημα.

Σε αναλύσεις ιζημάτων, τα επιφανειακά σωματίδια της Βαλτικής έχουν γενικά υψηλότερες ειδικές ενεργότητες σε σύγκριση με αυτές της Βόρειας Θάλασσας. Αυτό οφείλεται από τη μία στην χαμηλότερη τύρβη του νερού από αυτή της Βόρειας Θάλασσας και συνεπώς μια μεγαλύτερη αναλογία λεπτόκοκκων σωματιδίων, και από την άλλη στις μεγαλύτερες αρχικές συγκεντρώσεις στα ύδατα της Βαλτικής. Η ειδική ενεργότητα του  $^{137}\text{Cs}$  σε ιζήματα της Βόρειας Θάλασσας φτάνει τα 20 Bq/kg σε

ξηρή μάζα. Τα ιζήματα από την Δυτική Βαλτική έχουν ενεργότητες που κυμαίνονται μεταξύ 2 και 190 Bq/kg. Η τιμή σε βάθος ιζήματος των 16 cm είναι 40 KBq/m<sup>2</sup> στην Βόρεια Θάλασσα και 50 KBq/m<sup>2</sup> στην Βαλτική.

## Κεφάλαιο 3: Ελλαδικός Χώρος

### 3.1 Εισαγωγή

Στα πλαίσια αυτής της εργασίας μελετάται η περιοχή του θαλάσσιου Ελλαδικού χώρου, περιλαμβάνοντας το Ιόνιο και το Αιγαίο πέλαγος στο πεδίο ροής και στην τοποθέτηση των πιθανών σημείων ρύπανσης, όπως θα δούμε και στα παρακάτω κεφάλαια. Σε αυτό το κεφάλαιο γίνεται αναφορά στην υδροδυναμική του Αιγαίου και του Ιονίου πελάγους και στις χαρακτηριστικές τιμές της θερμοκρασίας και της αλατότητας.

### 3.2 Η Επικρατούσα Υδροδυναμική

#### Αιγαίο Πέλαγος<sup>16</sup>

Το Αιγαίο Πέλαγος είναι μια ημίκλειστη λεκάνη που βρίσκεται στην βορειοανατολική Μεσόγειο Θάλασσα και καλύπτει μια επιφάνεια 240.000 km<sup>2</sup>. Το Αιγαίο επικοινωνεί με το Ιόνιο και την Ανατολική λεκάνη μέσω των στενών του Κρητικού τόξου και με την Μαύρη θάλασσα μέσω του στενού στον Ελλήσποντο. Ο συνολικός όγκος του Αιγαίου είναι περίπου 75.000 km<sup>3</sup> και η παράκτια και υπεράκτια τοπογραφία είναι ακανόνιστη και περίπλοκη. Η πολυπλοκότητα της ακτογραμμής και της τοπογραφίας του πυθμένα σχετίζεται με την παρουσία του μεγάλου πλήθους νησιών και συνεπώς η τοπογραφία του πυθμένα χαρακτηρίζεται από μια μεταβολή των επιπέδων, του κατωφλιού και των βαθιών κοιλοτήτων. Το Αιγαίο αποτελείται από τρεις κυρίως λεκάνες: το Βόρειο Αιγαίο, με μέγιστο βάθος έως 1500 m, τη λεκάνη της Χίου με μέγιστο βάθος τα 1100 m, και την Θάλασσα της Κρήτης στο νότο, τη μεγαλύτερη λεκάνη, με μέγιστο βάθος τα 2500 m. Αυτές οι λεκάνες σχετίζονται μέσω ρηχών καναλιών με μέγιστο βάθος τα 400 m. Οι ανταλλαγές ρευμάτων μέσω των στενών δεν είναι γνωστές, ειδικά στα ενδιάμεσα και πιο βαθιά επίπεδα.

Η ετήσια εξάτμιση υπερβαίνει το σύνολο των βροχοπτώσεων και των απορροών των ποταμιών, αλλά το υδατικό ισοζύγιο είναι θετικό εάν ληφθεί υπόψη το νερό χαμηλής αλατότητας από τη Μαύρη θάλασσα (BSW). Η ολική ροή ενέργειας υπολογίζεται στα 26 W/m<sup>2</sup> και συνεπώς οι απώλειες της επιφάνειας εξισορροπούνται από την

---

<sup>16</sup> S. Georgiou et al. (2015)



μεταφορά θερμότερων υδάτινων μαζών μέσω των ανοιχτών ορίων, κυρίως από την εισροή των θερμών νερών από την Ανατολή στην επιφάνεια και στα ενδιάμεσα στρώματα. Κατά τη διάρκεια του καλοκαιριού και του χειμώνα επικρατούν ισχυροί άνεμοι από βόρεια κατεύθυνση. Αυτοί οι άνεμοι φέρνουν σχετικά ψυχρό ηπειρωτικό αέρα από την περιοχή της νότιας Ρωσίας και της Κασπίας θάλασσας, συμβάλλοντας στην μείωση της επιφανειακής θερμοκρασίας και στην τροποποίηση της θερινής θερμότητας που οδηγεί σε επιφανειακή απώλεια της άνωσης.

Το κλασικό πρότυπο κυκλοφορίας στην Ανατολική Μεσόγειο χαρακτηρίζεται από μια εισροή, μέσω του στενού της Σικελίας, χαμηλής αλατότητας επιφανειακού νερού του Ατλαντικού (AW), από το σχηματισμό θερμών και υψηλής αλατότητας ενδιάμεσων νερών στην Ανατολική Λεκάνη (LIW) και τη θάλασσα της Κρήτης (CIW) κατά τη διάρκεια του Φεβρουαρίου και του Μαρτίου, υπό την επίδραση ξηρών και ψυχρών ηπειρωτικών αέριων μαζών και από την παραγωγή των υδάτων μεγάλου βάθους της Ανατολικής Μεσογείου (EMDW) στην Αδριατική Θάλασσα με τη μορφή μεταφοράς ανοιχτής θάλασσας. Το πρότυπο κυκλοφορίας του Αιγαίου μπορεί να περιγραφεί ως εξής· η βορειοανατολική περιοχή του Αιγαίου χαρακτηρίζεται από την εισβολή της χαμηλής αλατότητας (24.0-35.0) του επιφανειακού νερού της Μαύρης Θάλασσας (BSW) μέσω του στενού του Ελλήσποντου. Το BSW κυρίως ακολουθεί την κυκλωνική γενική κυκλοφορία του Αιγαίου. Τα επιφανειακά νερά της Ανατολικής Θάλασσας εισρέουν στο Αιγαίο μέσω των ανατολικών στενών του Κρητικού τόξου με αλατότητες μεγαλύτερες του 39.0 και δημιουργούν ένα ισχυρό θερμοαλατικό μέτωπο στο Βόρειο-Κεντρικό Αιγαίο με το φρεσκότερο BSW. Μια άλλη υδάτινη μάζα που επηρεάζει του ισοζύγιο αλατότητας στο Αιγαίο είναι το νερό του Ατλαντικού (AW) που εισρέει μέσω των στενών του Κρητικού τόξου και μπορεί να αναγνωριστεί από το ελάχιστο της αλατότητας στο υποεπιφανειακό στρώμα. Τέλος, το LIW εισρέει στο Αιγαίο μέσω των στενών του Κρητικού τόξου, όπου μπορεί να μεταβληθεί από διεργασίες συναγωγής και να γίνει μια πυκνότερη υδάτινη μάζα. Ο σχηματισμός πυκνού νερού στην επιφάνεια σχετίζεται με το ρεύμα άνωσης, που προσδιορίζεται από τη θερμότητα και τα ρεύματα φρέσκου νερού μεταξύ της ατμόσφαιρας και της θάλασσας. Η βύθιση του πυκνού επιφανειακού νερού στα ενδιάμεσα και βαθύτερα στρώματα επίσης σχετίζεται με την ευστάθεια της διαστρωμάτωσης της υδάτινης στήλης.

### Ιόνιο Πέλαγος<sup>17</sup>

Το Ιόνιο Πέλαγος είναι τμήμα της Μεσογείου Θάλασσας, το οποίο βρέχει τα παράλια της Πελοποννήσου, της Στερεάς Ελλάδας και της Ηπείρου. Στα δυτικά του έχει τις ακτές της Καλαβρίας και της Σικελίας και βρέχει τις ακτές της Αλβανίας. Βρίσκεται δυτικά από την Βαλκανική χερσόνησο και ενώνεται με το δυτικό τμήμα του Κρητικού πελάγους και με τον Πατραϊκό κόλπο. Είναι η βαθύτερη λεκάνη της Μεσογείου, αφού σε ορισμένα σημεία το βάθος του ξεπερνά τα 4.000 m και σε απόσταση 62 μιλίων ΝΔ του Ταΐναρου είναι 4.850 m. Χωρίζεται στις μικρότερες θάλασσες, της Χειμάρρας, την Κερκυραϊκή, των Παξών, την Ταφία, των Εχινάδων, των Κυθήρων και του κόλπου της Πάτρας, ενώ σε αυτό εκβάλλουν οι ποταμοί Αχελώος, Άραχθος και Καλαμάς.

Οι τρεις κύριες υδάτινες μάζες του Ιονίου πελάγους είναι το τροποποιημένο νερό του Ατλαντικού (Modified Atlantic Water, MAW), που επεκτείνεται ανατολικά από την Σικελία στο επίπεδο της επιφάνειας και μπορεί συχνά να αναγνωρίζεται ως ένα υποεπιφανειακό ελάχιστο της αλατότητας σε βάθος μεταξύ των 30 και 200 m. Επικαλύπτει το Ενδιάμεσο νερό της Ανατολικής θάλασσας (Levantine Intermediate water, LIW), που εισχωρεί στη θάλασσα του Ιονίου μέσω του περάσματος της Κρήτης εξαπλώνεται από την τοποθεσία σχηματισμού του στην βορειοανατολική Ανατολική θάλασσα. Το LIW αναγνωρίζεται από το μέγιστο της αλατότητας στο επίπεδο μεταξύ των 200 και 600 m βάθος. Τα αβυσσώδη επίπεδα κάτω των 1600 m βάθος καταλαμβάνονται από το πιο ψυχρό και χαμηλότερης αλατότητας EMDW (Eastern Mediterranean Deep Water), η κύρια πηγή από την οποία είναι το ADW. Το επίπεδο μεταξύ των 700 και τα 1600 m καταλαμβάνεται από μια μεταβατική υδάτινη μάζα με ιδιότητες ενδιάμεσες μεταξύ του LIW και του EMDW. Σε αυτές τις υδάτινες μάζες πρέπει να προστεθεί και το επιφανειακό νερό του Ιονίου (Ionian Surface Water, ISW), που το καλοκαίρι μπορεί να διαφοροποιηθεί πλήρως από το MAW στο επίπεδο της επιφάνειας αφού γίνεται αλμυρότερο και θερμότερο. Το βαθύ EDMW έχει καλά προσδιορισμένες ιδιότητες πυρήνα, αφού είναι αυτό που επηρεάζεται λιγότερο από διεργασίες μετατροπής. Οι ιδιότητες πυρήνα του MAW και του LIW, από την άλλη, υπόκεινται σε ουσιαστικές μεταβολές κατά μήκος των μονοπατιών τους ανάλογα με την απόσταση από την πηγή ή την τοποθεσία

---

<sup>17</sup> P. Malanotte-Rizzoli et al. (1997)

σηματισμού. Ενώ στο MAW αυξάνεται προοδευτικά η αλατότητα κατά μήκος του θαλάσσιου δρόμου από τα στενά της Σικελίας στην Ανατολική λεκάνη, το LIW γίνεται ψυχρότερο και πιο φρέσκο και εξαπλώνεται προς τα δυτικά. Στην θάλασσα του Ιονίου το LIW είναι πυκνότερο ως αποτέλεσμα της μείωσης της θερμοκρασίας που αντισταθμίζει την ταυτόχρονη μείωση της αλατότητας. Γενικά, στην Ανατολική λεκάνη οι τιμές κοντά στην επιφάνεια της  $S < 38.9$  χρησιμοποιούνται για την ταυτοποίηση του MAW, και οι τιμές του  $S > 39.0$  σε ενδιάμεσα βάθη, για την ταυτοποίηση του LIW, ωστόσο υπάρχουν δυσκολίες για τον προσδιορισμό των απόλυτων ορίων της κάθε υδάτινης μάζας. Στο εσωτερικό της θάλασσας του Ιονίου, η  $S > 39.8$  χρησιμοποιείται για τον εντοπισμό του LIW. Οι τιμές του πυρήνα του αβυσσώδους EMDW είναι αμετάβλητες σε όλη τη λεκάνη με  $T < 13.4^{\circ}\text{C}$ ,  $S = 38.6-38.7$ ,  $\rho = 29.17 \text{ kg/m}^3$ . Οι τυπικές τιμές του πυρήνα του ADW, περιορισμένες κοντά στο στενό του Οτράντο, είναι  $T < 13.3^{\circ}\text{C}$ ,  $S < 38.7$ ,  $\rho > 29.18 \text{ kg/m}^3$ , παρόλο που το ADW με  $\rho > 29.20 \text{ kg/m}^3$  έχει παρατηρηθεί στο επίπεδο του πυθμένα στο Οτράντο ακόμη και το χειμώνα του 1994-1995.

### 3.3 Ραδιολογικές Μετρήσεις στην Ελλάδα

Το επίπεδο ραδιενέργειας στο θαλάσσιο περιβάλλον στον Ελλαδικό χώρο έχει αποτελέσει αντικείμενο πολυάριθμων μελετών και επιστημονικών ερευνών. Τα ραδιονουκλίδια στα οποία γίνεται πιο συχνά αναφορά είναι: θόριο ( $^{232}\text{Th}$ - $^{234}\text{Th}$ ), ράδιο ( $^{226}\text{Ra}$ ), κάλιο ( $^{40}\text{K}$ ), καίσιο ( $^{137}\text{Cs}$ ), ουράνιο ( $^{238}\text{U}$ ), θάλλιο ( $^{208}\text{Tl}$ ), βισμούθιο ( $^{214}\text{Bi}$ ), μόλυβδος ( $^{214}\text{Pb}$ ).

Οι μετρήσεις μπορεί να είναι είτε *in vitro* είτε *in situ*. Οι εργαστηριακές μετρήσεις που λαμβάνουν χώρα είναι η γ-φασματοσκοπία σε διατάξεις χαμηλού υποβάθρου, α-φασματοσκοπία, μέθοδος μέτρησης ολικής α/β ακτινοβολίας, μέτρηση α και β ακτινοβολίας με υγρό σπινθηριστή. Οι δειγματοληψίες μπορεί να είναι από ιζήματα, από νερό σε διάφορα βάθη, από βάθος υπό του πυθμένα ή και από την περιεκτικότητα ραδιενέργειας σε βλάστηση, σε άλγη αλλά και σε είδη της οικογένειας των οστρεϊδών. Οι *in situ* μετρήσεις μπορεί να είναι είτε επιτόπιες μετρήσεις ρυθμού δόσης γ ακτινοβολίας και μετρήσεις ακτινοβολίας α, β, X, είτε επιτόπιες γ-φασματοσκοπικές αναλύσεις. Οι μονάδες στις οποίες εκφράζεται

συνήθως είναι Bq/l ή Bq/kg. Μερικές ενδεικτικές μελέτες είναι των Evangelio et al<sup>18</sup> για τις συγκεντρώσεις <sup>238</sup>U και <sup>234</sup>Th στον Σαρωνικό κόλπο, για τις συγκεντρώσεις <sup>238</sup>U, <sup>226</sup>Ra, <sup>137</sup>Cs και <sup>40</sup>K στον Αμβρακικό από τους Papaefthymiou et al<sup>19</sup>, μετρήσεις συγκεντρώσεων <sup>137</sup>Cs στο λιμάνι της Πάτρας από τους Papaefthymiou et al<sup>20</sup>, μετρήσεις συγκεντρώσεων <sup>137</sup>Cs σε μικροάλγη στο Αιγαίο από τους Sawidis et al<sup>21</sup>, in situ μετρήσεις συγκεντρώσεων στην περιοχή Στούπα από τους Tsabaris et al<sup>22</sup>.

---

<sup>18</sup> Evangelio et al (2011)

<sup>19</sup> Papaefthymiou et al (2013)

<sup>20</sup> Papaefthymiou et al (2007)

<sup>21</sup> Sawidis et al (2002)

<sup>22</sup> Tsabaris et al (2012)

## Κεφάλαιο 4: Περιγραφή του Αριθμητικού Μοντέλου

### 4.1 Περιγραφή του Μοντέλου S

Το S-2010 (S.25) είναι ένα ωκεανογραφικό μοντέλο που δημιουργήθηκε από την ομάδα SIROCCO (CNRS & Toulouse University). Το S.25 είναι ένα υδροστατικό μοντέλο ωκεάνιας κυκλοφορίας με την προσέγγιση οριακών συνθηκών κατά Boussinesq. Η ορμή και οι ιχνηθέτες υπολογίζονται σε ένα καμπυλόγραμμο πλέγμα χρησιμοποιώντας μια ενεργειακά ευσταθή μέθοδο πεπερασμένων διαφορών που περιγράφεται από τους Marsaleix et al (2008)<sup>23</sup>. Η χρονικά μεταβαλλόμενη μέθοδος αποτελείται από ένα Leap Frog σχήμα σε συνδυασμό με ένα λαπλασιανό φίλτρο<sup>24</sup>. Μια γενικευμένη έκταση που ακολουθεί τις συντεταγμένες διατηρεί την κάθετη ανάλυση μεταξύ του επιπέδου του πυθμένα και εξασφαλίζει την συνέχεια των πεδίων κοντά στον πυθμένα. Από την άλλη, τα σφάλματα των συντεταγμένων που αναφέρθηκαν από τους Auclair et al (2000a) μειώνονται μέσω ενός κατάλληλου σχήματος της βαθμίδας πίεσης<sup>25, 26</sup>. Οι συνθήκες ακτινοβολίας εφαρμόζονται στα ανοιχτά πλευρικά όρια<sup>27</sup>. Οι επιβαλλόμενοι όροι μεγάλης κλίμακας παρέχονται από τα ημερήσια αρχεία εξόδου του συστήματος MERCATOR. Η υψηλής συχνότητας βαροτροπική ισχύ παρέχεται από το TUGO παλιρροιακό μοντέλο<sup>28</sup>. Επίσης, το αστρονομικό παλιρροιακό δυναμικό έχει εφαρμοστεί στις εξισώσεις ορμής σύμφωνα με τους Pairaud et al (2008). Οι απορροές των ποταμών εισάγονται μέσω μιας συνθήκης διατήρησης όγκου και αλατότητας<sup>29</sup>. Τέλος, το μοντέλο τύρβης, που βασίζεται στην ΤΚΕ προγνωστική εξίσωση και σε δύο διαγνωστικές κλίμακες της τύρβης, καλύπτει ένα μεγάλο εύρος εφαρμογών συμπεριλαμβανομένων και αυτών της συναγωγής<sup>30, 31</sup>.

---

<sup>23</sup> P. Marsaleix et al. (2008)

<sup>24</sup> Marsaleix et al., (2012)

<sup>25</sup> Marsaleix et al, (2009)

<sup>26</sup> Marsaleix et al, (2011)

<sup>27</sup> Marsaleix et al, (2006)

<sup>28</sup> Pairaud et al, (2008)

<sup>29</sup> Reffray et al, (2004)

<sup>30</sup> Bougeault and Lacarrère, (1989)

<sup>31</sup> Gaspar et al, (1990)

## 4.2 Εξισώσεις του Μοντέλου

### 4.2.1 Εισαγωγή

Αυτό το μοντέλο βασίζεται σε έξι μεταβλητές (u,v,w,T,S,η), που υπολογίζονται χρησιμοποιώντας τις ακόλουθες εξισώσεις. Οι εξισώσεις ορμής και συνέχειας δίνονται από

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial uu}{\partial x} + \frac{\partial vu}{\partial y} + \frac{\partial \omega u}{\partial z} - fv = \frac{-1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} \left[ K_v \frac{\partial u}{\partial z} \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[ K_\eta \frac{\partial u}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ K_\eta \frac{\partial u}{\partial y} \right]$$

#### Εξίσωση 1

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial uv}{\partial x} + \frac{\partial vv}{\partial y} + \frac{\partial \omega v}{\partial z} + fu = \frac{-1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} \left[ K_v \frac{\partial v}{\partial z} \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[ K_\eta \frac{\partial v}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ K_\eta \frac{\partial v}{\partial y} \right]$$

#### Εξίσωση 2

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial \omega}{\partial z} = 0$$

#### Εξίσωση 3

Η υδροστατική πίεση δίνεται από

$$p(z) = \int_z^\eta g \rho dz$$

#### Εξίσωση 4

Η απόκλιση της ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας η εξάγεται από την διαφορίση του μέσου όρου του ρεύματος ως προς το βάθος ( $\bar{u}$ ,  $\bar{v}$ )

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial (h+\eta)\bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial (h+\eta)\bar{v}}{\partial y} = 0$$

#### Εξίσωση 5

, όπου h είναι το βάθος. Η πυκνότητα του νερού ρ σχετίζεται με την θερμοκρασία T και την αλατότητα S, που δίνονται από

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial uT}{\partial x} + \frac{\partial vT}{\partial y} + \frac{\partial \omega T}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left[ K_v \frac{\partial T}{\partial z} \right] + \frac{1}{\rho c_p} \frac{\partial I_s}{\partial z}$$

#### Εξίσωση 6

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \frac{\partial uS}{\partial x} + \frac{\partial vS}{\partial y} + \frac{\partial \omega S}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left[ K_v \frac{\partial S}{\partial z} \right]$$

#### Εξίσωση 7

, όπου το  $\frac{\partial I_s}{\partial z}$  αντιστοιχεί στην ηλιακή ακτινοβολία. Η κάθετη διάχυση  $K_v$  υπολογίζεται χρησιμοποιώντας το μοντέλο της τύρβης<sup>30</sup>. Το ιξώδες  $K_\eta$  έχει οριστεί στα  $15 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ .

#### 4.2.2 Περιγραφή του μοντέλου

Το πλέγμα του μοντέλου προσαρμόζεται στην βαθυμετρία χάρης ενός συστήματος S συντεταγμένων που οδηγεί στις ακόλουθες εξισώσεις:

$$\frac{\partial \tilde{u}}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{u}u}{\partial x^*} + \frac{\partial \tilde{v}u}{\partial y^*} + \frac{\partial \omega u}{\partial \sigma} - f\tilde{v} = \frac{-H}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \tilde{K}^x \frac{\partial u}{\partial x^*} + \frac{\partial}{\partial y} \tilde{K}^y \frac{\partial u}{\partial y^*} + \frac{\partial}{\partial \sigma} \frac{K^z}{H} \frac{\partial u}{\partial \sigma}$$

##### Εξίσωση 8

$$\frac{\partial \tilde{v}}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{u}v}{\partial x^*} + \frac{\partial \tilde{v}v}{\partial y^*} + \frac{\partial \omega v}{\partial \sigma} - f\tilde{u} = \frac{-H}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \tilde{K}^x \frac{\partial v}{\partial x^*} + \frac{\partial}{\partial y} \tilde{K}^y \frac{\partial v}{\partial y^*} + \frac{\partial}{\partial \sigma} \frac{K^z}{H} \frac{\partial v}{\partial \sigma}$$

##### Εξίσωση 9

Όπου ο αστερίσκος αναφέρεται στο σύστημα S συντεταγμένων και οι τόνοι υποδεικνύουν πολλαπλασιασμό με τον παράγοντα  $H=h+\eta$ , που είναι το άθροισμα του πλάτους της στήλης νερού σε άπνοια και η απόκλιση του επιπέδου της θάλασσας, το SLA. Η εμφάνιση του αστερίσκου για το χρόνο στη μερική διαφορίση διατηρώντας το χρόνο επεξηγείται από το γεγονός ότι τα επίπεδα S στην πραγματικότητα μετατοπίζονται (λόγω των διακυμάνσεων του SLA) μη παραβιάζοντας το απόλυτο σύστημα συντεταγμένων. Ο διαχωρισμός της βαθμίδας πίεσης από μια πυκνότητα αναφοράς προκύπτει από την προσέγγιση Boussinesq. Το υδροστατικό ισοζύγιο και η έκφραση της οριζόντιας παραγωγού στο σύστημα των S συντεταγμένων οδηγεί στο

$$-\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} = -g \frac{\partial \eta}{\partial x} - \frac{1}{\rho_0} \left( \frac{\partial p'}{\partial x^*} + \frac{\partial z}{\partial x^*} g \rho' \right)$$

##### Εξίσωση 10

, όπου το  $p' = g \int_z^\eta \rho' dz'$  είναι η απόκλιση της υδροστατικής πίεσης που σχετίζεται με την απόκλιση της πυκνότητας,  $\rho' = \rho - \rho_0$ . Αυτός ο σχηματισμός της βαθμίδας πίεσης χαρακτηρίζεται από την εμφάνιση ενός όρου που εξαρτάται μόνο από το SLA (ο πρώτος όρος στο δεξί μέλος της έκφρασης (10)). Αυτό προκύπτει από θεωρήσεις για τον υπολογισμό της ελεύθερης επιφάνειας. Η πυκνότητα σχετίζεται με την θερμοκρασία και την αλατότητα μέσω μιας γραμμικής εξίσωσης κατάστασης. Ωστόσο, οι διακυμάνσεις της πυκνότητας κυριαρχούνται από μια απλή εξίσωση μεταφοράς του ιχνηθέτη, που έχει εξαχθεί γραμμικά από αυτές για την θερμοκρασία και την αλατότητα, δηλαδή

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t^*} + \frac{\partial \bar{u} \rho}{\partial x^*} + \frac{\partial \bar{v} \rho}{\partial y^*} + \frac{\partial \omega \rho}{\partial \sigma} = \frac{\partial}{\partial x} \bar{K}_T^x \frac{\partial \rho}{\partial x^*} + \frac{\partial}{\partial y} \bar{K}_T^y \frac{\partial \rho}{\partial y^*} + \frac{\partial}{\partial \sigma} \frac{\bar{K}_T^z}{H} \frac{\partial \rho}{\partial \sigma}$$

#### Εξίσωση 11

Χρησιμοποιώντας μια γραμμική εξίσωση κατάστασης είναι λογικό σε ένα παράκτιο πλαίσιο, αφού οι επιδράσεις της πίεσης στην πυκνότητα του νερού παραμένουν περιορισμένες όσο θεωρείται η προσέγγιση του ρηχού νερού. Επίσης, τονίζεται ότι μια μη-γραμμική εξίσωση πιθανώς να καταστρέφει την ενεργειακή συνέπεια της δύναμης της βαθμίδας πίεσης<sup>32</sup>, αλλά ο περιορισμός αυτής της υπόθεσης πρέπει να λαμβάνεται υπόψη. Η παραμετροποίηση των διεργασιών του πλέγματος δίνεται από τους όρους διάχυσης στο δεξί μέλος (το RHS), συμπεριλαμβανομένων και των συντελεστών ανάμειξης που μπορούν να υπολογιστούν με διάφορους τρόπους. Ωστόσο τα ( $K^z$ ,  $\bar{K}_T^z$ ) υπολογίζονται γενικά από ένα μοντέλο τύρβης που αναπαριστά την ενεργειακή κλιμάκωση σε μικρές κλίμακες<sup>33</sup>, οι άλλοι συντελεστές ανάμειξης ( $\bar{K}^x$ ,  $\bar{K}^y$ ,  $\bar{K}_T^x$ ,  $\bar{K}_T^y$ ) δίνονται συνήθως από βασικές τεχνικές με σκοπό να μειώσουν τον αριθμητικό θόρυβο<sup>34</sup>, εάν δεν μειώνονται απλά σε μια σταθερή τιμή. Η μεταφορά ορμής και του ιχνηθέτη έχουν τη μορφή μιας διαφοροποιημένης ροής, που είναι αποτέλεσμα του συνδυασμού των πρωταρχικών εξισώσεων με την εξίσωση της συνέχειας. Το τελευταίο δίνεται από:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t^*} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial x^*} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y^*} + \frac{\partial \omega}{\partial \sigma} = 0$$

#### Εξίσωση 12

Αυτή η εξίσωση χρησιμοποιείται για τον υπολογισμό του  $w$ , της κάθετης συνιστώσας της ταχύτητας σε  $S$  συντεταγμένες. Πρέπει να αναφερθεί ότι το  $w$  αφαιρείται από τον πυθμένα και από την επιφάνεια της θάλασσας, ώστε το ολοκλήρωμα ως προς το βάθος της εξίσωσης (12) να οδηγεί σε μια απλή σχέση που συνδέει τις διακυμάνσεις του SLA με την μέση τιμή της συνιστώσας του ρεύματος σε σχέση με το βάθος,  $(\hat{u}, \hat{v}) = H^{-1} \int_{-\eta}^{\eta} (u, v) dz$ . Η σχέση οδηγεί στο

$$\frac{\partial \eta}{\partial t^*} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial x^*} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y^*} = 0$$

#### Εξίσωση 13

<sup>32</sup> Gerdes, 1993

<sup>33</sup> Mellor and Yamada, 1982

<sup>34</sup> Smagorinsky, 1993



με  $(\tilde{u}, \tilde{v})=H(\hat{u}, \hat{v})$ . Στην περίπτωση μιας μεθόδου πεπερασμένων διαφορών χρησιμοποιώντας ένα σχήμα leapfrog για την διαδικασία του χρονικού βηματισμού υπολογίζεται πρώτα η εξίσωση (13), δηλαδή ο όρος της διακύμανσης του SLA υπολογίζεται από την διαφόριση της τιμής του μέσου όρου του ρεύματος με το βάθος το οποίο είναι γνωστό από την προηγούμενη επανάληψη. Τότε η εξίσωση (12) δίνει το  $w$ , χρησιμοποιώντας τις οριζόντιες συνιστώσες του ρεύματος από την προηγούμενη επανάληψη και ο όρος της διακύμανσης του SLA παρέχεται από την εξίσωση (13). Οι εξισώσεις ορμής (8) και (9) και η εξίσωση της πυκνότητας (11) έπειτα υπολογίζονται χρησιμοποιώντας τις τιμές των συντελεστών ανάμειξης από την προηγούμενη επανάληψη. Στην περίπτωση μιας ρητής μεθόδου, το βαροτροπικό μέρος της βαθμίδας πίεσης (ο πρώτος όρος του RHS της εξίσωσης (10)) θέτει ένα πρόβλημα αριθμητικής ευστάθειας, που γενικά οδηγεί σε μια διαφορετική αντιμετώπιση της βαροτροπικής μεταβλητής, χρησιμοποιώντας ένα χρονικό βήμα ειδικά προσαρμοσμένο για τον υπολογισμό των επιφανειακών κυμάτων. Αυτό το χρονικό βήμα είναι κανονικά πολύ μικρότερο από αυτό που θα λαμβάναμε εάν λαμβάναμε υπόψη μόνο τη φυσική του βαροκλινούς. Η επονομαζόμενη τεχνική του χρονικού διαχωρισμού βασίζεται στην εξίσωση (13), αποτελείται από δύο εξισώσεις για τη μέση τιμή του ρεύματος με το βάθος και εξάγεται από το κάθετο ολοκλήρωμα των εξισώσεων ορμής (8) και (9), δηλαδή:

$$\frac{\partial \tilde{u}}{\partial t^*} + \frac{\partial \tilde{u}\hat{u}}{\partial x^*} + \frac{\partial \tilde{v}\hat{u}}{\partial y^*} - f\tilde{v} = -gH \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x^*} \tilde{K}^x \frac{\partial \hat{u}}{\partial x^*} + \frac{\partial}{\partial y} \tilde{K}^y \frac{\partial \hat{u}}{\partial y^*} + \left[ \frac{K^z}{H} \frac{\partial u}{\partial \sigma} \right] - H \int_{\sigma_0}^{\sigma_1} \left( \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{u}'u'}{\partial x^*} + \frac{\partial \tilde{v}'u'}{\partial y^*} \right) d\sigma$$

#### Εξίσωση 14

$$\frac{\partial \tilde{v}}{\partial t^*} + \frac{\partial \tilde{u}\hat{v}}{\partial x^*} + \frac{\partial \tilde{v}\hat{v}}{\partial y^*} - f\tilde{u} = -gH \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x^*} \tilde{K}^x \frac{\partial \hat{v}}{\partial x^*} + \frac{\partial}{\partial y} \tilde{K}^y \frac{\partial \hat{v}}{\partial y^*} + \left[ \frac{K^z}{H} \frac{\partial v}{\partial \sigma} \right] - H \int_{\sigma_0}^{\sigma_1} \left( \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial y} + \frac{\partial \tilde{u}'v'}{\partial x^*} + \frac{\partial \tilde{v}'v'}{\partial y^*} \right) d\sigma$$

#### Εξίσωση 15

, όπου τα  $(\sigma_0, \sigma_1)$  είναι οι τιμές του  $\sigma$  στον πυθμένα και στην επιφάνεια. Το μοντέλο χρησιμοποιεί την μετατροπή των S συντεταγμένων των Johns and Oguz (1987) με τα  $(\sigma_0, \sigma_1)=(0,1)$ . Ωστόσο αυτή είναι μόνο μια ειδική περίπτωση του πιο γενικού εδάφους που ακολουθεί την μετατροπή συντεταγμένων. Εκτός των αριθμητικών θεμάτων που έχουν τεθεί μπορεί να αναστραφεί εικονικά σε ένα μεγάλο εύρος

μετατροπών συντεταγμένων, όπως το υβριδικό σύστημα συντεταγμένων για την πίεση εδάφους που χρησιμοποιείται συχνά στα ατμοσφαιρικά μοντέλα. Να σημειωθεί ότι τα  $(\hat{K}^x, \hat{K}^y)$  αντιστοιχούν σε μέσες τιμές σχετικές με το βάθος των  $(K^x, K^y)$ . Οι εξισώσεις (6)-(8) (εξισώσεις της εξωτερικής λειτουργίας) χρησιμοποιούνται για τον υπολογισμό των  $(\eta, \hat{u}, \hat{v})$  με ένα μικρό χρονικό βήμα. Οι όροι στο ολοκλήρωμα στο RHS των εξισώσεων (14) και (15) μένουν σταθεροί για μια χρονική περίοδο ίση με ένα χρονικό βήμα των εξισώσεων της εσωτερικής λειτουργίας. Το τελευταίο αποτελείται από τις εξισώσεις ορμής (8) και (9), και την εξίσωση του ιχνηθέτη (11). Η τεχνική του χρονικού διαχωρισμού λειτουργεί ως εξής: στην έναρξη της κάθε επανάληψης, το βαροκλιτικό ρεύμα  $(u', v')$  λαμβάνεται από την αφαίρεση της μέσης τιμής από το απόλυτο ρεύμα που παρέχεται από την επίλυση της εσωτερικής λειτουργίας. Το βαροκλιτικό ρεύμα και η τρισδιάστατη απόκλιση της πίεσης  $p'$  παρέχουν τον τελευταίο όρο στο RHS των εξισώσεων (14) και (15). Το τελευταίο και η εξίσωση (13) τότε ολοκληρώνονται σε σειρά στην εξωτερική λειτουργία με μικρό χρονικό βήμα. Έπειτα υπολογίζονται οι τρισδιάστατες εξισώσεις ((12), (8), (9), (11)).

#### 4.2.3 Ισοζύγιο Κινητικής Ενέργειας

##### Όροι χρονικής διακύμανσης και μεταφοράς

##### Αναλυτική διατύπωση

Μια εξίσωση για τον ρυθμό μεταβολής της ΚΕ λαμβάνεται από τον πολλαπλασιασμό των εξισώσεων ορμής από τις αντίστοιχες συνιστώσες της ταχύτητας. Ένα ολικό ισοζύγιο λαμβάνεται από την ολοκλήρωση του τελευταίου στο αριθμητικό πεδίο και στην διάρκεια της προσομοίωσης. Ο χρονικός διαχωρισμός του μοντέλου σε δύο λειτουργίες, τις επονομαζόμενες εξωτερική και εσωτερική, φυσικά οδηγεί στην άθροιση των βαροτροπικών και βαροκλιτικών ισοζυγίων, που έχουν εξαχθεί ξεχωριστά το ένα από τον πολλαπλασιασμό των εξισώσεων (14) και (15) της εξωτερικής λειτουργίας με τους μέσους όρους των συνιστωσών του ρεύματος  $(\hat{u}, \hat{v})$ , και το άλλο από τον πολλαπλασιασμό των εξισώσεων (8) και (9) της εσωτερικής λειτουργίας με τις βαροκλιτικές συνιστώσες του ρεύματος  $(u', v')$ . Να επισημανθεί ότι ενώ γίνεται να είναι ένα σύνολο εξισώσεων για το ολικό ρεύμα, η εσωτερική λειτουργία χρησιμοποιείται μόνο για την ανανέωση της βαροκλιτικής συνιστώσας των ταχυτήτων. Για να απλοποιηθεί η παράθεση του ενεργειακού ισοζυγίου, οι

προηγούμενες εξισώσεις θεωρούνται σε ένα κάθετο 0xz-επιπέδου. Με άλλα λόγια, αφαιρούνται οι συνιστώσες και τα παράγωγα στην 0y κατεύθυνση. Η συνεισφορά των όρων της χρονικής διακύμανσης στο καθολικό ενεργειακό ισοζύγιο είναι :

$$\int_{t_0}^{t_1} \int_{x_0}^{x_1} \left( \hat{u} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial t^*} + \int_{\sigma_0}^{\sigma_1} u' \frac{\partial \tilde{u}'}{\partial t^*} d\sigma \right) dx^* dt^* = \int_{x_0}^{x_1} \left( \Delta \tilde{E}_C + \int_{\sigma_0}^{\sigma_1} \Delta \tilde{E}'_C d\sigma \right) dx^* + \int_{t_0}^{t_1} \int_{x_0}^{x_1} \left( \hat{E}_C + \int_{\sigma_0}^{\sigma_1} E'_C d\sigma \right) \frac{\partial \eta}{\partial t^*} dx^* dt^*$$

**Εξίσωση 16**

, όπου το  $\hat{E}_C = \frac{\hat{u}^2}{2}$  και το  $E'_C = \frac{u'^2}{2}$  αντίστοιχα αναπαριστούν την ΚΕ της εξωτερικής και της εσωτερικής λειτουργίας και το Δ αναπαριστά τη διαφορά μεταξύ της τελικής και αρχικής τιμής t1 και t0. Ο τελευταίος όρος του RHS της εξίσωσης (16), που εξαρτάται στις SLA διακυμάνσεις, πρέπει να φύγει όταν λαμβάνεται υπόψη η συνεισφορά του όρου μεταφοράς. Το τελευταίο δίνεται ως:

$$\int_{t_0}^{t_1} \int_{x_0}^{x_1} \left[ \left( \hat{u} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial x^*} + \int_{\sigma_0}^{\sigma_1} \frac{\partial \tilde{u}'}{\partial x^*} d\sigma \right) + \int_{\sigma_0}^{\sigma_1} u' \left( \frac{\partial (\tilde{u}u' + \tilde{u}'u + \tilde{u}'u')}{\partial x^*} + \frac{\partial \omega(\tilde{u}+u)}{\partial \sigma} \right) d\sigma \right] dx^* dt^*$$

**Εξίσωση 17**

**Διακριτοποιημένη διατύπωση**

Η διακριτοποιημένη διατύπωση χρησιμοποιεί ένα Arakawa C-πλέγμα<sup>35</sup>. Οι Εικόνες 10 και 11 δείχνουν την τοποθεσία των διαφόρων μεταβλητών στο πλέγμα του μοντέλου. Οι εξισώσεις ορμής υπολογίζονται σε οριζόντιο πλέγμα μισο-ακέραιου δείκτη, i, με εύρος από 1+1/2 έως M-1/2 και κάθετου ακέραιου δείκτη, k, αυξανόμενος προς τα επάνω από το 1 έως το R-1. Οι πλευρικές οριακές συνθήκες εφαρμόζονται στα i=1/2 και M+1/2. Οι εξισώσεις των ιγνηθετών υπολογίζονται στον οριζόντιο δείκτη του πλέγματος, i, με εύρος από 1 έως M και κάθετο ακέραιο δείκτη, k. Χρησιμοποιείται ο εξής μετασχηματισμός σε S συντεταγμένες:

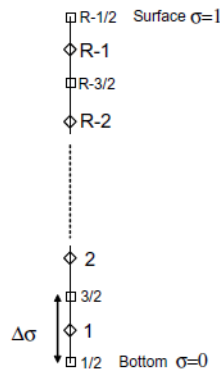
$$\sigma = (z+h)/H$$

**Εξίσωση 18**



Εικόνα 10. Το C-grid στην διεύθυνση 0x. Τα τρίγωνα υποδεικνύουν την θέση των οριζόντιων ταχυτήτων, οι κύκλοι υποδεικνύουν τη θέση των ιγνηθετών, της επιφανειακής πίεσης, τη βαθυμετρία, τις κάθετες ταχύτητες και τις ΤΚΕ μεταβλητές.<sup>17</sup>

<sup>35</sup> Arakawa and Lamb, 1977



Εικόνα 11. Το C-grid στην διεύθυνση Oz. Οι ρόμβοι υποδεικνύουν την θέση των οριζόντιων ταχυτήτων και των ιχνηθετών, τα τετράγωνα υποδεικνύουν τις κάθετες ταχύτητες και τις ΤΚΕ μεταβλητές.<sup>17</sup>

Προσδιορίζονται πρώτα οι ακέραιοι S δείκτες, που κυμαίνονται από το 0 στον πυθμένα έως το 1 στην ελεύθερη επιφάνεια. Να σημειωθεί ότι μια μη-γραμμική κατανομή μπορεί να χρησιμοποιηθεί σε αυτό το στάδιο. Έπειτα οι ακέραιοι S δείκτες εξάγονται από το τελευταίο σύμφωνα με

$$\sigma_k = \frac{\left(\sigma_{k+\frac{1}{2}} + \sigma_{k-\frac{1}{2}}\right)}{2}$$

#### Εξίσωση 19

Από το οποίο προκύπτει ότι η τιμή του ιχνηθέτη στους κόμβους σε ακέραιους δείκτες (i, k) αναπαριστά τη μέση τιμή στην επιφάνεια του κελιού,  $\Delta x \Delta z_{i,k}$ , όπου το  $\Delta x$  είναι η απόσταση μεταξύ των οριζόντιων σημείων του πλέγματος και του πάχους του κελιού και προσδιορίζεται από

$$\Delta z_{i,k} = H_i \Delta \sigma_k = H_i \left( \sigma_{k+\frac{1}{2}} + \sigma_{k-\frac{1}{2}} \right)$$

#### Εξίσωση 20

Από τις σχέσεις (18)-(20) προκύπτει ότι

$$\sigma_k = \sum_{q=1, k=1} \Delta \sigma_q + 0.5 \Delta \sigma_k$$

#### Εξίσωση 21

Και

$$z_{i,k} - z_{i,k-1} = H_i \left( \Delta \sigma_{k+\frac{1}{2}} + \Delta \sigma_{k-\frac{1}{2}} \right)$$

#### Εξίσωση 22

Υπενθυμίζεται ότι  $(\tilde{u}, \tilde{u}') = H(\hat{u}, u')$  και ότι  $H^{t+\Delta t} - H^t = \eta^{t+\Delta t} - \eta^t$ . Για να εξαχθούν τα διακριτά σχήματα θα χρησιμοποιηθούν οι ακόλουθοι τελεστές μέσω των όρων.

$$\bar{a}_{i,k}^x = \frac{1}{2} \left( a_{i+\frac{1}{2},k} + a_{i-\frac{1}{2},k} \right)$$

$$\bar{a}_{i+\frac{1}{2},k}^x = \frac{1}{2} \left( a_{i,k} + a_{i+1,k} \right)$$

$$\bar{a}_{i,k}^z = \frac{1}{2} \left( a_{i,k+\frac{1}{2}} + a_{i,k-\frac{1}{2}} \right)$$

$$\bar{a}_{i,k+\frac{1}{2}}^z = \frac{1}{2} \left( a_{i,k} + a_{i,k+1} \right)$$

#### Εξίσωση 23

Η εξίσωση (16) αναπαριστά το άθροισμα των βαροτροπικών και των βαροκλιτικών σχέσεων, δηλαδή  $\int_{t_0}^{t_1} \int_{x_0}^{x_1} \left( \hat{u} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial t^*} \right) dx^* dt^* = \int_{x_0}^{x_1} \Delta \tilde{E}_c dx^* + \int_{t_0}^{t_1} \int_{x_0}^{x_1} \hat{E}_c \frac{\partial \eta}{\partial t^*} dx^* dt^*$  και  $\int_{t_0}^{t_1} \int_{x_0}^{x_1} \int_{\sigma_0}^{\sigma_1} u' \frac{\partial \tilde{u}'}{\partial t^*} d\sigma dx^* dt^* = \int_{x_0}^{x_1} \int_{\sigma_0}^{\sigma_1} \Delta \tilde{E}'_c d\sigma dx^* + \int_{t_0}^{t_1} \int_{x_0}^{x_1} \int_{\sigma_0}^{\sigma_1} E'_c d\sigma \frac{\partial \eta}{\partial t^*} dx^* dt^*$ , αντίστοιχα. Η υποκατάσταση των πεπερασμένων διαφορών, που βασίζεται στο κοινό σχήμα leapfrog, δίνεται από

$$\sum_{\substack{i=1,M-1 \\ t=t_0,t_1}} \left( \hat{u}^t \frac{\tilde{u}^{t+\Delta t_e} - \tilde{u}^{t-\Delta t_e}}{2\Delta t_e} \Delta x \Delta t_e \right)_{i+\frac{1}{2}} = \sum_{i=1,M-1} \left( \frac{\Delta x}{2} (\hat{u}^{t_1} \tilde{u}^{t_1+\Delta t_e}) \right)_{i+\frac{1}{2}} +$$

$$\sum_{\substack{i=1,M-1 \\ t=t_0,t_1-\Delta t_e}} \left( \frac{\hat{u}^t \tilde{u}^{t+\Delta t_e} - \bar{\eta}^{x^{t+\Delta t_e}} - \bar{\eta}^{x^t}}{2 \Delta t_e} \Delta x \Delta t_e \right)_{i+\frac{1}{2}}$$

#### Εξίσωση 24

$$\sum_{\substack{i=1,M-1 \\ k=1,R-1 \\ t=t_0,t_1}} \left( u'^t \frac{\tilde{u}^{t+\Delta t} - \tilde{u}^{t-\Delta t}}{2\Delta t} \Delta x \Delta \sigma \Delta t \right)_{i+\frac{1}{2},k} = \sum_{k=1,R-1} \left( \frac{\Delta x \Delta \sigma}{2} (u'^{t_1} \tilde{u}^{t_1+\Delta t} - \right.$$

$$\left. u'^{t_0} \tilde{u}^{t_0-\Delta t}) \right)_{i+\frac{1}{2},k} + \sum_{\substack{i=1,M-1 \\ k=1,R-1 \\ t=t_0,t_1-\Delta t}} \left( \frac{u'^t u'^{t+\Delta t} - \bar{\eta}^{x^{t+\Delta t}} - \bar{\eta}^{x^t}}{2 \Delta t_e} \Delta x \Delta \sigma \Delta t \right)_{i+\frac{1}{2},k}$$

#### Εξίσωση 25

Οι εξισώσεις (24) και (25) αντίστοιχα αναπαριστούν τις εξωτερικές και εσωτερικές συνεισφορές. Στην εξίσωση (24), το t κυμαίνεται από t0 έως t1 με προσαυξήσεις του

$\Delta t_e$  , το εξωτερικό χρονικό βήμα, και με προσαυξήσεις του  $\Delta t$ , στο εσωτερικό χρονικό βήμα, στην εξίσωση (25). Ο πρώτος όρος του RHS της εξίσωσης (24) και (25) αντίστοιχα, αντιστοιχεί στη διαφορά της βαροτροπικής (αντίστοιχα βαροκλιτικής) ΚΕ μεταξύ των τελικών και των αρχικών χρονικών στιγμών ( $t_1, t_0$ ). Να σημειωθεί ότι σύμφωνα με τις εξισώσεις (24) και (25), η διακριτή μορφή τις κινητικής βαροτροπικής και βαροκλιτικής ενέργειας,  $(\hat{u}^t \tilde{u}^{t+\Delta t_e}, u^t u^{t+\Delta t})/2$ , μπορεί να είναι αρνητική, αφού οι ταχύτητες στις επαναλήψεις  $t$  και  $t + \Delta t_e$  ή  $t + \Delta t$  μπορούν να έχουν αντίθετα πρόσημα.

### Κίνηση της επιφάνειας

Ο τελευταίος όρος του RHS της εξίσωσης (24) πρέπει να ισούται με το ενεργειακό ισοζύγιο που σχετίζεται με τους όρους μεταφοράς, αφού σε περίπτωση κλειστών ορίων έχουμε:  $\int_{x_0}^{x_1} \hat{u} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial x^*} dx^* = - \int_{x_0}^{x_1} \frac{\hat{u}^2}{2} \frac{\partial \eta}{\partial t^*} dx^*$ . Χρησιμοποιώντας τον αριθμητικό υποκαταστάτη της βαροτροπικής εξίσωσης της συνέχειας (13) προκύπτει το

$$\frac{(\tilde{u}_{i+1/2}^t - \tilde{u}_{i-1/2}^t)}{\Delta x} = - \frac{(\eta_i^{t+\Delta t_e} - \eta_i^{t-\Delta t_e})}{2\Delta t_e}$$

### Εξίσωση 26

Με ολοκλήρωση κατά μέλη και υποθέτοντας κλειστά όρια ( $\hat{u}_{1/2} = \hat{u}_{M+1/2} = 0$ ), μπορεί να δειχθεί ότι ο υποκαταστάτης των πεπερασμένων διαφορών, που βασίζεται στο κεντρικό σχήμα ( $F_i = \bar{\tilde{u}}_i^x \tilde{u}_i^x$ ), εξακριβώνει το

$$\sum_{t=t_0, t_1}^{i=1, M-1} \hat{u}_{i+1/2}^t (F_{i+1} - F_i) \Delta t_e = - \sum_{t=t_0, t_1}^{i=1, M-1} \left( \frac{\hat{u}^{t^2}}{2} \frac{\bar{\eta}^{x^{t+\Delta t_e}} - \bar{\eta}^{x^{t-\Delta t_e}}}{2\Delta t_e} \Delta x \Delta t_e \right)_{i+\frac{1}{2}}$$

### Εξίσωση 27

Να σημειωθεί ότι το αναμενόμενο ισοζύγιο μεταξύ της εξίσωσης (27) και του δεύτερου όρου του RHS της εξίσωσης (24) δεν επιτυγχάνεται επακριβώς, αφού από τη μία το  $\frac{\hat{u}^t \hat{u}^{t+\Delta t_e}}{2}$  δεν είναι ακριβώς ίσο με το  $\frac{\hat{u}^{t^2}}{2}$ , ενώ από την άλλη η προς τα εμπρός παράγωγος,  $\frac{\bar{\eta}^{x^{t+\Delta t_e}} - \bar{\eta}^{x^t}}{\Delta t_e}$  δεν είναι αυστηρά ίση με την κεντρική παράγωγο,  $\frac{\bar{\eta}^{x^{t+\Delta t_e}} - \bar{\eta}^{x^{t-\Delta t_e}}}{2\Delta t_e}$ . Ωστόσο, υποθέτεται ότι αυτό το μειονέκτημα είναι ασήμαντο για

αρκετά μικρό χρονικό βήμα. Με παρόμοιο τρόπο, μπορεί ναδειχθεί ότι ο υποκαταστάτης των πεπερασμένων διαφορών για το ενεργειακό ισοζύγιο που σχετίζεται με το  $\frac{u' \partial \tilde{u} u'}{\partial x^*}$  (με ροές ορμής που δίνονται από  $F_i = \tilde{u}_i^x \bar{u}'_{i,k}$  και κλειστά όρια) ικανοποιεί τη σχέση

$$\sum_{\substack{i=1, M-1 \\ k=1, R-1 \\ t=t_0, t_1}} u'^t{}_{i+\frac{1}{2}, k} (F_{i+1, k} - F_{i, k}) \Delta t \Delta \sigma_k = - \sum_{\substack{i=1, M-1 \\ k=1, R-1 \\ t=t_0, t_1}} \left( \frac{u'^t{}_{i+\frac{1}{2}, k} \bar{\eta}^{x, t+\Delta t} - \bar{\eta}^{x, t-\Delta t}}{2} \Delta x \Delta \sigma \right)_{i+\frac{1}{2}, k}$$

#### Εξίσωση 28

Για παρόμοιους λόγους με τους ήδη προαναφερθέντες, η εξίσωση (28) δεν εξισορροπεί ακριβώς τον δεύτερο όρο του RHS της εξίσωσης (25). Κάποιες λεπτομέρειες αναφορικά με τη χρήση των βαροτροπικών ρευμάτων στις εξισώσεις της εσωτερικής λειτουργίας μπορεί να βοηθήσουν στην κατανόηση της εξίσωσης (28). Να σημειωθεί ότι, λόγω της τεχνικής του χρονικού διαχωρισμού, το βαροτροπικό ρεύμα που σχετίζεται με τις ροές της ορμής της (28) αντιστοιχεί σε ένα χρονικό μέσο όρο του αποτελέσματος της εξωτερικής λειτουργίας κατά την ορισμένη περίοδο μεταξύ  $t-\Delta t$  και  $t+\Delta t$ <sup>36</sup>. Ο όρος της διακύμανσης της μεταφοράς, που προκύπτει λόγω του κανόνα ολοκλήρωσης κατά μέλη, εξισορροπείται από μια διακύμανση του SLA μεταξύ των χρονικών βημάτων  $t-\Delta t$  και  $t+\Delta t$ , που καταλήγει στο RHS της (28).

#### Καθαρά βαροκλινοί όροι μεταφοράς

Οι καθαρά βαροκλινοί όροι μεταφοράς,  $u' \left( \frac{\partial \tilde{u}' u'}{\partial x^*} + \frac{\partial \omega u'}{\partial \sigma} \right)$ , δεν αντιμετωπίζουν το ίδιο πρόβλημα αφού έχειδειχθεί ότι διατηρείται η ολική ΚΕ, όσο οι ροές της ορμής και η εξίσωση της συνέχειας σχηματίζονται με συνέπεια. Όντως, προσδιορίζοντας τις ροές της ορμής όπως στην BM87 ( $F_{i,k}^X = \tilde{u}'_{i,k} \bar{u}'_{i,k}$ ,  $F_{i+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}}^Z = (\bar{\omega}^x \bar{u}'^z)_{i+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}}$ ), χρησιμοποιώντας τον υποκαταστάτη των πεπερασμένων διαφορών της βαροκλιτικής εξίσωσης της συνέχειας (που προκύπτει από τις εξισώσεις (12) και (13)),

<sup>36</sup> Mellor, 2003

$$\frac{\left(\tilde{u}'_{i+\frac{1}{2},k} - \tilde{u}'_{i-\frac{1}{2},k}\right)}{\Delta x} = -\frac{(\omega_{i,k+1/2} - \omega_{i,k-1/2})}{\Delta\sigma_k}$$

### Εξίσωση 29

Εφαρμόζοντας την ολοκλήρωση κατά μέλη και υποθέτοντας κλειστά όρια  $\left(u'_{\frac{1}{2},k}, u'_{M+\frac{1}{2},k} = 0\right)$ , μπορεί ναδειχθεί ότι ο αριθμητικός υποκαταστάτης του

αντίστοιχου ισοζυγίου ενέργειας,  $\sum_{\substack{i=1, M-1 \\ k=1, R-1 \\ t=t_0, t_1}} u'^{t, i+\frac{1}{2}, k} \left( (F_{i+1, k} - F_{i, k}) \Delta\sigma_k + \right.$

$\left. \left( F_{i+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}}^Z - F_{i+\frac{1}{2}, k-\frac{1}{2}}^Z \right) \Delta x \right) \Delta t$ , δεν μεταβάλλει την ολική ΚΕ.

### Εξωτερική /εσωτερική λειτουργία μεταφοράς ενέργειας

Οι όροι της εξίσωσης (17) που δεν έχουν περιγραφεί ακόμα είναι

$$\int_{t_0}^{t_1} \int_{x_0}^{x_1} \left[ \left( \hat{u} \int_{\sigma_0}^{\sigma_1} \frac{\partial \tilde{u}' u'}{\partial x^*} d\sigma \right) + \int_{\sigma_0}^{\sigma_1} u' \left( \frac{\partial \tilde{u}' \hat{u}}{\partial x^*} + \frac{\partial \omega \hat{u}}{\partial \sigma} \right) d\sigma \right] dx^* dt^*$$

### Εξίσωση 30

Ας γίνει αναφορά του ότι ο πρώτος όρος στο πρώτο κάθετο ολοκλήρωμα έχει προκύψει από τον πολλαπλασιασμό των μη γραμμικών όρων στο RHS της (14) με το  $\hat{u}$  και είναι μια συνεισφορά στο βαροτροπικό ΚΕ ισοζύγιο. Αντιστρόφως, ο όρος στο δεύτερο ολοκλήρωμα προέκυψε από τον πολλαπλασιασμό μέρους των μη γραμμικών όρων στο αριστερό μέρος (LHS) της (8) με το  $u'$  και είναι η συνεισφορά στο βαροκλιτικό ενεργειακό ισοζύγιο. Χρησιμοποιώντας τις εξισώσεις συνέχειας (5) και (6), παρατηρούμε ότι το δεύτερο ικανοποιεί το

$$\tilde{u}' \left( \frac{\partial \tilde{u}' \hat{u}}{\partial x^*} + \frac{\partial \omega \hat{u}}{\partial \sigma} \right) = \frac{\partial u' \tilde{u}' \hat{u}}{\partial x^*} - \hat{u} \frac{\partial \tilde{u}' u'}{\partial x^*}$$

### Εξίσωση 31

Εάν, όπως και προηγουμένως, θεωρηθεί ένα κλειστό πεδίο, ο πρώτος όρος του RHS της (31) απαλείφεται στον υπολογισμό του ολικού ισοζυγίου. Σε αυτή την περίπτωση, το δεύτερο κάθετο ολοκλήρωμα εξισορροπεί το πρώτο, δηλώνοντας μεταφορά ενέργειας μεταξύ της εξωτερικής και εσωτερικής λειτουργίας, στους όρους μεταφοράς. Για να γραφεί μια αριθμητική έκφραση για την (30), υποθέτοντας



κλειστά όρια, σημειώνεται ότι το ισοζύγιο που σχετίζεται στις οριζόντιες ροές ικανοποιεί τα

$$\sum_{\substack{i=1,M-1 \\ k=1,R-1 \\ t=t_0,t_1}} \hat{u}_{i+1/2}^t \frac{F_{i+1,k}^{XE} - F_{i,k}^{XE}}{\Delta x} \Delta \sigma_k \Delta t \Delta x = - \sum_{\substack{i=2,M-1 \\ k=1,R-1 \\ t=t_0,t_1}} (\overline{\hat{u}^{t^x} u^{t^x}})_{i,k} (\hat{u}_{i+1/2}^t - \hat{u}_{i-1/2}^t) \Delta \sigma_k \Delta t$$

#### Εξίσωση 32

$$\sum_{\substack{i=1,M-1 \\ k=1,R-1 \\ t=t_0,t_1}} u_{i+1/2,k}^{t^x} \frac{F_{i+1,k}^{XI} - F_{i,k}^{XI}}{\Delta x} \Delta \sigma_k \Delta t \Delta x = - \sum_{\substack{i=2,M-1 \\ k=1,R-1 \\ t=t_0,t_1}} (\overline{\hat{u}^{t^x} \hat{u}^{t^x}})_{i,k} (u_{i+1/2}^{t^x} - u_{i-1/2}^{t^x}) \Delta \sigma_k \Delta t$$

#### Εξίσωση 33

Σύμφωνα με το βαροκλιτικό σχήμα συνέχειας (29), μπορεί να αντικατασταθεί το

$$\frac{(\overline{\omega_{i+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{t^x} - \omega_{i+\frac{1}{2},k-\frac{1}{2}}^{t^x}})}{\Delta \sigma_k} = \frac{(\overline{\hat{u}_{i+1,k}^{t^x} - \hat{u}_{i,k}^{t^x}})}{\Delta x}$$

και το άθροισμα της (32) και της (33) είναι μηδενικό. Με άλλα λόγια, το ισοζύγιο που εκφράζεται από τις (32) και (33) επιτυγχάνεται αριθμητικά στην πραγματικότητα. Δυστυχώς, αυτό δεν συμβαίνει όταν τα βαροτροπικά ρεύματα στις (32) και (33) διαφέρουν. Ωστόσο, υποθέτεται ότι η τιμή του βαροτροπικού όρου δεν έχει ευαισθησία ως προς τον τρόπο υπολογισμού του χρονικού μέσου όρου, ειδικά σε περιπτώσεις χαμηλών συχνοτήτων. Ωστόσο, το μειονέκτημα της ενεργειακής διατήρησης μπορεί να θεωρηθεί ασήμαντο στις περισσότερες περιπτώσεις.

### 4.2.4 Απαγωγή της κινητικής ενέργειας στους όρους διάχυσης

#### Αναλυτικός σχηματισμός

Η επίδραση των όρων διάχυσης στο ενεργειακό ισοζύγιο δίνεται από

$$\int_{t_0}^{t_1} \int_{x_0}^{x_1} \int_{\sigma_0}^{\sigma_1} u \left( \frac{\partial}{\partial x^*} \tilde{K}^x \frac{\partial u}{\partial x^*} + \frac{\partial}{\partial \sigma} \frac{K^z}{H} \frac{\partial u}{\partial \sigma} \right) dx^* d\sigma dt^* = \int_{t_0}^{t_1} \int_{\sigma_0}^{\sigma_1} \left[ u \tilde{K}^x \frac{\partial u}{\partial x^*} \right] d\sigma dt^* + \int_{t_0}^{t_1} \int_{x_0}^{x_1} \left[ u \frac{K^z}{H} \frac{\partial u}{\partial \sigma} \right] dx^* dt^* - \int_{t_0}^{t_1} \int_{x_0}^{x_1} \int_{\sigma_0}^{\sigma_1} \left( \tilde{K}^x \left( \frac{\partial u}{\partial x^*} \right)^2 + \frac{K^z}{H} \left( \frac{\partial u}{\partial \sigma} \right)^2 \right) dx^* d\sigma dt^*$$

#### Εξίσωση 34

Ο πρώτος όρος στο RHS της (34) αναπαριστά τις ροές ενέργειας στα πλευρικά όρια, το οποίο δεν περιλαμβάνεται στην περίπτωση των κλειστών ορίων. Ο δεύτερος όρος αναπαριστά τις ροές ενέργειας που σχετίζονται με την επιφάνεια και τον πυθμένα. Ο τελευταίος όρος είναι πάντα αρνητικός, το οποίο υποδηλώνει ότι η διάχυση είναι μια ενεργειακή μείωση. Τα μοντέλα τύπου POM γενικά χρησιμοποιούν ένα σχήμα τύρβης που βασίζεται σε μια προγνωστική εξίσωση για την τυρβώδη κινητική ενέργεια (αλλιώς TKE). Το τελευταίο κανονικά περιέχει έναν όρο παραγωγής  $\tilde{K}^z \left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2$ <sup>30</sup>, ώστε η ενεργειακή απώλεια που εισάγεται από την κάθετη ανάμιξη στην (34) στην πραγματικότητα περιέχει μια διεργασία μεταφοράς ενέργειας από πλήρως επιλυμένες κλίμακες από το πλέγμα του μοντέλου σε κλίμακα της τύρβης, που έχει παραμετροποιηθεί από το σχήμα της τύρβης. Πρακτικά, οι απώλειες ενέργειας από την κάθετη διάχυση εξισορροπείται από μια ισοδύναμη αύξηση της TKE. Η οριζόντια τύρβη δεν αναπαριστάται με ακρίβεια σε αυτά τα μοντέλα, και η μείωση που εισάγεται από την οριζόντια ανάμιξη,  $-\tilde{K}^x \left(\frac{\partial u}{\partial x^*}\right)^2$ , αποβάλλεται άμεσα από το σύστημα.

### Φίλτρο Asselin

Ωστόσο δεν εμφανίζεται στον μαθηματικό σχηματισμό των εξισώσεων του μοντέλου, θεωρείται επίσης μια επίδραση χρονικής διάχυσης, που εισάγεται από την χρήση ενός φίλτρου Asselin<sup>37</sup>. Το φίλτρο Asselin εφαρμόζεται ως:

$$\varphi^{*t} = \varphi^t + \frac{a}{2}(\varphi^{t+\Delta t} - 2\varphi^t + \varphi^{*t-\Delta t})$$

### Εξίσωση 35

, όπου  $\varphi^t$  είναι οποιαδήποτε από τις μεταβλητές του μοντέλου και  $\varphi^{*t}$  είναι η αντίστοιχη επεξεργασμένη μεταβλητή. Σε συνδυασμό με το σχήμα leapfrog, η χρονικά μεταβαλλόμενη διεργασία είναι:

$$\frac{\varphi^{t+\Delta t} - \varphi^{*t-\Delta t}}{2\Delta t} = RHS^t$$

### Εξίσωση 36

<sup>37</sup> Asselin, 1972

, όπου το  $RHS^t$  είναι το αριθμητικό ομόλογο διαφορών διεργασιών του μοντέλου, χωρίς τον όρο του φίλτρου Asselin.

Το μειονέκτημα της έκφρασης (36) είναι ότι αφαιρείται μια βασική ιδιότητα διατήρησης, αφού το αριθμητικό ολοκλήρωμα κατά τη διάρκεια της προσομοίωσης του LHS όρου της (36) δεν είναι ίσο με τη διαφορά μεταξύ της τελικής και αρχικής κατάστασης. Πρακτικά, η έκφραση (36) μπορεί να ξαναγραφεί χρησιμοποιώντας την (35) σε χρόνο  $t-\Delta t$ , δηλαδή

$$\varphi^{t+\Delta t} - \varphi^{*t-\Delta t} = 2\Delta t RHS^t + \frac{a}{2}(\varphi^t - 2\varphi^{t-\Delta t} + \varphi^{*t-2\Delta t})$$

#### Εξίσωση 37

, όπου η επεξεργασμένη μεταβλητή  $\varphi^{*t-2\Delta t}$ , μπορεί να αντικατασταθεί από το  $\varphi^{t-2\Delta t}$  λόγω της (35), ώστε να εισαχθεί ο επιπρόσθετος όρος  $\left(\frac{a}{2}\right)^2 (\varphi^{t-\Delta t} - 2\varphi^{t-2\Delta t} + \varphi^{*t-3\Delta t})$  στο RHS της (37). Αυτή η διεργασία μπορεί να επαναληφθεί για  $\varphi^{*t-3\Delta t}$  και ούτω καθ' εξής, ώστε τελικά να επιτευχθεί ότι το RHS της (36) είναι ισοδύναμο με το  $2\Delta t RHS^t + \sum_{q=1, q_{max}} \left(\frac{a}{2}\right)^q (\varphi^{t-(q-1)\Delta t} - 2\varphi^{t-q\Delta t} + \varphi^{*t-(q+1)\Delta t})$ , όπου το  $q_{max}$  είναι ο συνολικός αριθμός των επαναλήψεων από την έναρξη της προσομοίωσης. Αφού ο συντελεστής Asselin,  $a$ , γενικά είναι θετικός αριθμός πολύ μικρότερος του 1, οι όροι των πολυωνυμικών σειρών με  $q \geq 2$  μπορούν να αγνοηθούν, ώστε η (37) είναι εικονικά ισοδύναμη με

$$\varphi^{t+\Delta t} - \varphi^{*t-\Delta t} = 2\Delta t RHS^t + \frac{a}{2}(\varphi^t - 2\varphi^{t-\Delta t} + \varphi^{t-2\Delta t})$$

#### Εξίσωση 38

Τελικά χρησιμοποιείται η (38), λόγω των ιδιοτήτων διατήρησης. Όντως το αριθμητικό ισοδύναμο της χρονικής ολοκλήρωσης της (38) δίνει:

$$\frac{1}{2} \left( \varphi^{t1+\Delta t} + \varphi^{t1} - \frac{a}{2} (\varphi^{t1} - \varphi^{t1-\Delta t}) \right) = \sum_{t=t0, t1} RHS^t \Delta t + \frac{1}{2} \left( \varphi^{t0-\Delta t} + \varphi^{t0} - \frac{a}{2} (\varphi^{t0-\Delta t} - \varphi^{t0-2\Delta t}) \right)$$

#### Εξίσωση 39

, δείχνοντας ότι η τελική κατάσταση των μεταβλητών εξαρτάται μόνο από την αρχική κατάσταση και την χρονική ολοκλήρωση των επιβεβλημένων όρων. Επίσης, να σημειωθεί ότι η έκφραση (38) δεν μπορεί να εφαρμοστεί όπως είναι, λόγω της S

διατύπωσης του μοντέλου, οπότε στην πραγματικότητα χρησιμοποιείται το ακόλουθο σχήμα:

$$\tilde{\varphi}^{t+\Delta t} - \tilde{\varphi}^{t-\Delta t} = 2dtR\tilde{H}S^t + \tilde{F}_{ass}^{t-0.5\Delta t} - \tilde{F}_{ass}^{t-1.5\Delta t}$$

**Εξίσωση 40**

με

$$(\tilde{F}_{ass}^{t-0.5\Delta t}, \tilde{F}_{ass}^{t-1.5\Delta t}) = \frac{a}{2} \left( \frac{H^t + H^{t-\Delta t}}{2} (\varphi^t - \varphi^{t-\Delta t}), \frac{H^{t-\Delta t} + H^{t-2\Delta t}}{2} (\varphi^{t-\Delta t} - \varphi^{t-2\Delta t}) \right)$$

**Εξίσωση 41**

Το φίλτρο Asselin στην τυπική του μορφή είναι γνωστό για την καταστροφή των ιδιοτήτων διατήρησης για μεταβλητές ιχνηθέτες. Το πλεονέκτημα της (40) και (41) είναι ότι το φίλτρο αφήνει τα ομογενοποιημένα πεδία αμετάβλητα παρά τις πιθανές κινήσεις του SLA. Στην πραγματικότητα, το φίλτρο μπορεί να θεωρηθεί ως ένα υποκατάστατο πεπερασμένων διαφορών για μια διεργασία χρονικής διάχυσης,  $\frac{\partial}{\partial t} \tilde{K}^A \frac{\partial \varphi}{\partial t}$  (όπου  $\frac{\tilde{K}^A}{\Delta t^2} = \frac{\tilde{a}}{2}$ ), συγκρίσιμο με διεργασίες οριζόντιας και κάθετης ανάμιξης. Σχετικά με την ταχύτητα, αναμένεται ότι η ΚΕ που διαχέεται από το φίλτρο δίνεται από το χρονικό ολοκλήρωμα του  $-\tilde{K}^A \left( \frac{\partial u}{\partial t} \right)^2$ . Να σημειωθεί ότι ο υπολογισμός του φίλτρου αφορά το προηγούμενο χρονικό βήμα,  $t-\Delta t$ . Η προσέγγιση του ενεργειακού ισοζυγίου τονίζει αυτή την ιδιότητα. Χρησιμοποιώντας τον αριθμητικό κανόνα της ολοκλήρωσης κατά μέλη, το ΚΕ ισοζύγιο που σχετίζεται με το φίλτρο ικανοποιεί:

$$\begin{aligned} & \sum_{t=t_0, t_1} u^t (\tilde{F}_{ass}^{t-0.5\Delta t} - \tilde{F}_{ass}^{t-1.5\Delta t}) dt \\ & = u^{t_1} \tilde{F}_{ass}^{t_1-0.5\Delta t} - \tilde{F}_{ass}^{t_0-1.5\Delta t} - \sum_{t=t_0, t_1} \tilde{K}^A \frac{(u^t - u^{t-\Delta t})(u^{t+\Delta t} - u^t)}{\Delta t} \end{aligned}$$

**Εξίσωση 42**

Φαίνεται ότι το γινόμενο  $(u^t - u^{t-\Delta t})(u^{t+\Delta t} - u^t)$ , στο RHS της (42), θα έπρεπε να είναι θετικό τις περισσότερες φορές. Ωστόσο, πιο πιθανό είναι να είναι αρνητικό. Ενώ μπορεί να προκύψει ότι η παραγόμενη ΚΕ από το φίλτρο ενισχύει τον αριθμητικό θόρυβο, που στην πραγματικότητα δεν ισχύει. Όντως, σε συμφωνία με τις (24) και (25), παρατηρείται ότι η ΚΕ των ασταθειών υψηλής συχνότητας είναι αρνητική, ώστε η φαινόμενη παραγωγή ενέργειας από το φίλτρο να μειώνει το επίπεδο του

αριθμητικού θορύβου. Εάν ο υπολογισμός του φίλτρου αφορούσε το τωρινό χρονικό βήμα  $t$ , δεν θα ίσχυε αυτή η ιδιότητα.

#### 4.2.5 Οριζόντια και Κάθετη Ανάμειξη

Η οριζόντια ανάμειξη υπολογίζεται με τις ταχύτητες που έχουν προκύψει στο προηγούμενο χρονικό βήμα  $t-\Delta t$ . Το σχετικό ισοζύγιο ΚΕ, υποθέτοντας ένα κλειστό πεδίο και χρησιμοποιώντας την (8), ικανοποιεί το:

$$\sum_{\substack{t=t_0,t_1 \\ k=1,R-1 \\ i=2,M-1}} \frac{u'_{i+\frac{1}{2},k}}{\Delta x} \left( \tilde{K}^x \left( u_{i+\frac{3}{2},k}^{t-\Delta t} - u_{i+\frac{1}{2},k}^{t-\Delta t} \right) - \tilde{K}^x \left( u_{i+\frac{1}{2},k}^{t-\Delta t} - u_{i-\frac{1}{2},k}^{t-\Delta t} \right) \right) \Delta \sigma_k \Delta t =$$

$$\sum_{\substack{t=t_0,t_1 \\ k=1,R-1 \\ i=2,M-1}} \frac{\tilde{K}^x}{\Delta x} \left( u_{i+\frac{1}{2},k}^{t-\Delta t} - u_{i-\frac{1}{2},k}^{t-\Delta t} \right) \left( u_{i+\frac{1}{2},k}^t - u_{i-\frac{1}{2},k}^t \right) \Delta \sigma_k \Delta t$$

#### Εξίσωση 43

Στις περισσότερες περιπτώσεις το RHS της (43) είναι αρνητικό, υποδεικνύοντας την αναμενόμενη επίδραση της απαγωγής της οριζόντιας ανάμειξης. Στην συγκεκριμένη περίπτωση της αριθμητικής λειτουργίας έχοντας μια περίοδο  $2\Delta t$  το RHS της (43) γίνεται θετικό, αντενεργώντας στην ανάπτυξη του προηγούμενου, αφού η ΚΕ του αριθμητικού θορύβου είναι αρνητική. Παρόμοια σχόλια προκύπτουν και για την κάθετη ανάμειξη, εκτός του ότι ο υπολογισμός της αφορά το επόμενο χρονικό βήμα  $t+\Delta t$ . Ως συνέπεια, σε ένα δοσμένο κόμβο του πλέγματος  $(i+1/2, k)$ , κάθε εξίσωση του μοντέλου περιέχει αρκετές άγνωστες μεταβλητές επάγοντας μια κάθετη εξάρτηση στις άλλες εξισώσεις, προϋποθέτοντας ένα γραμμικό σύστημα για την επίλυση των εξισώσεων της ίδιας στήλης του πλέγματος. Από την άλλη, τα έμμεσα σχήματα είναι πιο σταθερά. Χρησιμοποιώντας τον αριθμητικό κανόνα της ολοκλήρωσης κατά μέλη, το ενεργειακό ισοζύγιο που σχετίζεται με την κάθετη ανάμειξη επαληθεύει το:

$$\sum_{\substack{t=t_0,t_1 \\ k=1,R-1 \\ i=2,M-1}} u_{i+\frac{1}{2},k}^t \left( \frac{\tau_{i+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}^{1-\tau} - \tau_{i+\frac{1}{2},k-\frac{1}{2}}}{\Delta \sigma_k} \right) \Delta x \Delta t \Delta \sigma_k = \sum_{i=2,M-1} \left( u_{i+\frac{1}{2},R-1}^t \tau_{i+\frac{1}{2}}^{Surf} - \right.$$

$$\left. u_{i+\frac{1}{2},1}^t \tau_{i+\frac{1}{2}}^{Bot} \right) \Delta x \Delta t - \sum_{\substack{t=t_0,t_1 \\ k=1,R-1 \\ i=2,M-1}} K^z \frac{u_{i+\frac{1}{2},k+1}^{t+\Delta t} - u_{i+\frac{1}{2},k}^{t+\Delta t}}{z_{i+\frac{1}{2},k+1} - z_{i+\frac{1}{2},k}} \left( u_{i+\frac{1}{2},k+1}^t - u_{i+\frac{1}{2},k}^t \right) \Delta x \Delta t$$

#### Εξίσωση 44

, όπου  $\tau_{i+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}} = K^z \frac{u_{i+\frac{1}{2},k+1}^{t+\Delta t} - u_{i+\frac{1}{2},k}^{t+\Delta t}}{z_{i+\frac{1}{2},k+1} - z_{i+\frac{1}{2},k}}$  και τα  $(\tau_{i+\frac{1}{2}}^{Surf}, \tau_{i+\frac{1}{2}}^{Bot})$  είναι οι τάσεις στην επιφάνεια

και τον πυθμένα, που δρουν ως πηγή ή καταβόθρα ενέργειας. Ο τελευταίος όρος του RHS της (44) είναι ένα όρος ενεργειακής διάχυσης. Επαληθεύεται ότι:

$$\int_{\sigma_0}^{\sigma_1} \left( \frac{\partial}{\partial x^*} \tilde{K}^x \frac{\partial u}{\partial x^*} \right) d\sigma = \frac{\partial}{\partial x^*} \tilde{K}^x \frac{\partial \hat{u}}{\partial x^*}$$

#### Εξίσωση 45

Στην περίπτωση ενός μη σταθερού συντελεστή ανάμιξης, στην εξίσωση (14) θα περιλαμβανόταν και ένας επιπλέον όρος, το  $\int_{\sigma_0}^{\sigma_1} \left( \frac{\partial}{\partial x^*} \tilde{K}' \frac{\partial w}{\partial x^*} \right) d\sigma$ , με  $K' = K^x - \int_{\sigma_0}^{\sigma_1} K^x d\sigma$ .

### 4.2.6 Βαθμίδα Πίεσης

#### SLA κατωφέρειας

Η βαθμίδα πίεσης δίνεται από την έκφραση (10). Να σημειωθεί ότι η τελευταία περιλαμβάνει έναν καθαρά βαροτροπικό όρο που σχετίζεται με την κατωφέρεια του SLA. Η συνεισφορά του βαροτροπικού ΚΕ λαμβάνεται πολλαπλασιάζοντας τον όρο της SLA κλίσης,  $gH \frac{\partial \eta}{\partial x}$ , της εξίσωσης (14) με το βαροτροπικό ρεύμα,  $\hat{u}$ . Χρησιμοποιώντας την βαροτροπική εξίσωση της συνέχειας (13), και το θεώρημα διαφορίσης, προκύπτει το σχετικό ενεργειακό ισοζύγιο:

$$- \int_{t_0}^{t_1} \int_{x_0}^{x_1} g \hat{u} H \frac{\partial \eta}{\partial x} dx^* dt^* = - \int_{x_0}^{x_1} \left[ \frac{g \eta^2}{2} \right] dx^* - \int_{t_0}^{t_1} g [H \hat{u} \eta] dt^*$$

#### Εξίσωση 46

, όπου ο πρώτος όρος του RHS της (46) αναπαριστά μια διακύμανση του βαροτροπικού ΔΕ μεταξύ της αρχικής και της τελικής χρονικής στιγμής,  $t_0$  και  $t_1$ . Ο δεύτερος όρος του RHS της (46) φεύγει σε περίπτωση κλειστών ορίων. Η διακριτή μορφή της βαθμίδας πίεσης στην επιφάνεια είναι απλά το  $\frac{-g \bar{H}_{i+\frac{1}{2}}^x (\eta_{i+1} - \eta_i)}{\Delta x}$ . Η διατήρηση της ενέργειας παρουσιάζεται χρησιμοποιώντας την διακριτή βαροτροπική εξίσωση της συνέχειας (26) και τον αριθμητικό κανόνα της ολοκλήρωσης κατά μέλη. Στην περίπτωση των κλειστών ορίων το αντίστοιχο των πεπερασμένων διαφορών της (46) είναι

$$-\sum_{i=1, M-1}^{t=t_0, t_1} g \tilde{u}_{i+\frac{1}{2}}^t \frac{\eta_{i+1}^t - \eta_i^t}{\Delta x} \Delta t_e = -\sum_{i=2, M-1} \frac{g}{2} (\eta_i^{t_1} \eta_i^{t_1+\Delta t_e} - \eta_i^{t_0} \eta_i^{t_0+\Delta t_e}) \Delta x$$

#### Εξίσωση 47

, όπου το αριθμητικό ομόλογο της βαροτροπικής ΔΕ ανωμαλίας δίνεται από το  $\frac{g \eta_i^t \eta_i^{t+\Delta t_e}}{2}$ . Ενώ η συνεχής μορφή του τελευταίου είναι πάντα θετική, μπορεί να γίνει αρνητική ορισμένες φορές (στην περίπτωση που το μοντέλο γίνεται ασταθές και δημιουργείται αριθμητικός θόρυβος), λόγω του leapfrog χρονικά μεταβαλλόμενου σχήματος. Αυτό το ζήτημα μπορεί να ληφθεί υπόψη για να προκύψει συνέπεια και των άλλων αριθμητικών σχημάτων στην εξωτερική λειτουργία, όπως οι οριακές συνθήκες. Στην περίπτωση των ανοιχτών ορίων, το χρονικό ολοκλήρωμα της ροής ΔΕ μέσω των ορίων πρέπει να προστίθεται στο RHS της (47),  $g(\bar{H}^x \hat{u}^t)_{1+\frac{1}{2}} \eta_1^t - g(\bar{H}^x \hat{u}^t)_{M-\frac{1}{2}} \eta_M^t$ . Χρησιμοποιώντας μια οριακή συνθήκη ακτινοβολίας που είναι έκκεντρη στο χώρο και στο χρόνο<sup>23</sup>, αυτές οι ενεργειακές ροές γίνονται  $-gc \eta_1^{t_1+\Delta t_e} \eta_1^t - gc \eta_M^{t_1+\Delta t_e} \eta_M^t$ , όπου το c είναι η ταχύτητα φάσεως των επιφανειακών κυμάτων. Στις περισσότερες περιπτώσεις, αυτές οι ροές είναι αρνητικές, αφού τα  $\eta^t$  και  $\eta^{t+\Delta t_e}$  είναι ομόσημα. Με άλλα λόγια, οι εν λόγω οριακές συνθήκες ακτινοβολίας αφαιρούν ενέργεια από το σύστημα, μια ιδιότητα που μπορεί να θεωρηθεί ότι ενισχύει την σταθερότητα του μοντέλου. Όταν δημιουργείται αριθμητικός θόρυβος, τα  $\eta^t$  και  $\eta^{t+\Delta t_e}$  έχουν αντίθετα πρόσημα, ώστε η διακριτή μορφή της ανωμαλίας ΔΕ να είναι αρνητική. Οι ροές στα ανοιχτά όρια παραμένουν συνεπείς αφού γίνουν θετικές, και μειωθεί και ο θόρυβος.

#### Βαροκλιτική συνεισφορά των ανωμαλιών της βαθμίδας πυκνότητας

Οι όροι της βαθμίδας πίεσης θεωρούνται εξαρτώμενοι από τους όρους των βαθμίδων πυκνότητας, που είναι οι δύο τελευταίοι όροι στο RHS της εξίσωσης (35). Αυτοί οι όροι συνεισφέρουν στο βαροκλιτικό και στο βαροτροπικό ενεργειακό ισοζύγιο. Όσον αφορά την βαροκλιτική συνεισφορά, προκύπτει από τον πολλαπλασιασμό του μέρους της πίεσης που εξαρτάται από τις βαθμίδες πυκνότητας της εξίσωσης (8), με το βαροκλιτικό ρεύμα,  $u'$ . Χρησιμοποιώντας το θεώρημα της διαφορίσης, το υδροστατικό ισοζύγιο και τις βαροκλιτικές εξισώσεις συνέχειας προκύπτει ότι

$$-\int_{t_0}^{t_1} \int_{x_0}^{x_1} \int_{\sigma_0}^{\sigma_1} u' \left( \frac{\partial p'}{\partial x^*} + \frac{\partial z}{\partial x^*} \rho' \right) H d\sigma dx^* dt^* = -g \int_{t_0}^{t_1} \int_{x_0}^{x_1} \int_{\sigma_0}^{\sigma_1} \left( \omega \rho' H + \frac{\partial z}{\partial x^*} \tilde{u}' \rho' \right) d\sigma dx^* dt^*$$

#### Εξίσωση 48

Η δύναμη της βαθμίδας πίεσης δίνεται από απλή διακριτοποίηση, δηλαδή

$$\frac{\partial p'}{\partial x^*} + \frac{\partial z}{\partial x^*} \rho' = \frac{p'_{i+1,k} - p'_{i,k}}{\Delta x} + g \frac{z_{i+1,k} - z_{i,k}}{\Delta x} \bar{\rho}'_{i+\frac{1}{2},k}$$

#### Εξίσωση 49

, όπου η υδροστατική πίεση υπολογίζεται ως

$$p'_{i,k} = g H_i [\sum_{q=k+1, R-1} \rho'_{1,q} \Delta \sigma_q + 0.5 \rho'_{1,k} \Delta \sigma_k]$$

#### Εξίσωση 50

Η ορθογωνική ολοκλήρωση στην (50) δεν απαιτεί κάποια συγκεκριμένη οριακή συνθήκη στο πάνω μέρος του πλέγματος. Υποθέτει μια τμηματική σταθερή συνεισφορά σε κάθε κάθετο κελί, το οποίο είναι συνεπές με τον κανόνα του διακριτού ισοζυγίου ΔΕ. Για αυτό το λόγο επιλέχθηκε το σχήμα των (49, 50)<sup>23</sup>. Όσον αφορά το αριθμητικό ομόλογο της έκφρασης (48), σύμφωνα με την (50) προκύπτει ότι

$$p'_{i,k} - p'_{i,k-1} = \frac{g H_i}{2} (\Delta \sigma_k \rho'_{1,k} + \Delta \sigma_{k-1} \rho'_{1,k-1})$$

#### Εξίσωση 51

Χρησιμοποιώντας τις (49) και (51), την εξίσωση συνέχειας (29) και κλειστές οριακές συνθήκες,  $u_{\frac{1}{2},k} = u_{M+\frac{1}{2},k} = 0$ , προκύπτει ότι το αριθμητικό ομόλογο της έκφρασης

(48) ικανοποιεί το

$$\begin{aligned} & - \sum_{\substack{t=t_0, t_1 \\ i=1, M-1 \\ k=1, R-1}} u'_{i+\frac{1}{2},k} \left( \frac{p'_{i+1,k} - p'_{i,k}}{\Delta x} + g \frac{z_{i+1,k} - z_{i,k}}{\Delta x} \bar{\rho}'_{i+\frac{1}{2},k} \right) \bar{H}_{i+\frac{1}{2},k}^x \Delta \sigma_k \Delta x \Delta t = \\ & - \frac{g}{2} \sum_{\substack{t=t_0, t_1 \\ i=1, M-1 \\ k=2, R-1}} \omega_{i,k} (\Delta \sigma_k \rho'_{1,k} + \Delta \sigma_{k-1} \rho'_{1,k-1}) H_i \Delta x \Delta t - g \sum_{\substack{t=t_0, t_1 \\ i=1, M-1 \\ k=1, R-1}} \tilde{u}'_{i+\frac{1}{2},k} (z_{i+1,k} - \\ & z_{i,k}) \bar{\rho}'_{i+\frac{1}{2},k} \Delta \sigma_k \Delta t \end{aligned}$$

#### Εξίσωση 52



### Βαροτροπική συνεισφορά των ανωμαλιών της βαθμίδας πυκνότητας

Σε αυτό το σημείο εξετάζεται η συνεισφορά της δύναμης της βαθμίδας πίεσης που σχετίζεται με την ανωμαλία πυκνότητας στο βαροτροπικό ισοζύγιο κινητικής ενέργειας (ΚΕ). Το τελευταίο προκύπτει από τον πολλαπλασιασμό, στην βαροτροπική εξίσωση ορμής (14), του μέρους της βαθμίδας πίεσης που εξαρτάται από τις βαθμίδες πυκνότητας με το βαροτροπικό ρεύμα  $\hat{u}$ . Χρησιμοποιώντας την ιδιότητα της διαφόρισης σε ένα κλειστό πεδίο και την βαροτροπική εξίσωση της συνέχειας (13), προκύπτει ότι

$$-\int_{t_0}^{t_1} \int_{x_0}^{x_1} \int_{\sigma_0}^{\sigma_1} \hat{u} \left( \frac{\partial p'}{\partial x^*} + \frac{\partial z}{\partial x^*} \rho' \right) H d\sigma dx^* dt^* = -\int_{t_0}^{t_1} \int_{x_0}^{x_1} \int_{\sigma_0}^{\sigma_1} \left( p' \frac{\partial \eta}{\partial t} + g \frac{\partial z}{\partial x^*} \tilde{u} \rho' \right) d\sigma dx^* dt^*$$

#### Εξίσωση 53

Το RHS της εξίσωσης (53) αποδεικνύει την ύπαρξη ενός μηχανισμού μετατροπής μεταξύ της κινητικής και άλλων πιθανών μορφών ενέργειας. Όσον αφορά το αριθμητικό ομόλογο της εξίσωσης (53), χρησιμοποιώντας την οριακή συνθήκη  $\hat{u}_{\frac{1}{2}} = \hat{u}_{M+\frac{1}{2}} = 0$ , προκύπτει ότι

$$-\sum_{\substack{t=t_0, t_1 \\ i=1, M-1 \\ k=1, R-1}} \hat{u}_{i+\frac{1}{2}} \left( \frac{p'_{i+1, k} - p'_{i, k}}{\Delta x} + g \frac{z_{i+1, k} - z_{i, k}}{\Delta x} \bar{\rho}'_{i+\frac{1}{2}, k} \right) \bar{H}_{i+\frac{1}{2}}^x \Delta \sigma_k \Delta x \Delta t = \\ \sum_{\substack{t=t_0, t_1 \\ i=1, M \\ k=2, R-1}} p'_{i, k} \frac{\tilde{u}_{i+\frac{1}{2}} - \tilde{u}_{i-\frac{1}{2}}}{\Delta x} \Delta \sigma_k \Delta x \Delta t - g \sum_{\substack{t=t_0, t_1 \\ i=1, M-1 \\ k=1, R-1}} \tilde{u}_{i+\frac{1}{2}} (z_{i+1, k} - z_{i, k}) \bar{\rho}'_{i+\frac{1}{2}, k} \Delta \sigma_k \Delta t$$

#### Εξίσωση 54

Το RHS της εξίσωσης (54) αναπαριστά το αριθμητικό ομόλογο του RHS της εξίσωσης (53). Το βαροτροπικό ρεύμα στο RHS της (54) σε συνδυασμό με κάποιους όρους της εσωτερικής λειτουργίας  $(p', \rho', z)$ , παραμένουν σταθεροί για μια σειρά υπολογισμών της εξωτερικής λειτουργίας για το χρονικό βήμα μεταξύ  $t$  και  $t+\Delta t$ . Δηλαδή, η αριθμητική χρονική ολοκλήρωση της εξίσωσης (54) μπορεί να υπολογιστεί με το χρονικά μεταβαλλόμενο σχήμα της εσωτερικής λειτουργίας, εφόσον υπολογίζεται ο μέσος όρος του βαροτροπικού ρεύματος καθ' όλη τη διάρκεια της αλληλουχίας του εξωτερικού τρόπου λειτουργίας, οριοθετούμενο από τα

εσωτερικά χρονικά βήματα  $t$  και  $t+\Delta t$ . Τότε ο πρώτος όρος στο RHS της (54) μπορεί να γραφεί ως

$$\sum_{\substack{t=t_0,t_1 \\ i=1,M \\ k-2,R-1}} p'_{i,k} \frac{\tilde{u}_{i+\frac{1}{2}} - \tilde{u}_{i-\frac{1}{2}}}{\Delta x} \Delta \sigma_k \Delta x \Delta t = - \sum_{\substack{t=t_0,t_1 \\ i=1,M \\ k-2,R-1}} p'_{i,k} \frac{\eta_i^{t+\Delta t} - \eta_i^t}{\Delta t} \Delta \sigma_k \Delta x \Delta t$$

**Εξίσωση 55**

#### 4.2.7 Ισοζύγιο Δυναμικής ενέργειας

Όσον αφορά την επίδραση της πυκνότητας, το ισοζύγιο ΔΕ προκύπτει πολλαπλασιάζοντας την εξίσωση πυκνότητας (11) με  $gz$ <sup>38</sup>. Θεωρώντας κλειστό πεδίο και καθόλου τυρβώδη ροή μεταξύ του πυθμένα και της επιφάνειας, αυτό δίνει

$$\int_{t_0}^{t_1} \int_{x_0}^{x_1} \int_{\sigma_0}^{\sigma_1} \frac{\partial gz \tilde{\rho}'}{\partial t^*} d\sigma dx^* dt^* = \int_{t_0}^{t_1} \int_{x_0}^{x_1} \int_{\sigma_0}^{\sigma_1} \left( g \tilde{\rho}' \frac{\partial z}{\partial t^*} + g \rho' \tilde{u} \frac{\partial z}{\partial x^*} + g \rho' \omega H \right) d\sigma dx^* dt^* - \int_{t_0}^{t_1} \int_{x_0}^{x_1} \int_{\sigma_0}^{\sigma_1} \left( g \tilde{K}_T^x \frac{\partial \rho'}{\partial x^*} \frac{\partial z}{\partial x^*} + g K_T^z \frac{\partial \rho'}{\partial \sigma} \right) d\sigma dx^* dt^*$$

**Εξίσωση 56**

Το LHS της εξίσωσης (56) είναι ένας όρος χρονικής διακύμανσης της ΔΕ. Το πρώτο ολοκλήρωμα στο RHS της εξίσωσης (56) αντιστοιχεί στην επίδραση της μεταφοράς πυκνότητας στο ισοζύγιο ΔΕ. Το δεύτερο ολοκλήρωμα του RHS της εξίσωσης (56) αντιστοιχεί στην επίδραση της ανάμειξης.

#### Όρος χρονικής διακύμανσης

Ο όρος χρονικής διακύμανσης της ΔΕ ( $\frac{\partial gz \tilde{\rho}'}{\partial t^*}$ ) και ο όρος που σχετίζεται με τη διακύμανση των κάθετων επιπέδων του πλέγματος ( $gz \frac{\partial \tilde{\rho}'}{\partial t^*}$ ) προκύπτουν από τον όρο χρονικής διακύμανσης της εξίσωσης της πυκνότητας (11), αφού ισχύει ότι  $gz \frac{\partial \tilde{\rho}'}{\partial t^*} = \frac{\partial gz \tilde{\rho}'}{\partial t^*} - g \tilde{\rho}' \frac{\partial z}{\partial t^*}$ . Καθ' ότι αφορά το ισοζύγιο της ΔΕ, το αντίστοιχο αριθμητικό ομόλογο αποδεικνύει ότι

<sup>38</sup> Winters et al., 1995

$$\sum_{\substack{t=t_0,t_1 \\ i=1,M \\ k=1,R-1}} g z_{i,k}^t \frac{\tilde{\rho}_{i,k}^{t+\Delta t} - \tilde{\rho}_{i,k}^{t-\Delta t}}{2\Delta t} \Delta t \Delta \sigma_k \Delta x = \sum_{\substack{i=1,M \\ k=1,R-1}} \frac{g}{2} \left( z_{i,k}^{t_1} \tilde{\rho}_{i,k}^{t_1+\Delta t} + z_{i,k}^{t_1+\Delta t} \tilde{\rho}_{i,k}^{t_1} - z_{i,k}^{t_0} \tilde{\rho}_{i,k}^{t_0-\Delta t} - z_{i,k}^{t_0+\Delta t} \tilde{\rho}_{i,k}^{t_0} \right) \Delta \sigma_k \Delta x - \sum_{\substack{t=t_0+\Delta t,t_1-\Delta t \\ i=1,M \\ k=1,R-1}} g H_i^t \tilde{\rho}_{i,k}^{t'} \sigma_k \frac{\eta_i^{t+\Delta t} - \eta_i^{t-\Delta t}}{2\Delta t} \Delta t \Delta \sigma_k \Delta x$$

#### Εξίσωση 57

Ο πρώτος όρος του RHS της εξίσωσης (57) αντιστοιχεί στη διαφορά της ΔΕ μεταξύ της έναρξης ( $\frac{g}{2} (z_{i,k}^{t_0} \tilde{\rho}_{i,k}^{t_0-\Delta t} + z_{i,k}^{t_0+\Delta t} \tilde{\rho}_{i,k}^{t_0})$ ), και της λήξης ( $\frac{g}{2} (z_{i,k}^{t_1} \tilde{\rho}_{i,k}^{t_1+\Delta t} + z_{i,k}^{t_1+\Delta t} \tilde{\rho}_{i,k}^{t_1})$ ) της προσομοίωσης. Στον δεύτερο όρο του RHS της εξίσωσης (57) εμφανίζεται ένας μηχανισμός μετατροπής ενέργειας που αφορά την βαθμίδα πίεσης, αφού χρησιμοποιώντας το υδροστατικό ισοζύγιο, μπορεί ναδειχθεί ότι ο όρος που σχετίζεται με τις διακυμάνσεις των επιπέδων του πλέγματος ικανοποιεί το

$$\int_{t_0}^{t_1} \int_{x_0}^{x_1} \int_{\sigma_0}^{\sigma_1} g \tilde{\rho}' \frac{\partial z}{\partial t^*} d\sigma dx^* dt^* = \int_{t_0}^{t_1} \int_{x_0}^{x_1} \int_{\sigma_0}^{\sigma_1} p' \frac{\partial \eta}{\partial t^*} d\sigma dx^* dt^*$$

#### Εξίσωση 58

Το RHS της εξίσωσης (58) εμφανίζεται και στην εξίσωση (53) με αντίθετο πρόσημο. Επίσης, η εξίσωση (58) δείχνει ότι ο πρώτος όρος του RHS της εξίσωσης (56) πρέπει να εξισορροπείται με τη συνεισφορά της απόκλισης της βαθμίδας πίεσης στις βαροκλινικές και βαροτροπικές ΚΕ, δηλαδή στις εξισώσεις (48) και (53). Εάν εξετασθεί το αριθμητικό ομόλογο της εξίσωσης (58) για να το συγκρίνουμε με αυτό της εξίσωσης (53) παρατηρείται ότι είναι αυτό της εξίσωσης (55).

Συνδυάζοντας τις (50) και (21) προκύπτει

$$\sum_{k=1,R-1} p_k^{t'} \Delta \sigma_k = g H^t \sum_{k=1,R-1} \rho_k^{t'} \sigma_k \Delta \sigma_k$$

#### Εξίσωση 59

Από την (59) προκύπτει ότι το RHS της εξίσωσης (55) ικανοποιεί το

$$\sum_{\substack{t=t_0,t_1 \\ i=1,M \\ k=1,R-1}} p_{i,k}^{t'} \sigma_k \frac{\eta_i^{t+\Delta t} - \eta_i^t}{\Delta t} \Delta \sigma_k \Delta x \Delta t = -g \sum_{\substack{t=t_0,t_1 \\ i=1,M \\ k=1,R-1}} H_i^t \rho_{i,k}^{t'} \sigma_k \frac{\eta_i^{t+\Delta t} - \eta_i^t}{\Delta t} \Delta t \Delta \sigma_k \Delta x$$

#### Εξίσωση 60

Το RHS της εξίσωσης (60) και ο δεύτερος όρος του RHS της εξίσωσης (57) είναι ίσα εκτός της χρονικής διαφόρισης του όρου του SLA, το οποίο προκύπτει από την ενεργειακή συνέπεια του ορθογωνικού σχήματος που χρησιμοποιείται για τον υπολογισμό της υδροστατικής πίεσης (50) με τον ορισμό της διακριτής ΔΕ.

### Όροι μεταφοράς πυκνότητας

Αυτό το μέρος του ισοζυγίου αφορά τους όρους  $g\rho'\tilde{u}\frac{\partial z}{\partial x^*}$ ,  $g\rho'\omega H$ , που εμφανίζονται στο RHS της εξίσωσης (56), και προκύπτουν από τη μεταφορά πυκνότητας,  $\frac{\partial\tilde{u}\rho'}{\partial x^*} + \frac{\partial\omega\rho'}{\partial\sigma}$ . Για να υπολογιστεί το αριθμητικό ομόλογο του αντίστοιχου ισοζυγίου, οι Marsaleix et al (2008) χρησιμοποίησαν ένα σχήμα μεταφοράς κεντρικών διαφορών του μοντέλου. Εν τω μεταξύ, το τρέχον εκφράζεται ως το άθροισμα των εξωτερικών και εσωτερικών μερών, ( $\tilde{u} = \tilde{u} + \tilde{u}'$ ), για να διαχωριστούν οι βαροτροπικές και βαροκλιτικές συνεισφορές. Χρησιμοποιώντας της εξίσωση (22), προκύπτει το εξής ισοζύγιο ΔΕ

$$\begin{aligned} & \sum_{\substack{t=t_0,t_1 \\ i=1,M \\ k=1,R-1}} g z_{i,k} \left( \frac{F^x_{i+\frac{1}{2},k} - F^x_{i-\frac{1}{2},k}}{\Delta x} + \frac{F^z_{i,k+\frac{1}{2}} - F^z_{i,k-\frac{1}{2}}}{\Delta\sigma_k} \right) \Delta\sigma_k \Delta x \Delta t = \\ & - \sum_{\substack{t=t_0,t_1 \\ i=1,M-1 \\ k=1,R-1}} g \tilde{u}_{i+\frac{1}{2}} \bar{\rho}_{i+\frac{1}{2},k}^x (z_{i+1,k} - z_{i,k}) \Delta\sigma_k \Delta t - \sum_{\substack{t=t_0,t_1 \\ i=1,M-1 \\ k=1,R-1}} g \tilde{u}'_{i+\frac{1}{2},k} \bar{\rho}_{i+\frac{1}{2},k}^x (z_{i+1,k} - \\ & z_{i,k}) \Delta\sigma_k \Delta t - \sum_{\substack{t=t_0,t_1 \\ i=1,M \\ k=2,R-1}} g \omega_{i,k} \frac{\Delta\sigma_k \rho'_{i,k} + \Delta\sigma_{k-1} \rho'_{i,k-1}}{2} \Delta x \Delta t \end{aligned}$$

### Εξίσωση 61

, όπου  $F^x_{i+\frac{1}{2},k} = (\tilde{u}\bar{\rho}^x)_{i+\frac{1}{2},k}$  και  $F^z_{i,k+\frac{1}{2}} = \omega_{i,k+\frac{1}{2}} \frac{\Delta\sigma_k \rho'_{i,k} + \Delta\sigma_{k+1} \rho'_{i,k+1}}{\Delta\sigma_k + \Delta\sigma_{k+1}}$  οι ροές μεταφοράς.

Στην κάθετη ροή μεταφοράς, η τιμή της πυκνότητας διεπαφής δίνεται από ένα συγκεκριμένο σταθμισμένο μέσο όρο για τη διατήρηση του συνεπούς ενεργειακού ισοζυγίου με το σχήμα υδροστατικής πίεσης (50). Παρατηρείται ότι οι δύο τελευταίοι όροι της εξίσωσης (61) εξισορροπούν το αριθμητικό ομόλογο της εξίσωσης (48), δηλαδή τη (52).

Ο πρώτος όρος του RHS της εξίσωσης (61) είναι παρόμοιος με τον δεύτερο όρο του RHS της εξίσωσης (54), που αντιστοιχεί σε ένα χρονικό μέσο όρο της εξωτερικής

αλληλουχίας που οριοθετείται από τα χρονικά βήματα  $t$  και  $t+\Delta t$ . Από την άλλη, το βαροτροπικό ρεύμα της (61) αντιστοιχεί σε ένα χρονικό μέσο όρο των δύο εξωτερικών αλληλουχιών που οριοθετούνται από τα χρονικά βήματα  $t-\Delta t$  και  $t+\Delta t$ . Αυτή είναι η συνέπεια των «προς τα εμπρός» σταθερών όρων στις εξισώσεις του εξωτερικού τρόπου λειτουργίας και την leapfrog χρονικά μεταβαλλόμενη διεργασία που χρησιμοποιείται για τον υπολογισμό της εξίσωσης της πυκνότητας.

### Όροι διάχυσης πυκνότητας

Η συνεισφορά των όρων διάχυσης πυκνότητας στο ισοζύγιο  $\Delta E$  προκύπτει πολλαπλασιάζοντας τους όρους ανάμειξης με  $gz$ . Λαμβάνοντας υπόψη ότι οι ροές πλευρικά, στην επιφάνεια και τον πυθμένα υποθέτονται μηδενικές, το αντίστοιχο ισοζύγιο ικανοποιεί το

$$\int_{t_0}^{t_1} \int_{x_0}^{x_1} \int_{\sigma_0}^{\sigma_1} gz \left( \frac{\partial}{\partial x^*} \tilde{K}_T^x \frac{\partial \rho}{\partial x^*} + \frac{\partial}{\partial \sigma} K_T^z \frac{\partial \rho'}{\partial \sigma} \right) \frac{\partial z}{\partial t^*} d\sigma dx^* dt^* = \int_{t_0}^{t_1} \int_{x_0}^{x_1} \int_{\sigma_0}^{\sigma_1} \left( -g \tilde{K}_T^x \frac{\partial \rho}{\partial x^*} \frac{\partial}{\partial x^*} - g K_T^z \frac{\partial \rho'}{\partial \sigma} \right) \frac{\partial z}{\partial t^*} d\sigma dx^* dt^*$$

### Εξίσωση 62

Ο τελευταίος όρος σε παρένθεση στο RHS της εξίσωσης (62) είναι γενικά θετικός, αφού η κάθετη βαθμίδα πυκνότητας  $\frac{\partial \rho'}{\partial \sigma}$  είναι γενικά αρνητική. Αυτό σημαίνει ότι η κάθετη ανάμειξη τείνει να αυξάνει το επίπεδο  $\Delta E$ , δηλαδή η ενέργεια καταναλώνεται από την κάθετη ανάμειξη. Ο πρώτος όρος σε παρένθεση στο RHS της εξίσωσης (62) αντιστοιχεί στην επίδραση της οριζόντιας ανάμειξης. Λόγω του ότι όμως το  $\frac{\partial z}{\partial x^*}$  επιδρά έτσι ώστε σε αυτό τον όρο ανάμειξης να περιλαμβάνεται και μέρος της κάθετης ανάμειξης, αυτή η «οριζόντια» ανάμειξη εισάγει μια διακύμανση του επιπέδου  $\Delta E$ .

Όσον αφορά το ισοζύγιο  $\Delta E$ , το αριθμητικό ομόλογο της εξίσωσης (62) είναι

$$\sum_{\substack{t=t_0,t_1 \\ i=1,M \\ k=1,R-1}} g Z_{i,k} \left( \frac{F_{i+\frac{1}{2},k}^x - F_{i-\frac{1}{2},k}^x}{\Delta x} + \frac{F_{i,k+\frac{1}{2}}^z - F_{i,k-\frac{1}{2}}^z}{\Delta \sigma_k} \right) \Delta \sigma_k \Delta x \Delta t = - \sum_{\substack{t=t_0,t_1 \\ i=1,M-1 \\ k=1,R-1}} g \left( \tilde{K}_{Ti+\frac{1}{2},k}^x + \tilde{A}_{Ti+\frac{1}{2},k}^x \right) \left( \rho_{i+1,k}^{t-\Delta t} - \rho_{i,k}^{t-\Delta t} \right) \frac{Z_{i+1,k} - Z_{i,k}}{\Delta x} \Delta \sigma_k \Delta t - \sum_{\substack{t=t_0,t_1 \\ i=1,M-1 \\ k=1,R-1}} g \left( K_{Ti,k+\frac{1}{2}}^z + \tilde{A}_{Ti,k+\frac{1}{2}}^z \right) \left( \rho_{i,k+1}^{t+\Delta t} - \rho_{i,k}^{t+\Delta t} \right) \Delta x \Delta t$$

**Εξίσωση 63**

$$, \text{ όπου το } F_{i+\frac{1}{2},k}^x = \left( \tilde{K}_{Ti+\frac{1}{2},k}^x + \tilde{A}_{Ti+\frac{1}{2},k}^x \right) \frac{\rho_{i+1,k}^{t-\Delta t} - \rho_{i,k}^{t-\Delta t}}{\Delta x} \text{ και το } F_{i,k+\frac{1}{2}}^z = \left( K_{Ti,k+\frac{1}{2}}^z + \tilde{A}_{Ti,k+\frac{1}{2}}^z \right) \frac{\rho_{i,k+1}^{t+\Delta t} - \rho_{i,k}^{t+\Delta t}}{z_{i+1,k} - z_{i,k}}, \text{ όπου τα } (\tilde{K}_T^x, K_T^z) \text{ είναι οι συντελεστές ανάμειξης που δίνονται}$$

από τη φυσική σημασία της τύρβης και τα  $(\tilde{A}^x, A^z)$  εξάγονται από τις παραδοχές για τις ιδιότητες αριθμητικής ευστάθειας του σχήματος μεταφοράς. Όσο για τις εξισώσεις ορμής, να σημειωθεί ότι το οριζόντιο σχήμα ανάμειξης πυκνότητας αφορά το προηγούμενο χρονικό βήμα,  $t-\Delta t$ , ενώ το κάθετο σχήμα ανάμειξης της πυκνότητας αφορά στο επόμενο χρονικό βήμα,  $t+\Delta t$ , για λόγους αριθμητικής ευστάθειας. Τέλος, αναφέρεται ότι το RHS της εξίσωσης (63) μπορεί πιθανώς να χρησιμοποιηθεί για τη δημιουργία ενός αριθμητικού σχήματος για τον όρο της άνωσης της εξίσωσης ΤΚΕ, για να ανακτηθεί μια αναμενόμενη ιδιότητα διατήρησης ενέργειας.

**4.2.8 Χρονική διακριτοποίηση: ένα ενεργειακά ευσταθές σχήμα**

Οι σταθεροί όροι που υπολογίζονται από τον εσωτερικό τρόπο λειτουργίας σε χρονικό βήμα  $t$  εμπλέκονται με δύο αλληλουχίες εξωτερικού τρόπου λειτουργίας που οριοθετούνται από τα  $t-\Delta t$  και  $t+\Delta t$ . Λόγω αυτού του περιορισμού χρησιμοποιούνται δύο εξωτερικοί τρόποι λειτουργίας. Τα βαροτροπικά ισοζύγια της Κινητικής και της Δυναμικής ενέργειας υπολογίζονται χρησιμοποιώντας τις τιμές των μέσων όρων των εξωτερικών λειτουργιών 1 και 2. Από την άλλη, το ενεργειακό ισοζύγιο που σχετίζεται με τις εξισώσεις της εσωτερικής λειτουργίας υπολογίζεται με τον ίδιο τρόπο όπως και πριν. Ωστόσο, η βαροτροπική ΚΕ που σχετίζεται με την απόκλιση της βαθμίδας πίεσης είναι αριθμητικά ισοδύναμη με την έκφραση (54), εκτός του ότι τώρα υπολογίζεται ο μέσος όρος του βαροτροπικού ρεύματος από το χρονικό βήμα  $t-\Delta t$  έως  $t+\Delta t$ . Συνεπώς, το RHS της έκφρασης (55) μπορεί να γραφεί και ως

$$- \sum_{\substack{t=t_0, t_1 \\ i=1, M \\ k=1, R-1}} p_{i,k}^{t'} \frac{\eta_i^{t+\Delta t} - \eta_i^{t-\Delta t}}{2} \Delta \sigma_k \Delta x$$

**Εξίσωση 64**

, το οποίο λαμβάνοντας υπόψη την εξίσωση (59), είναι αριθμητικά ισοδύναμο με τον δεύτερο όρο στο RHS της εξίσωσης (57). Ωστόσο, η βαροτροπική συνιστώσα του ρεύματος που εμφανίζεται στην εξίσωση (54) είναι ακριβώς η ίδια με αυτή που

εμπλέκεται στην μεταφορά πυκνότητας, ώστε ο πρώτος όρος στο RHS της εξίσωσης (62) να εξισορροπεί τον δεύτερο όρο στο RHS της εξίσωσης (54). Όσον αφορά τις ανταλλαγές KE μεταξύ εξωτερικής και εσωτερικής λειτουργίας μέσω των όρων μεταφοράς, αυτή η μέθοδος με το διπλό εξωτερικό τρόπο λειτουργίας προκαλεί το βαροτροπικό ρεύμα που εμφανίζεται στην έκφραση (32) και (33) να είναι αριθμητικά το ίδιο, εξασφαλίζοντας μια ιδανική ισορροπία. Να σημειωθεί επίσης ότι με αυτή την τεχνική εξασφαλίζονται ιδιότητες διατήρησης για πρωταρχικές μεταβλητές όπως η ορμή, η θερμότητα ή η αλατότητα<sup>17</sup>.

### 4.3 Οριακές Συνθήκες

#### 4.3.1 Εισαγωγή

Στην παράκτια μοντελοποίηση των ωκεανών, οι συνθήκες ανοιχτού ορίου (OBCs) έχουν μεγάλη επίδραση στην λύση του εσωτερικού του πεδίου. Αυτό οφείλεται κατά ένα μεγάλο βαθμό στο ότι οι χρονοκλίμακες που σχετίζονται με την διάδοση του κύματος στις παράκτιες περιοχές είναι συγκρίσιμες με τη διάρκεια της προσομοίωσης. Όμως πρέπει να αναφερθεί ότι οι OBCs μπορούν να προκαλέσουν κάποια βασικά προβλήματα και ότι οι ιδανικές OBCs δεν υπάρχουν. Σχηματικά, οι OBCs έχουν δητό σκοπό. Πρώτα απ' όλα, απαιτείται η επιβολή της εσωτερικής λύσης από εξωτερικά πεδία υπό τις εισερχόμενες συνθήκες. Την ίδια στιγμή, πρέπει να επιτρέπουν στα κύματα να εκπέμπονται ή στις υδάτινες μάζες να φεύγουν από το πεδίο μοντελοποίησης υπό τις εξερχόμενες συνθήκες, χωρίς τη δημιουργία ψευδών αντανακλάσεων. Αλλά είναι δύσκολο να ικανοποιούνται αυτά τα δύο ταυτόχρονα και τα συστήματα μοντελοποίησης τείνουν να επιλέγουν τοπικά μεταξύ των δύο σχημάτων, ανάλογα με τον εισερχόμενο ή εξερχόμενο χαρακτήρα του δυναμικού πεδίου. Η διεύθυνση της διάδοσης του κύματος παρέχεται συχνά από την αντιστροφή μιας εξίσωσης «διάδοσης κύματος» που βασίζεται σε μεταβλητές του μοντέλου της γειτονιάς των ανοιχτών ορίων. Ο εισερχόμενος ή εξερχόμενος χαρακτήρας της τοπικής δυναμικής σχετίζεται με το πρόσημο της υπολογιζόμενης ταχύτητας φάσης στην διεύθυνση κάθετη προς το όριο. Σε αυτό το μοντέλο επιλέχθηκαν οι εξής οριακές συνθήκες: η μέθοδος της ακτινοβολίας του Flather (1976) για τις βαροτροπικές μεταβλητές, μέθοδοι ακτινοβολίας για τις βαροκλιτικές ταχύτητες, και σχήματα μεταφοράς για τους ιχνηθέτες.

### 4.3.2 Βαροτροπικές οριακές συνθήκες

Επιλέχθηκε η συνθήκη Flather<sup>39</sup>, που δείχνει να είναι η συμβιβαστική λύση μεταξύ των συνήθων βαροτροπικών OBCs. Αυτές οι οριακές συνθήκες εφαρμόστηκαν στην απόκλιση της ανόδου της στάθμης της επιφάνειας. Για την βαροτροπική γραμμικοποιημένη περίπτωση στην διεύθυνση x ισχύει δηλαδή ότι:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = -g \frac{\partial \eta}{\partial x}$$

#### Εξίσωση 65

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = -\frac{\partial U}{\partial x}$$

#### Εξίσωση 66

, με ανοιχτές οριακές συνθήκες στο  $x=0$  και στο  $x=L$ . Να σημειωθεί ότι η υπόθεση της γραμμικοποίησης οδηγεί στο να μην συμπεριληφθεί ο όρος της ανόδου της στάθμης της θάλασσας στην ολοκληρωμένη εξίσωση της συνέχειας ( $U = h\bar{u}$ ). Χρησιμοποιώντας τα σχήματα leapfrog και αυτό των κεντρικών διαφορών προκύπτουν οι αριθμητικές εκφράσεις των εξισώσεων (65) και (66):

$$\frac{\bar{u}_i^{t+1} - \bar{u}_i^{t-1}}{2\Delta t} = -g \frac{\eta_{i+\frac{1}{2}}^t - \eta_{i-\frac{1}{2}}^t}{\Delta x}$$

#### Εξίσωση 67

$$\frac{\eta_{i+\frac{1}{2}}^{t+1} - \eta_{i+\frac{1}{2}}^{t-1}}{2\Delta t} = -g \frac{U_{i+1}^t - U_i^t}{\Delta x}$$

#### Εξίσωση 68

Η εξίσωση (67) υπολογίστηκε για  $i=2, N-1$  με οριακές συνθήκες για  $\bar{u}$  στο  $i=1$  και  $i=N$ . Αυτός ο υπολογισμός πραγματοποιήθηκε για το οριζόντιο κλιμακούμενο C πλέγμα, όπου η άνοδος της στάθμης της θάλασσας και τα σημεία του πλέγματος μετατοπίζονταν. Από την εξίσωση (65) μπορεί να προκύψει το ολοκληρωμένο ενεργειακό ισοζύγιο, από την αρχική στιγμή και σε όλο το πεδίο, αφού πολλαπλασιαστεί με U:

<sup>39</sup> Flather, 1976



$$\int_0^L \left[ U \bar{u} + \frac{g\eta^2}{2} \right] dx = -g \int_{t_0}^t [U\eta] dt'$$

#### Εξίσωση 69

, όπου η εξίσωση (66) χρησιμοποιήθηκε για τον υπολογισμό του όρου της ΔΕ (δεύτερος όρος στο LHS). Η εξίσωση (69) σημαίνει ότι η ολική διακύμανση της μηχανικής ενέργειας (LHS) ισούται με το χρονικό ολοκλήρωμα των ρών ΔΕ μέσω των ανοιχτών ορίων (RHS). Η αριθμητική έκφραση της εξίσωσης (69), που βασίζεται στις εξισώσεις (67) και (68), δίνεται από:

$$\begin{aligned} & \sum_{i=2, N-1} [h_i \bar{u}_i^{t'-1} \bar{u}_i^{t'} / 2] dx + \sum_{i=2, N-2} [g \bar{\eta}_{i+0.5}^{t'-1} \bar{\eta}_{i+0.5}^{t'} / 2] dx = \\ & -g \sum_{t'=t_0, t} (U_{N-1}^{t'} \eta_{N-0.5}^{t'} - U_2^{t'} \eta_{1.5}^{t'}) dt \end{aligned}$$

#### Εξίσωση 70

Επίσης, για να ικανοποιείται ο περιορισμός της διατήρησης της μάζας πρέπει να προσδιοριστούν και οι οριακές συνθήκες για  $U_1$  και  $U_N$ .

$$U_1^t = U_2^t + \frac{dx}{2dt} \eta_{1.5}^{t+1} - \frac{dx}{2dt} \eta_{1.5}^{t-1} = U_2^t - \frac{dx}{2dt} \frac{U_2^t}{c} - \frac{dx}{2dt} \eta_{1.5}^{t-1}$$

$$U_N^t = U_{N-1}^t - \frac{dx}{2dt} \eta_{N-0.5}^{t+1} + \frac{dx}{2dt} \eta_{N-0.5}^{t-1} = U_{N-1}^t - \frac{dx}{2dt} \frac{U_{N-1}^t}{c} + \frac{dx}{2dt} \eta_{N-0.5}^{t-1}$$

#### Εξίσωση 71

Η εξίσωση (71) είναι συνήθως πιο περίπλοκη για δύο λόγους. Κατ' αρχάς, η συνθήκη Flather λαμβάνει υπόψη την εξωτερική επιβολή

$$\eta = \eta_F \pm (U^N - U_F^N)/c$$

#### Εξίσωση 72

, όπου το  $U^N$  είναι η μεταφορά στην διεύθυνση κάθετα στο όριο και το F αναφέρεται στους όρους της εξωτερικής επιβολής. Δεύτερον, η κλίση στην διεύθυνση που εφάπτεται στο όριο της εφαπτομενικής συνιστώσας της μεταφοράς, εμφανίζεται στο RHS της εξίσωσης (71). Μια οριακή συνθήκη για την εφαπτομενική συνιστώσα της μεταφοράς δίνεται από:

$$\frac{\partial U^T}{\partial n} = \frac{\partial U_F^T}{\partial n}$$

#### Εξίσωση 73

, όπου το  $\eta$  αναφέρεται στην διεύθυνση κάθετα στα ανοιχτά όρια. Οι OBCs (72) και (73) καταλήγουν στην διαφορά της ακτινοβολίας μεταξύ των υπολογισμένων και των επιβαλλόμενων πεδίων εκτός του πεδίου του μοντέλου.

#### 4.3.3 Ολική Διατήρηση της μάζας

Οι OBCs δεν διατηρούν πάντα την ολική μάζα. Ενώ η ολική μάζα δεν μπορεί να διατηρηθεί πάντα με ακρίβεια με μια συνθήκη Flather, έχει ιδιαίτερες ιδιότητες διατήρησης. Για να εξηγηθεί αυτό θεωρείται ένα ισοζύγιο μάζας που βασίζεται στο ολοκλήρωμα της εξίσωσης (5), χρησιμοποιώντας την ιδιότητα Green-Ostrogradsky για την απλοποίηση του ολοκληρώματος:

$$\iint \frac{\partial \eta}{\partial t} dx dy = - \oint \mathbf{U} n dl$$

#### Εξίσωση 74

, όπου το RHS είναι το επικαμπύλιο ολοκλήρωμα για όλο το όριο και το LHS δίνει την ολική διακύμανση της ανόδου της στάθμης της θάλασσας στην περιοχή του πεδίου S. Μπορεί τότε να προσδιοριστεί η μέση άνοδος της στάθμης της θάλασσας από το  $\eta = \bar{\eta} + \eta'$ . Για να μεταφερθεί ο όρος της ανόδου της στάθμης της θάλασσας στο RHS της εξίσωσης (74) χρησιμοποιείται η συνθήκη Flather με έναν σταθερό όρο επιβολής της ανόδου αλλά μηδενικό ρεύμα επιβολής. Τέλος, υποθέτεται ότι η βαθυμετρία είναι σταθερή. Η εξίσωση (74) γίνεται

$$\frac{\partial \bar{\eta}}{\partial t} + \frac{L}{S} c \bar{\eta} = \frac{L}{S} c (\eta'_B + \eta_F)$$

#### Εξίσωση 75

, όπου το L είναι το ολικό μήκος του ανοιχτού ορίου και το  $\eta'_B$  είναι η ανωμαλία της επιφάνειας της θάλασσας στο ανοιχτό όριο.

#### 4.3.4 Ολική διατήρηση της ενέργειας

Γενικά τα μοντέλα αποδίδουν καλύτερα όταν τηρούνται οι ιδιότητες ολικής διατήρησης. Οι OBCs έχουν μια σημαντική επίπτωση στο ολικό ισοζύγιο μηχανικής ενέργειας μέσω της ροής στα όρια της ΔΕ.

Όταν χρησιμοποιείται μια συνθήκη Flather οι ροές της ΔΕ στα ανοιχτά όρια δίνονται από

$$-gU\eta = -gU_F\eta_F - gc\eta'^2 - g\eta'(U_F + c\eta_F)$$

#### Εξίσωση 76

, όπου το  $\eta' = \eta - \eta_F$  είναι η διαφορά μεταξύ της υπολογιζόμενης ανόδου της στάθμης της θάλασσας και του εξωτερικού της ομόλογου. Να σημειωθεί ότι για χάριν απλότητας έχει θεωρηθεί μόνο ένα ανοιχτό όριο ( $x=L$ ). Στην ιδανική κατάσταση όπου το εξωτερικό πεδίο είναι σταθερό και το  $\eta'$  αποτελείται από περιοδικά κύματα, ο τελευταίος όρος του RHS της εξίσωσης (76) θεωρείται αμελητέος όταν ολοκληρώνεται για μεγάλη χρονική περίοδο

$$-g \int U\eta dt \approx -g \int U_F\eta_F dt - gc \int \eta'^2 dt$$

#### Εξίσωση 77

Ο δεύτερος όρος του RHS της εξίσωσης (77) είναι πάντα αρνητικός, η συσσώρευση ενέργειας υπερβαίνει το εξωτερικό της ομόλογο, το οποίο σημαίνει ότι η συνθήκη Flather πρέπει να αποτρέπει την ψευδή αύξηση της ολικής ενέργειας.

Σε εξερχόμενες συνθήκες, η κυκλοφορία στις γειτονικές περιοχές των ανοιχτών ορίων επηρεάζεται περισσότερο από τις εσωτερικές δυναμικές παρά από τους όρους επιβολής στα όρια και έτσι το μοντέλο μπορεί να επηρεαστεί από το εξωτερικό πεδίο. Η απόκλιση της ανόδου της στάθμης  $\eta'$  περιέχει ένα μέρος από την γενική κυκλοφορία και ο τελευταίος όρος στο RHS της εξίσωσης (76) δεν θεωρείται πια αμελητέος κατά τη χρονική ολοκλήρωση. Αυτό σημαίνει ότι η συνθήκη Flather στην εξίσωση (72) δημιουργεί εσφαλμένες ροές ΔΕ σε περιπτώσεις διάδοσης προς το εξωτερικό. Τελικά, επιλέγονται προσαρμοστικές εκδόσεις των χαρακτηριστικών μεθόδων διάδοσης, παραλείποντας τους όρους των εξωτερικών επιβολών όταν αντιστοιχεί σε ένα εξερχόμενο σύστημα, ειδικά σε περίπτωση παλιρροιακής μοντελοποίησης. Ένας υπολογισμός της ανόδου της στάθμης της θάλασσας  $\eta^*$  που προκύπτει από την εξίσωση (72) μπορεί να προσαρμοστεί για να διατηρηθεί η ολική ροή της ΔΕ στο όριο (GBPEF) κάτω από μία τιμή κατωφλιού, δηλαδή το GBPEF υπολογίζεται με τις αντίστοιχες εξωτερικές μεταβλητές

$$\eta = \eta^* + \gamma \mathbf{U} \cdot \mathbf{n}$$

$$\gamma = -\frac{\oint (\eta_F U_F - \eta^* U) \cdot \mathbf{n} dl}{\oint (\mathbf{U} \cdot \mathbf{n})^2 dl}, \text{ εάν το } -g \oint \eta^* \mathbf{U} \cdot \mathbf{n} dl > -g \oint \eta_F \mathbf{U}_F \cdot \mathbf{n} dl$$

$$\gamma = 0, \text{ εάν το } -g \phi \eta^* \mathbf{U} \cdot \mathbf{n} dl \leq -g \phi \eta_F \mathbf{U}_F \cdot \mathbf{n} dl$$

**Εξίσωση 78**

, όπου το  $\gamma$  μπορεί να θεωρηθεί ως λαγκρανζιανός πολλαπλασιαστής παρέχοντας τις βέλτιστες διαταραχές της ανόδου της στάθμης της θάλασσας όσο το υπολογιζόμενο GBPEF δεν υπερβαίνει το αντίστοιχο εξωτερικό GBPEF.

**4.3.5 Οριακές συνθήκες στις βαροκλιλικές ταχύτητες**

Όσον αφορά τις βαροκλιλικές ταχύτητες, χρησιμοποιούνται οι συνθήκες που βασίζονται στην εξίσωση διάδοσης του κύματος. Η διάδοση χρησιμοποιείται πιο συχνά με την παραδοχή ότι είναι μονής κατεύθυνσης

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + c \frac{\partial \varphi}{\partial n} = 0$$

**Εξίσωση 79**

, όπου το  $\varphi$  είναι οποιαδήποτε από τις δύο συνιστώσες των βαροκλιλικών ταχυτήτων, το  $c$  είναι η ταχύτητα φάσης των εσωτερικών κυμάτων και το  $n$  αναφέρεται στην προς τα έξω κατεύθυνση κάθετα στο όριο. Ωστόσο, η διάδοση του κύματος μπορεί να χρησιμοποιηθεί και σε πολλαπλές κατευθύνσεις, με κάποιους συμβιβασμούς. Η ταχύτητα φάσης εξάγεται από την εσωτερική λύση χρησιμοποιώντας την εξίσωση (79) στους κόμβους του πλέγματος που βρίσκονται γειτονικά στα σημεία του ορίου

$$c = \frac{\frac{\partial \varphi}{\partial t}}{\frac{\partial \varphi}{\partial n}}$$

**Εξίσωση 80**

Το πρόσημο της ταχύτητας φάσης είναι χρήσιμο να προσδιορίζεται είτε τα όρια είναι παθητικά ή ενεργά. Στην δεύτερη περίπτωση συνήθως υποθέτεται ότι τα ανοιχτά όρια ευρέως κατευθύνονται από εξωτερικά εισερχόμενα κύματα και έτσι ένας όρος διόρθωσης στην επιβαλλόμενη μεταβλητή μπορεί να προστεθεί στην OBC της εξίσωσης (79)

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + c \frac{\partial \varphi}{\partial n} = -\frac{\varphi_F - \varphi}{\tau_R}$$

**Εξίσωση 81**

, όπου το  $\tau_R$  είναι η χρονική κλίμακα επιδιόρθωσης. Ο επιβαλλόμενος όρος  $\varphi_F$  έχει οριστεί γενικά να είναι ίσος με το  $\varphi_{ext}$ , την αντίστοιχη τιμή του εξωτερικού πεδίου. Αφού οι λύσεις του μοντέλου θα είναι κοντά στα εξωτερικά πεδία στην γειτνίαση με τα ενεργά όρια, τα εξωτερικά πεδία πρέπει επίσης να εξισορροπούν τις εξισώσεις OBC. Αυτό σημαίνει ότι το  $\varphi_F$  πρέπει να σχετίζεται με το  $\varphi_{ext}$  σύμφωνα με

$$\varphi_F = \varphi_{ext} - \tau_R \left( \frac{\partial \varphi_{ext}}{\partial t} + c \frac{\partial \varphi_{ext}}{\partial n} \right)$$

#### Εξίσωση 82

, ή στην περίπτωση του  $c = 0$  σε περίπτωση εισερχόμενων κυμάτων

$$\varphi_F = \varphi_{ext} - \tau_R \frac{\partial \varphi_{ext}}{\partial t}$$

#### Εξίσωση 83

Σύμφωνα με την εξίσωση (83), η υπόθεση ότι  $\varphi_F = \varphi_{ext}$  δεν είναι ορθή εκτός αν η προσωρινή διακύμανση του εξωτερικού πεδίου είναι αρκετά ασθενής για τον δεύτερο όρο του RHS για να θεωρηθεί αμελητέα.

### 4.3.6 Οριακές Συνθήκες για την Θερμοκρασία και την Αλατότητα

Οι OBCs για την θερμοκρασία και την αλατότητα συνήθως δίνονται από

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + u \frac{\partial \varphi}{\partial n} = 0$$

#### Εξίσωση 84

, όπου το  $u$  είναι το ρεύμα στην κατεύθυνση κάθετη στο όριο.

Στην περίπτωση που χρησιμοποιηθούν οι εξισώσεις (6) και (7), το σχήμα οριζόντιας μεταφοράς πρέπει να προσαρμόζεται τοπικά σύμφωνα με τις προϋποθέσεις των OBCs, δηλαδή να χρησιμοποιηθούν ανάντη διαφορές στα όρια, ώστε οι εξωτερικές υδάτινες μάζες να εισέρχονται στο πεδίο υπό τις συνθήκες εισροής. Επίσης, μια συνθήκη για τις εξισώσεις (6) και (7) για να θεωρούνται αξιόπιστες είναι ότι οι OBC στις ταχύτητες αποδίδουν ικανοποιητικά λόγω της γεωμετρίας του πλέγματος, και τα ρεύματα στα όρια λαμβάνονται υπόψη στον υπολογισμό των ροών των ιχνηθετών. Είναι επίσης σημαντικό ότι η κάθετη ταχύτητα, που σχετίζεται με το οριζόντιο ρεύμα μέσω της εξίσωσης της συνέχειας (3), να είναι ανάλογη. Τέλος, άλλο ένα

πλεονέκτημα της χρήσης των εξισώσεων (6) και (7) ως οριακές συνθήκες είναι ότι περιλαμβάνονται οι επιδράσεις της τύρβης στην ανάμειξη, που μπορεί στις περιπτώσεις των ρηχών περιοχών να είναι κυρίαρχη.

#### 4.4 Μοντέλο τύρβης

Το χρησιμοποιούμενο μοντέλο τύρβης είναι το κ-ε. Οι τυρβώδεις διαχυτότητες υπολογίζονται από τις μεταβλητές E, l

$$K_v = c_k l_k E^{\frac{1}{2}}$$

##### Εξίσωση 85

, όπου E η τυρβώδης κινητική ενέργεια που προσδιορίζεται από:

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial uE}{\partial x} + \frac{\partial vE}{\partial y} + \frac{\partial wE}{\partial z} = K_v \left( \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right) + \frac{g}{\rho_0} K_v \frac{\partial \rho}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left( K_v \frac{\partial E}{\partial z} \right) - \frac{c_\varepsilon E^{\frac{2}{3}}}{l_\varepsilon}$$

##### Εξίσωση 86

Σύμφωνα με τους Bougeault & Cacarrere (1989) οι τυρβώδεις κλίμακες,  $l_z$  και  $l_k$ , εκφράζονται συναρτήσει των δύο συνιστωσών του μίγματος,  $l_u$  και  $l_d$ , που αναπαριστούν τη μετατροπή ανόδου και καθόδου της ενέργειας της τύρβης στην δυναμική ενέργεια:

$$l_k = \min(l_u, l_d), l_z = \sqrt{l_u l_d}$$

$$\frac{g}{\rho_0} \int_z^{z+l_u} (\rho(z) - \rho(z')) dz' = E(z)$$

$$\frac{g}{\rho_0} \int_z^{z-l_d} (\rho(z) - \rho(z')) dz' = E(z)$$

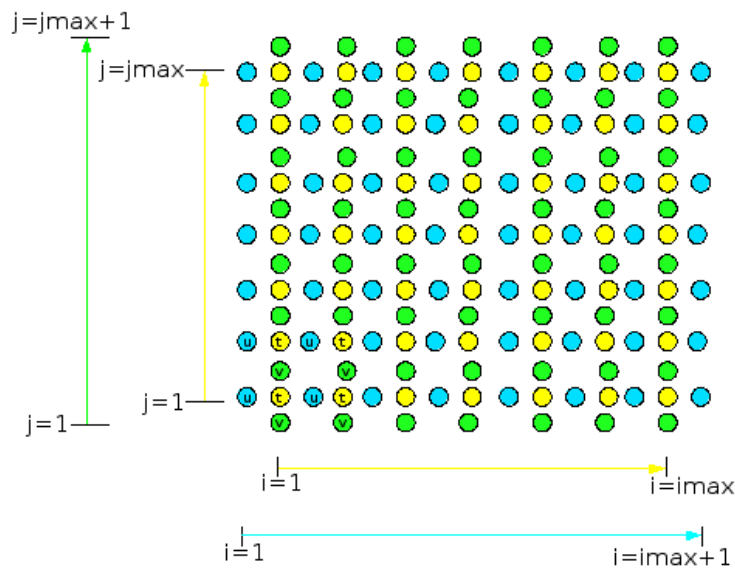
##### Εξίσωση 87

Οι εμπειρικές σταθερές,  $C_k$  και  $C_\varepsilon$ , είναι ίσες με 0.1 και 0.7 αντίστοιχα.

#### 4.5 Πλέγμα

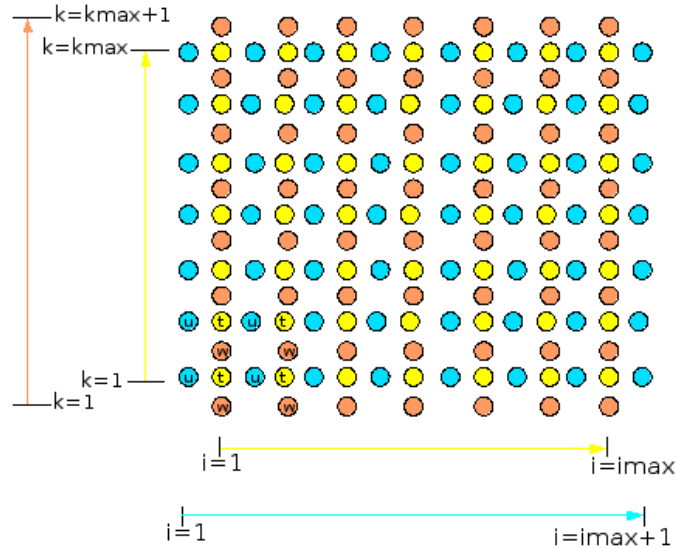
Η Εικόνα 12 δείχνει μια γενική όψη του οριζόντιου C πλέγματος. Οι δείκτες (i,j,k) των ιχνηθετών (με κίτρινο) είναι αριθμημένοι από 1 έως imax, από 1 έως jmax και

από 1 έως  $k_{max}$  αντίστοιχα. Τα νοερά σημεία, που παρεμβάλλονται στις οριακές συνθήκες των σχημάτων μεταφοράς/διάχυσης, δεν αναπαριστώνται επειδή το πλήθος τους ποικίλει ανάλογα με την τάξη των αριθμητικών σχημάτων. Με μπλε και πράσινο αναπαριστώνται τα σημεία των συνιστωσών των ταχυτήτων κατά μήκος των αξόνων  $O_i$  και  $O_j$  αντίστοιχα. Οι οριακές συνθήκες για τις ταχύτητες “u” θέτονται στα  $i=1$ ,  $i=i_{max}+1$ ,  $j=1$  και  $j=j_{max}$ . Οι οριακές συνθήκες για τις ταχύτητες “v” θέτονται στα  $i=1$ ,  $i=i_{max}$ ,  $j=1$  και  $j=j_{max}+1$ .



Εικόνα 12. Γενική όψη του οριζόντιου C-grid. Με κίτρινο έχουν σημειωθεί τα σημεία του ιχνηθέτη, με μπλε η συνιστώσα της ταχύτητας του άξονα  $O_i$  και με πράσινο η συνιστώσα της ταχύτητας του άξονα  $O_j$ .<sup>40</sup>

<sup>40</sup> P.Marsaleix, C-grid



Εικόνα 13. Γενική όψη του κάθετου C-grid. Με κίτρινο έχουν σημειωθεί τα σημεία του ιζηθέτη, με μπλε η συνιστώσα της ταχύτητας του άξονα Οι και με πορτοκαλί η κάθετη συνιστώσα της ταχύτητας.<sup>34</sup>

Η Εικόνα 13 δίνει μια γενική όψη του κάθετου C πλέγματος. Αυτή είναι συμμετρική του οριζόντιου πλέγματος. Με πορτοκαλί αναπαριστώνται τα σημεία της κάθετης συνιστώσας της ροής. Οι οριακές συνθήκες για τις ταχύτητες “w” θέτονται στα  $i=1$ ,  $i=imax$  και  $k=kmax+1$ .

#### 4.6 Εφαρμογή Μοντέλου για την παρούσα εργασία

Σε αυτή την ενότητα περιγράφεται το χρησιμοποιούμενο cluster του Εργαστηρίου Περιβαλλοντικών Ερευνών του ΕΚΕΦΕ Δημόκριτος καθώς και η διαδικασία που ακολουθήθηκε για την εκμάθηση και την επαλήθευση του μοντέλου S.

##### 4.6.1 Περιγραφή cluster

Οι προσομοιώσεις πραγματοποιήθηκαν στην υπολογιστική υποδομή του Εργαστηρίου Περιβαλλοντικών Ερευνών (ΕΠΕΡ) του ΕΚΕΦΕ Δημόκριτος. Συγκεκριμένα, το υπολογιστικό σύστημα αποτελείται από έναν αριθμό απλών υπολογιστών, συνδεδεμένοι με δίκτυο Ethernet μεταξύ τους. Ένας από τους υπολογιστές του συστήματος αναλαμβάνει την διαχείριση των διεργασιών και την επικοινωνία του συστήματος με το διαδίκτυο και τους χρήστες, γι αυτό και ονομάζεται «Frontend», ενώ όλοι οι υπόλοιποι «Backends». Η συγκεκριμένη



αρχιτεκτονική υπολογιστών υψηλών επιδόσεων ονομάζεται Beowulf και ενδείκνυται για την επίλυση υπολογιστικών προβλημάτων παράλληλα. Σημειώνεται ότι οι υπολογισμοί γίνονται αποκλειστικά στους «Backends».

Αναλυτικότερα, οι προσομοιώσεις πραγματοποιήθηκαν στο σύστημα Tornado που αποτελείται από 6 Intel i7-3770 και 4 AMD FX-8350 «Backends». Το σύνολο των διαθέσιμων πυρήνων είναι 80 με συνολική θεωρητική απόδοση 0.8TFlops.

#### 4.6.2 Εκμάθηση και Επαλήθευση Μοντέλου

Για την επιβεβαίωση της σύνταξης του κώδικα του μοντέλου S.25 χρησιμοποιήθηκε η περίπτωση της Fukushima, που είχε στηθεί ήδη από την ομάδα Sirocco. Με αυτό τον τρόπο έγινε δυνατή η επαλήθευση των αποτελεσμάτων με αυτά της ομάδας Sirocco και επαληθεύτηκε ότι το compilation και η εφαρμογή του κώδικα ήταν ακριβής.

Για την εκμάθηση του μοντέλου S.25 πραγματοποιήθηκαν κάποιες δοκιμαστικές προσομοιώσεις για να κατανοηθεί η λειτουργία των «notebooks» του λογισμικού καθώς και των αρχείων F90 όπου ρυθμίζονταν οι παράμετροι που αφορούσαν την παράλληλη επεξεργασία του κώδικα από το cluster. Αυτές οι προσομοιώσεις ήταν αρχικά χωρίς την τοποθέτηση ιχνηθετών για να εξεταστεί εάν κατά την επίλυση των μεταβλητών του πεδίου του Ελλαδικού χώρου δεν δημιουργούνταν αριθμητικά σφάλματα που σχετίζονται με τον συγκεκριμένο cluster configuration και τους compilers που χρησιμοποιήθηκαν.

- Portland Group F90
- mpich-3.0.4

## Κεφάλαιο 5: Επίλυση του Πεδίου Ροής

### 5.1 Εισαγωγή

Σε αυτό το κεφάλαιο γίνεται ανάλυση της επίλυσης του πεδίου ροής ως προς τις μεταβλητές της θερμοκρασίας και της αλατότητας και των συνιστωσών της ταχύτητας. Η χρονική διάρκεια που μελετάται είναι αυτή των έξι ημερών. Τα μετεωρολογικά δεδομένα που έχουν χρησιμοποιηθεί αντιστοιχούν στην περίοδο [01/03/2012-07/03/2012]. Το πλέγμα για το πεδίο που μελετάται είναι διαστάσεων  $i=320$ ,  $j=240$  κατά τις διευθύνσεις ΑΔ και ΒΝ, ενώ πραγματοποιείται διερεύνηση για την ανεξαρτησία της λύσης από την πύκνωση του πλέγματος ως προς τον άξονα  $z$ , για  $k=10, 20, 30$  και  $40$ . Οι οριακές συνθήκες που χρησιμοποιούνται σε όλες τις περιπτώσεις και για όλη τη διάρκεια της προσομοίωσης είναι οι συνθήκες ανοιχτού ορίου, που έγινε αναφορά και στο προηγούμενο κεφάλαιο. Οι οριακές συνθήκες έχουν προκύψει από το σύστημα NEMO (Nucleus of the European Modeling of the Ocean). Το NEMO είναι ένα πλαίσιο ωκεανογραφικών συνδεδεμένων μηχανών, της OPA (Ocean Parallelise) για την ωκεάνια δυναμική και θερμοδυναμική, της LIMC (Louvain la-neuve Ice Model) για τη δυναμική και θερμοδυναμική θάλασσας-πάγου, της TOP (Traceur in the Ocean Paradigm) για την βιογεωχημεία και πηγές χωρίς βυθίσεις (LOBSTER, PISCES).<sup>41</sup>

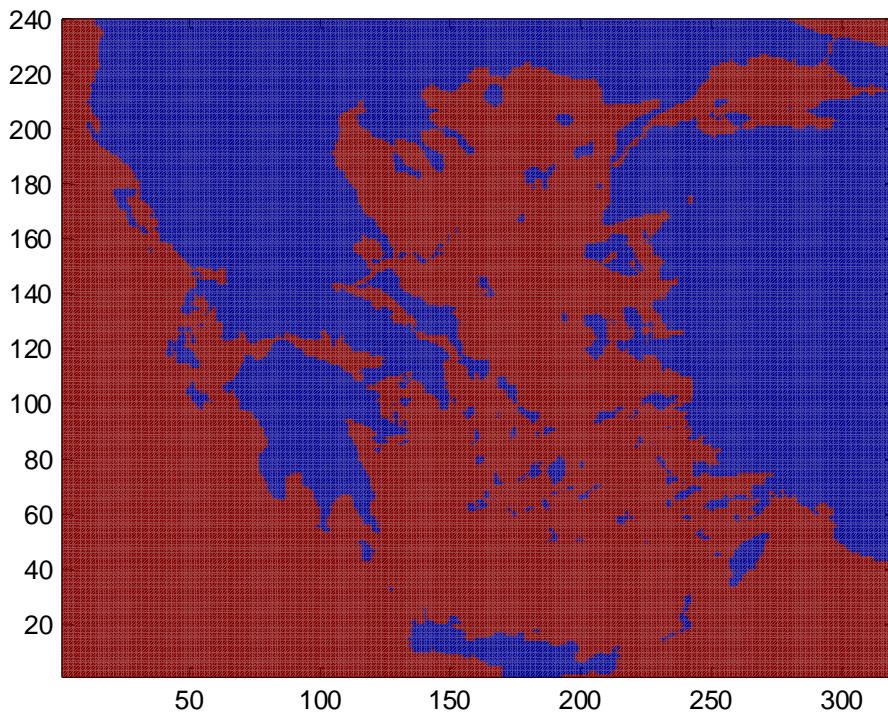
Η ωκεανογραφική συνιστώσα του NEMO αναπτύχθηκε από το μοντέλο OPA που περιγράφεται από τους Madek et al <sup>42</sup>. Αυτό το μοντέλο χρησιμοποιήθηκε σε ένα μεγάλο εύρος εφαρμογών, περιφερειακά και παγκόσμια, ως ένα επιβαλλόμενο ωκεανογραφικό μοντέλο και ως ένα μοντέλο σύζευξης με την ατμόσφαιρα. Το αρχείο βαθυμετρίας που χρησιμοποιείται σε όλες τις περιπτώσεις περιέχει αρχικά τον διαχωρισμό του θαλάσσιου και του χερσαίου πεδίου, και έπειτα αναφέρονται οι υψομετρικές και βαθυμετρικές τιμές σε σχέση με το επίπεδο της στάθμης της θάλασσας (0 m). Το μέγιστο βάθος που σημειώνεται είναι αυτό των 2690.7 m.

<sup>41</sup> <http://www.nemo-ocean.eu/>

<sup>42</sup> Madek et al (1998)

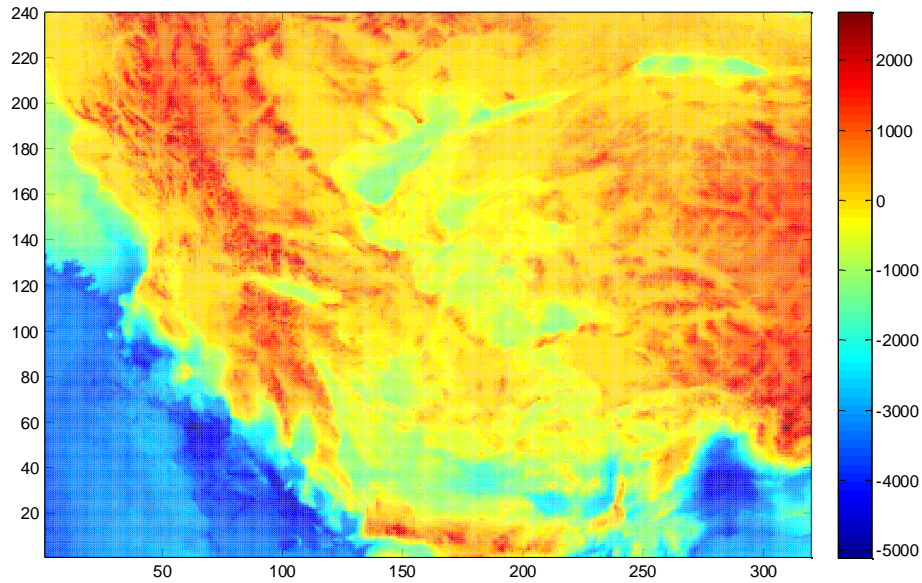
## 5.2 Περιγραφή πεδίου εργασίας

Το πεδίο που επιλύεται σε αυτή την εργασία στο σύστημα  $0xy$  (για  $i=320$  και  $j=240$ ) προκύπτει από το αρχείο δεδομένων βαθυμετρίας που περιγράφει τον διαχωρισμό χερσαίου και θαλάσσιου τμήματος (0 και 1 αντίστοιχα). Η διαφοροποίηση χερσαίου και θαλάσσιου τμήματος από το αρχείο δεδομένων βαθυμετρίας παρουσιάζεται στην εικόνα 14.



Εικόνα 14. Η απεικόνιση του πεδίου επίλυσης με βάση το αρχείο δεδομένων βαθυμετρίας(0: χερσαίο, 1: θαλάσσιο τμήμα).

Στο ίδιο αρχείο, έπειτα των τιμών 0 και 1 αναφέρονται οι υψομετρικές και βαθυμετρικές τιμές σε σχέση με το επίπεδο της στάθμης της θάλασσας (0 m). Η απεικόνιση του αρχείου δεδομένων βαθυμετρίας παρατίθεται στην εικόνα 15. Αξίζει να σημειωθεί ότι το μέγιστο βάθος σημειώνεται στην περιοχή του Ιονίου και είναι τα 2690.7 m.



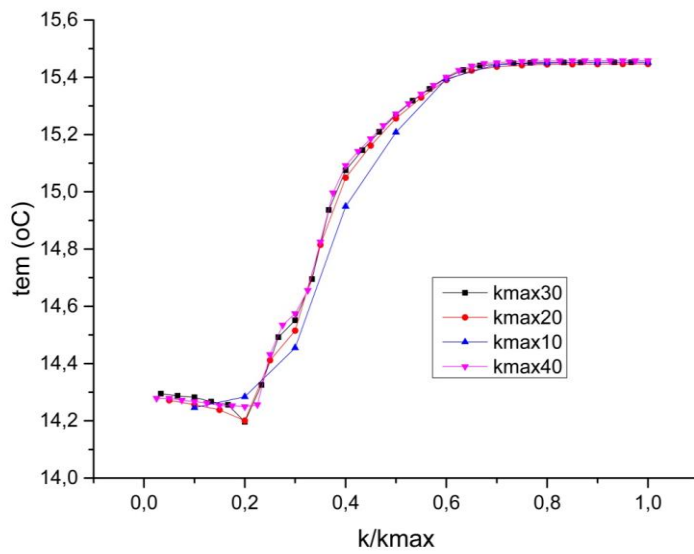
Εικόνα 15. Η απεικόνιση του αρχείου δεδομένων βαθυμετρίας.

### 5.3 Μελέτη Ανεξαρτησίας της Λύσης από την Πύκνωση του Πλέγματος (T, S, vel\_u, vel\_v)

Οι μεταβλητές που εξετάστηκαν είναι η θερμοκρασία, η αλατότητα και η οριζόντια και κάθετη συνιστώσα της ταχύτητας. Για το xy επίπεδο δεν μπορεί να πραγματοποιηθεί κάποια μεταβολή λόγω των βαθυμετρικών δεδομένων που χρησιμοποιήθηκαν. Πραγματοποιήθηκε διερεύνηση ως προς τις εξής πυκνώσεις ως προς τον z άξονα, σε 10, 20, 30, 40 επίπεδα στο σημείο του Oxy συστήματος  $(i,j)=(147,37)$  της λύσης για διαφορετικά k για την τελική χρονική στιγμή της προσομοίωσης και ως προς το χρόνο στο επίπεδο της επιφάνειας. Επιλέχθηκε αυτό το σημείο επειδή αντιστοιχεί στο σημείο της έκλυσης στην περίπτωση του κεφαλαίου 6. Είναι η περίπτωση της συνεχόμενης έκλυσης από τον πυθμένα, το οποίο συνεπάγεται ότι κατά τον άξονα z λόγω των ρευμάτων και της στρωμάτωσης η κατακόρυφη κατανομή των συγκεντρώσεων των ιχνηθετών διαφοροποιείται σημαντικά ανάλογα με την πύκνωση του πλέγματος ως προς τον z άξονα.

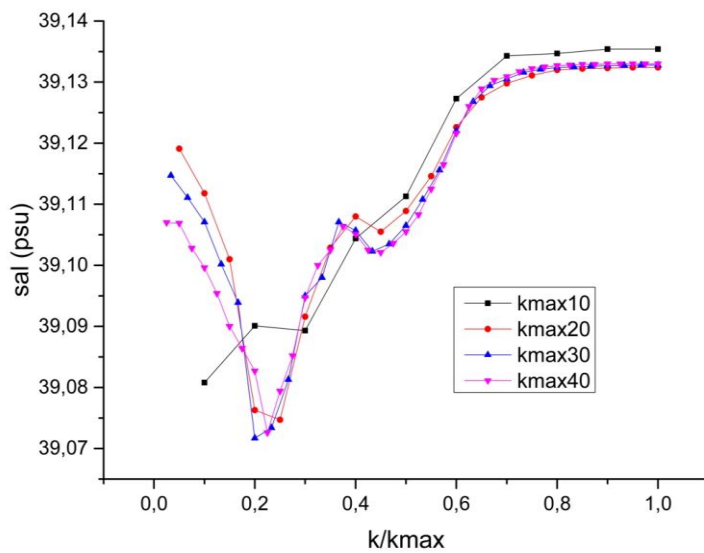
#### 5.3.1 Διερεύνηση ως προς διαφορετικά k στο σημείο $(i,j)=(147,37)$

Όπως μπορεί να παρατηρηθεί και από το διάγραμμα 1, η θερμοκρασία από το αραιό πλέγμα (10 z επίπεδα) προς πιο πυκνά πλέγματα δεν παρουσιάζει ιδιαίτερα σημαντικές μεταβολές.



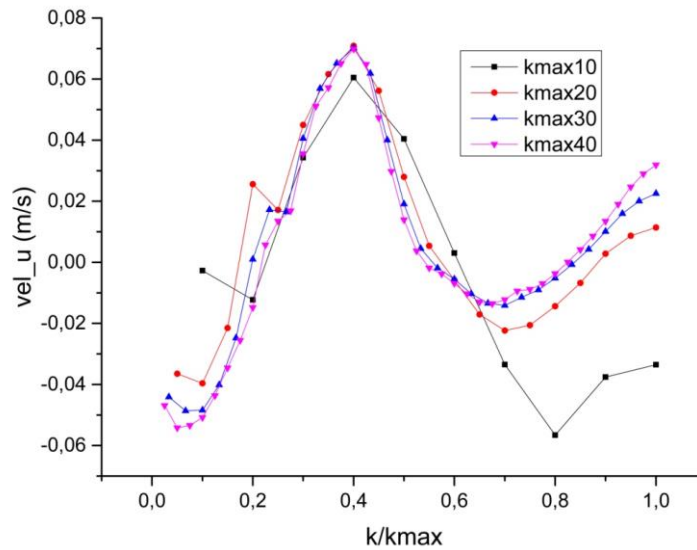
Διάγραμμα 1. Θερμοκρασιακό προφίλ ως προς τον άξονα z. Σύγκριση για τις περιπτώσεις kmax=10, 20, 30, 40.

Στο διάγραμμα 2 μπορεί να παρατηρηθεί ότι η λύση της αλατότητας για την πύκνωση των 20 z επιπέδων έχει αποκτήσει σωστή κατανομή.

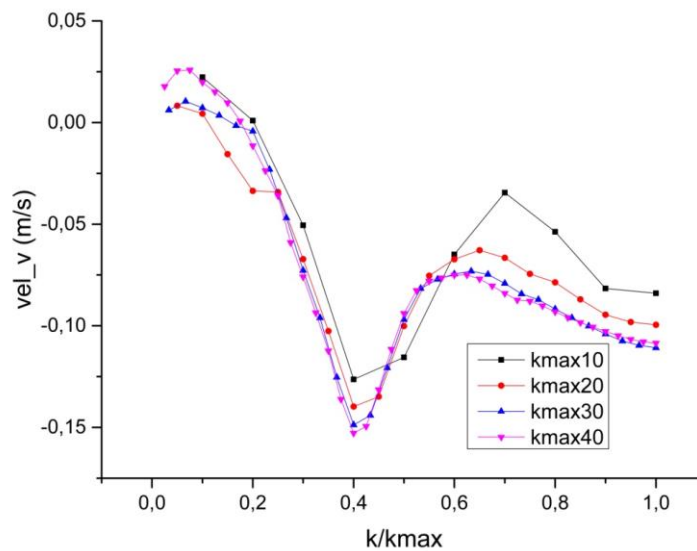


Διάγραμμα 2. Προφίλ της αλατότητας ως προς τον άξονα z. Σύγκριση για τις περιπτώσεις kmax=10, 20, 30, 40.

Όσον αφορά τα προφίλ των συνιστωσών της ταχύτητας, από τα διαγράμματα 3 και 4 φαίνεται ότι από την πύκνωση των 30 z επιπέδων και των περαιτέρω πυκνώσεων ως προς z σημειώνονται μικρές μεταβολές.



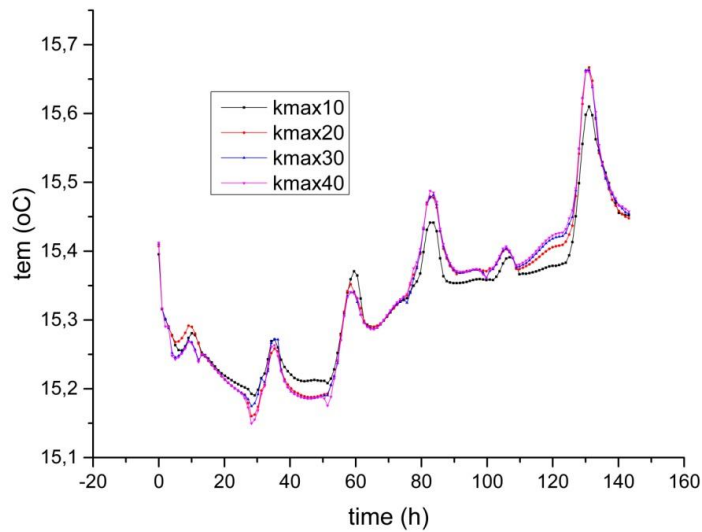
Διάγραμμα 3. Προφίλ της οριζόντιας συνιστώσας της ταχύτητας ως προς τον άξονα z. Σύγκριση για τις περιπτώσεις kmax=10, 20, 30, 40.



Διάγραμμα 4. Προφίλ της κάθετης συνιστώσας της ταχύτητας ως προς τον άξονα z. Σύγκριση για τις περιπτώσεις kmax= 10, 20, 30, 40.

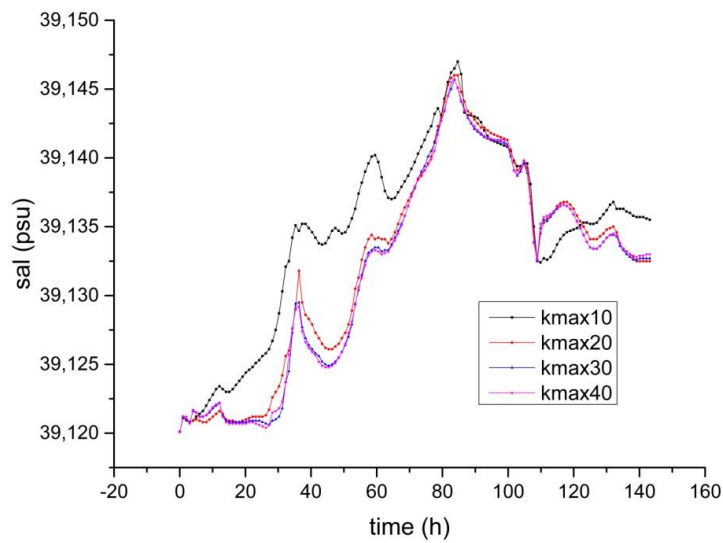
### 5.3.2 Διερεύνηση ως προς το χρόνο στο σημείο $(i,j)=(147,37)$

Στα πλαίσια της μελέτης ανεξαρτησίας της λύσης από την πύκνωση του πλέγματος ως προς  $z$  πραγματοποιήθηκε και διερεύνηση ως προς το χρόνο της προσομοίωσης στο σημείο  $(147, 37)$  του συστήματος  $Oxy$ . Η χρονική στιγμή που επιλέχθηκε να εξετασθεί είναι η τελική χρονική στιγμή και το σημείο ως προς τον  $z$  άξονα είναι η επιφάνεια. Όπως μπορεί να παρατηρηθεί, οι μεταβολές της θερμοκρασίας δεν παρουσιάζουν σημαντικές μεταβολές.



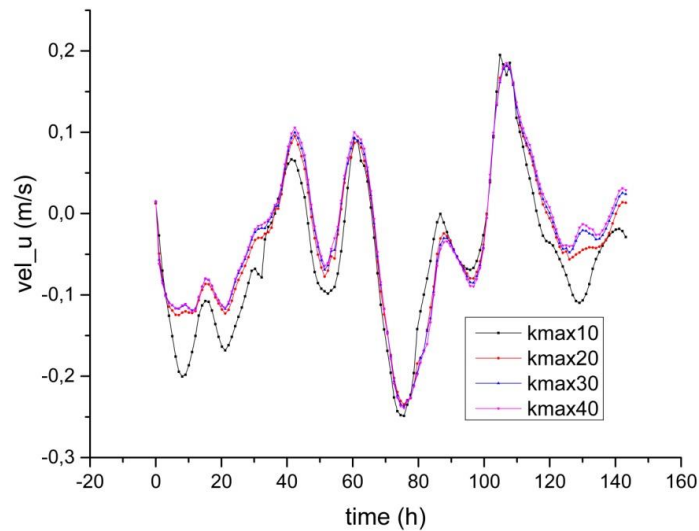
Διάγραμμα 5. Θερμοκρασιακό προφίλ στην επιφάνεια προς το χρόνο για  $k_{max}=10, 20, 30, 40$ .

Από το διάγραμμα 5, όπως μπορεί να παρατηρηθεί, οι μεταβολές της θερμοκρασίας δεν παρουσιάζουν σημαντικές μεταβολές. Στην περίπτωση της αλατότητας, μεταξύ της πύκνωσης των 20  $z$  επιπέδων και των περεταίρω πυκνώσεων σημειώνονται πολύ μικρές διαφορές (διάγραμμα 6).



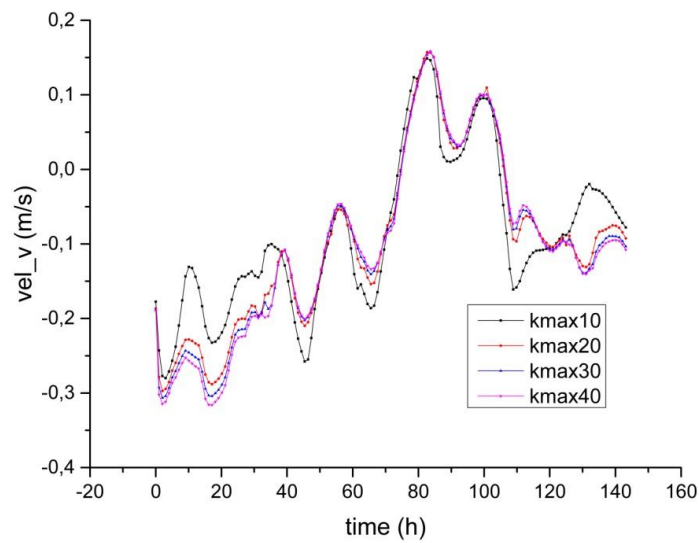
Διάγραμμα 6. Προφίλ της αλατότητας στην επιφάνεια ως προς το χρόνο για  $k_{max}=10, 20, 30, 40$ .

Όσον αφορά την οριζόντια και την κάθετη συνιστώσα τις ταχύτητας, από τα διαγράμματα 7 και 8 μπορεί να παρατηρηθεί ότι μεταξύ των πυκνώσεων των 30 και των 40 z επιπέδων σημειώνονται αμελητέες μεταβολές.



Διάγραμμα 7. Προφίλ της οριζόντιας συνιστώσας της ταχύτητας στην επιφάνεια ως προς το χρόνο για  $k_{max}=10, 20, 30, 40$ .



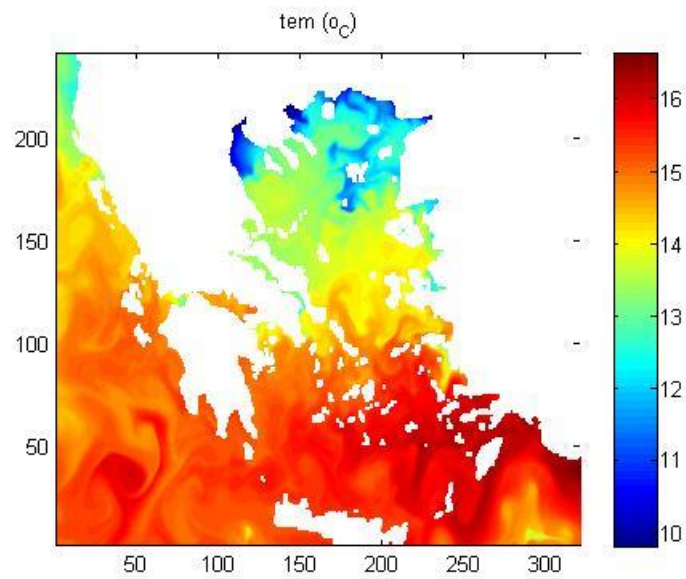


Διάγραμμα 8. Προφίλ της κάθετης συνιστώσας της ταχύτητας στην επιφάνεια ως προς το χρόνο για  $k_{max}=10, 20, 30, 40$ .

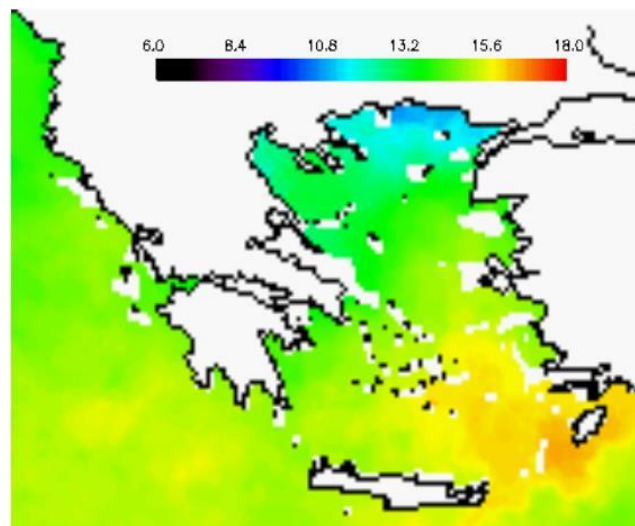
### 5.3.3 Συμπεράσματα

Όσον αφορά την θερμοκρασία και την αλατότητα, σημειώνονται μικρές μεταβολές από την πύκνωση  $k_{max} \geq 20$ . Για τις συνιστώσες τις ταχύτητας ( $u, v$ ) από την πύκνωση  $k_{max} \geq 30$  δεν παρουσιάζονται σημαντικές αποκλίσεις. Για αυτούς τους λόγους η λύση του πεδίου ροής που είναι ανεξάρτητη από την πύκνωση του πλέγματος είναι αυτή που αντιστοιχεί για  $k_{max}=30$ .

## 5.4 Σύγκριση Αποτελεσμάτων Προσομοίωσης με in situ Δεδομένα



Εικόνα 16. Κατανομή θερμοκρασίας στις 00:00 [07/03/2012] στην επιφάνεια (°C).



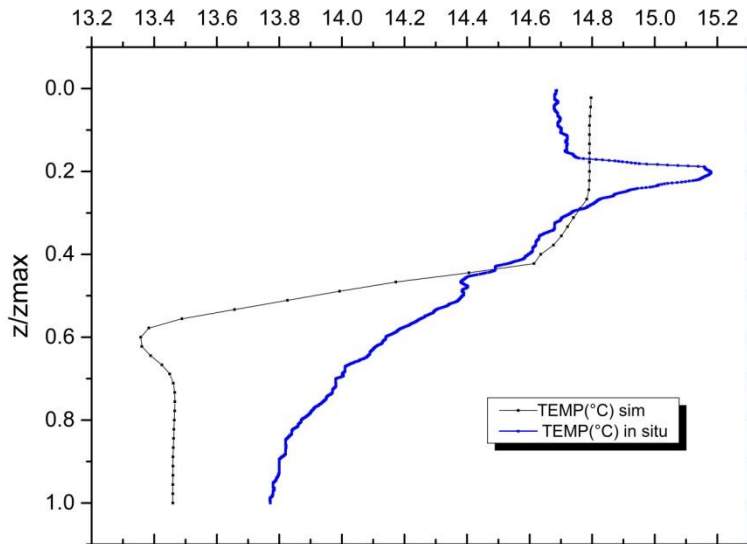
Εικόνα 17. Κατανομή θερμοκρασίας στις 00:00 [07/03/2012] στην επιφάνεια (°C), από το MYOCEAN<sup>43</sup>

Στο επίπεδο του πυθμένα σημειώνονται χαμηλότερες θερμοκρασίες όπως επίσης και στην κατανομή στις 00:00 σε σύγκριση με την κατανομή της θερμοκρασίας στις 12:00.

Στις Εικόνες 16 και 17 παρατίθενται οι επιφανειακές θερμοκρασίες στις 00:00 (UTC) στις 07/03/2012. Παρατηρείται ότι οι κατανομές θερμοκρασίας των δύο περιπτώσεων

<sup>43</sup> <http://gos.ifa.rm.cnr.it/>

είναι παρόμοιες. Επιπροσθέτως, αξίζει να σημειωθεί ότι η ελάχιστη θερμοκρασία που σημειώνεται είναι κοντά στους 10°C, καθώς και ότι η μέγιστη, που σημειώνεται κοντά στη Ρόδο, είναι κοντά στους 16°C.



**Διάγραμμα 9. Θερμοκρασιακά προφίλ κατά  $z$  ( $z/z_{max}$  και  $k/k_{max}$ ) των δεδομένων in situ και της προσομοίωσης.<sup>43</sup>**

Στο Διάγραμμα 9 παρατίθενται συγκριτικά αποτελέσματα για τις 07/03/2012 στις 00:00 (UTC) των διαθέσιμων δεδομένων in situ στο Ιόνιο ( $lat=38$ ,  $lon=19$ ) και η κάθετη κατανομή της θερμοκρασίας που προέκυψε από την προσομοίωση για το ίδιο σημείο. Αξίζει να σημειωθεί ότι το μέγιστο σφάλμα που υπολογίστηκε ήταν το 5.69969 %.

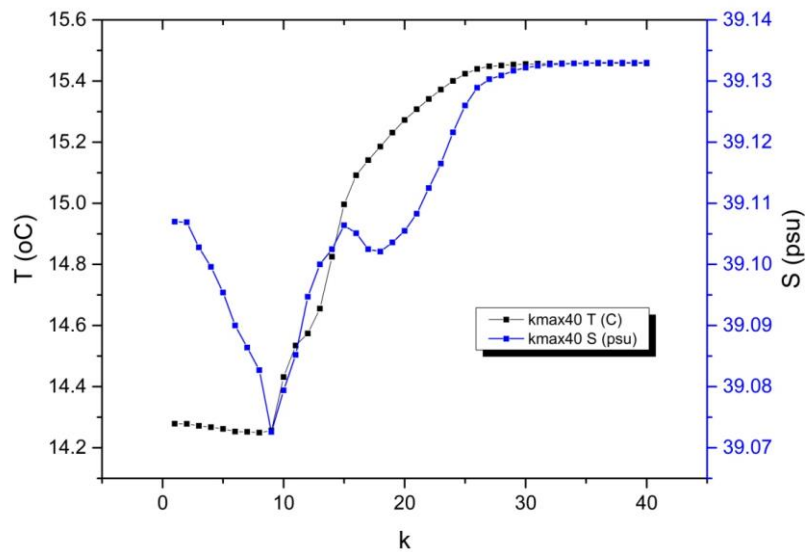
## 5.5 Γραφικές απεικονίσεις

### 5.5.1 Θερμοκρασία-Αλατότητα

Αυτό το σημείο του κεφαλαίου αναφέρεται στις κατανομές της θερμοκρασίας και της αλατότητας για το χρονικό διάστημα της προσομοίωσης. Να σημειωθεί ότι η κατανομή των μεταβλητών της θερμοκρασίας και της αλατότητας για την πύκνωση στον  $z$  άξονα με το  $k_{max}$  να ισούται με 40 είναι ίδιες σε όλες τις υποθετικές περιπτώσεις που θα εξετασθούν.

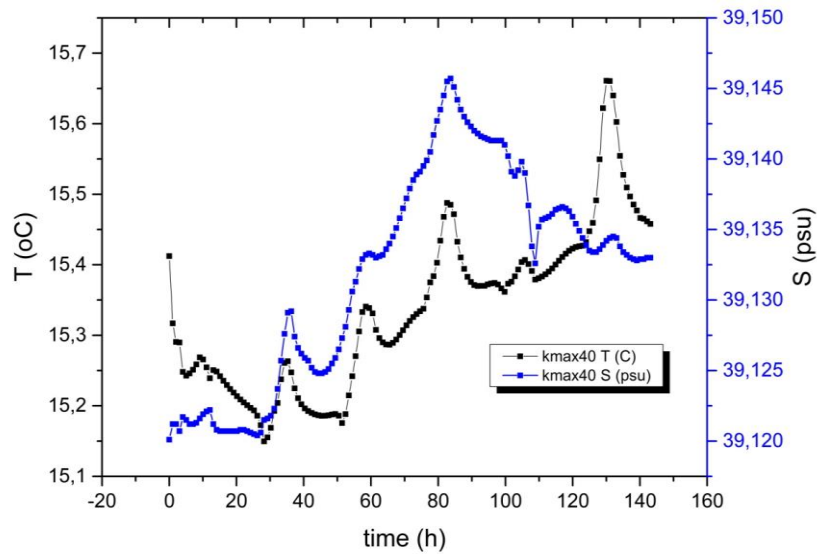
Η θερμοκρασία μετράται σε βαθμούς Κελσίου, ενώ η αλατότητα, ή αλλιώς «πρακτική αλατότητα», που προσδιορίζεται από την ηλεκτρική αγωγιμότητα του θαλασσινού νερού, σε psu (πρακτικές μονάδες αλατότητας).

Όπως μπορεί να παρατηρηθεί και στα διαγράμματα 9 και 10 η κατανομή της αλατότητας ακολουθεί σε κάποιο βαθμό αυτή της θερμοκρασίας, πλην των επιπέδων κοντά στον πυθμένα, ενώ προς την επιφάνεια αρχίζουν και σταθεροποιούνται.



Διάγραμμα 10. Θερμοκρασία-Αλατότητα ως προς τον άξονα z.

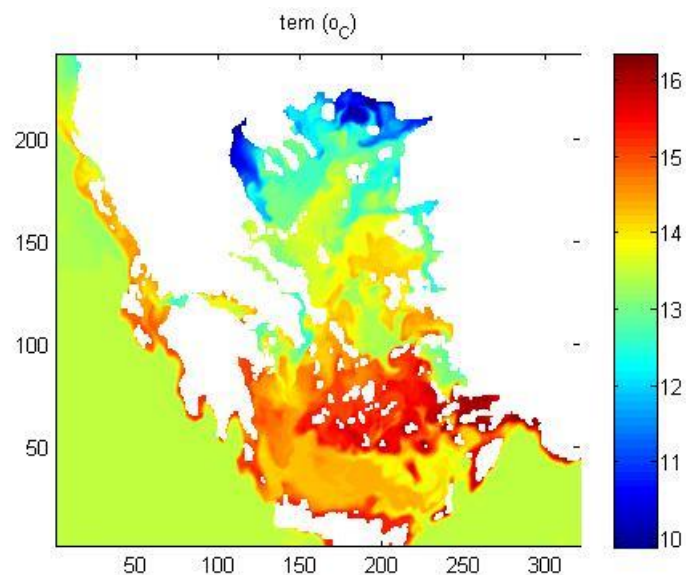
Από το διάγραμμα 10, όπου παρουσιάζεται η συνάρτηση της θερμοκρασίας και της αλατότητας ως προς το βάθος, μπορεί να παρατηρηθεί ότι όσον αφορά τη θερμοκρασία στα κοντινά προς τον πυθμένα επίπεδα είναι χαμηλότερη σε σχέση με αυτή της επιφάνειας, ενώ αυξάνεται όσο κινούμαστε προς την επιφάνεια. Όσον αφορά την αλατότητα, παρατηρείται μία πτώση στο δέκατο επίπεδο από τον πυθμένα και μετά μία άνοδος, που συνεχίζεται μέχρι και την επιφάνεια, με μία μικρή πτώση κοντά στο εικοστό επίπεδο. Μπορεί να παρατηρηθεί ότι από την επιφάνεια μέχρι και το δέκατο επίπεδο αυτή η κατανομή της αλατότητας ταιριάζει με το προφίλ του ΒΑ Ατλαντικού. Η πτώση της αλατότητας από τον πυθμένα έως και το δέκατο επίπεδο μπορεί να οφείλεται σε ανάμειξη, επειδή όπως μπορεί να παρατηρηθεί και από το διάγραμμα 9 η θερμοκρασία αυξάνεται και αυτή από το δέκατο επίπεδο και έπειτα.



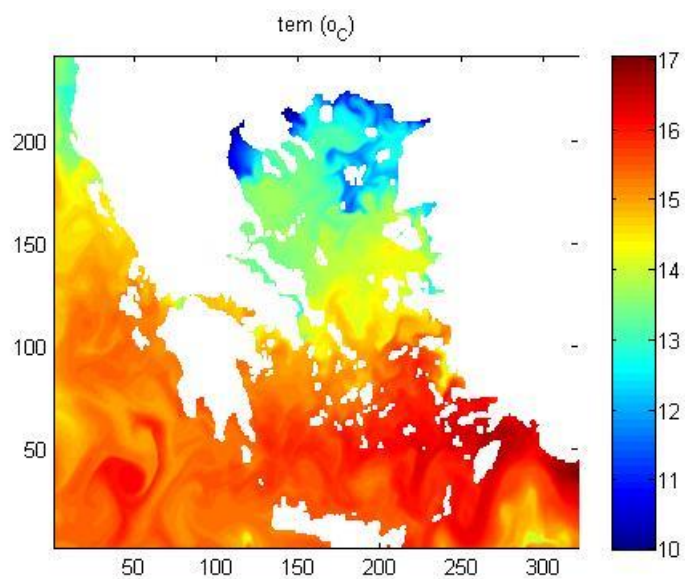
Διάγραμμα 11. Θερμοκρασία-Αλατότητα στην επιφάνεια ως προς το χρόνο.

Από το διάγραμμα 11 μπορεί να παρατηρηθεί ότι και ως προς το χρόνο στο επίπεδο της επιφάνειας ακολουθείται παρόμοια κατανομή στις διακυμάνσεις θερμοκρασίας και αλατότητας.

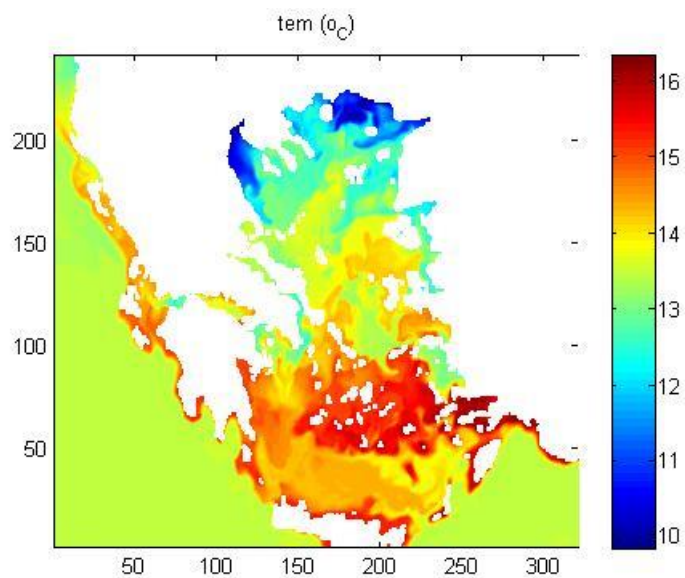
Στις Εικόνες 18-25 παρουσιάζονται οι κατανομές της θερμοκρασία και της αλατότητας στα επίπεδα του πυθμένα και της επιφάνειας και σε μία μεσημβρινή (12:00) και μία νυχτερινή ώρα (00:00) (UTC).



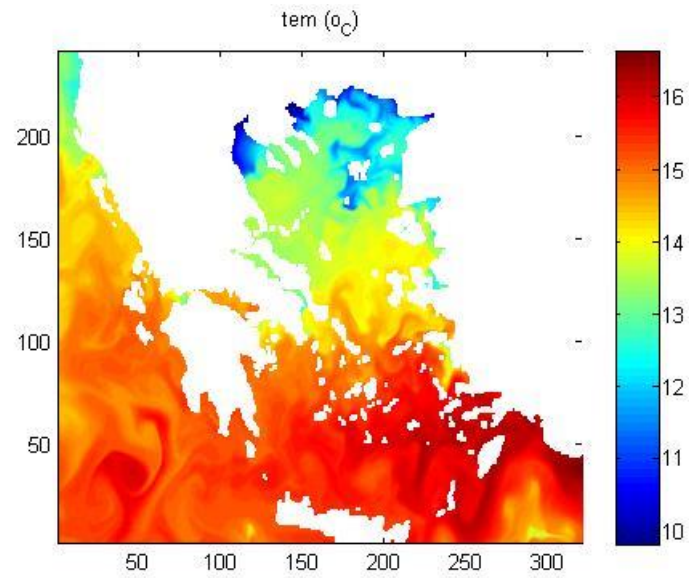
Εικόνα 18. Κατανομή θερμοκρασίας στις 12:00 [06/03/2012] στο επίπεδο του πυθμένα (°C).



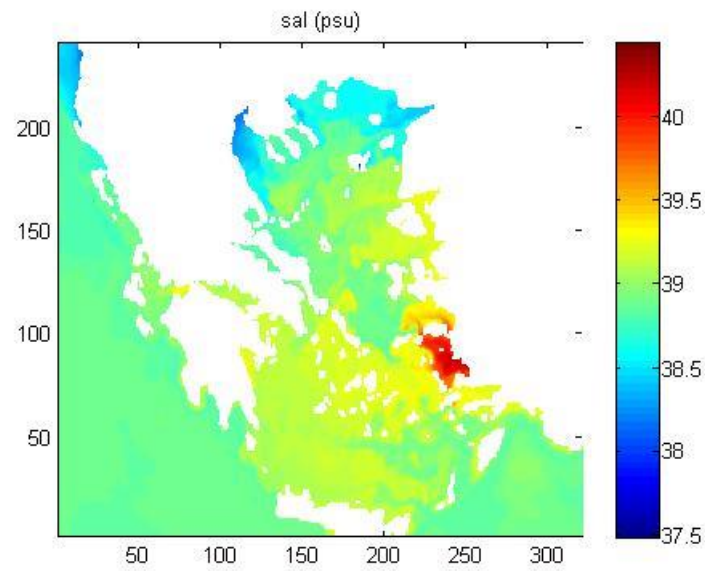
Εικόνα 19. Κατανομή θερμοκρασίας στις 12:00 [06/03/2012] στην επιφάνεια (°C).



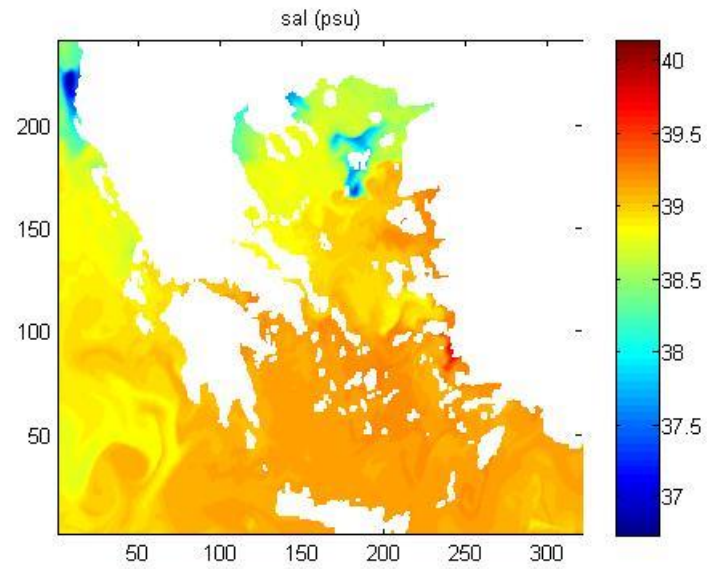
Εικόνα 20. Κατανομή θερμοκρασίας στις 00:00 [07/03/2012] στο επίπεδο του πυθμένα (°C).



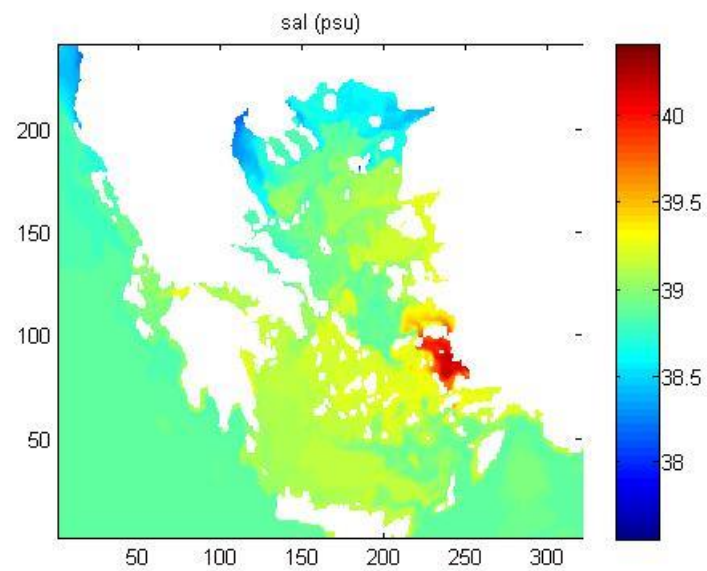
Εικόνα 21. Κατανομή θερμοκρασίας στις 00:00 [07/03/2012] στην επιφάνεια (°C).



Εικόνα 22. Κατανομή αλατότητας στις 12:00 [06/03/2012] στο επίπεδο του πυθμένα (psu).

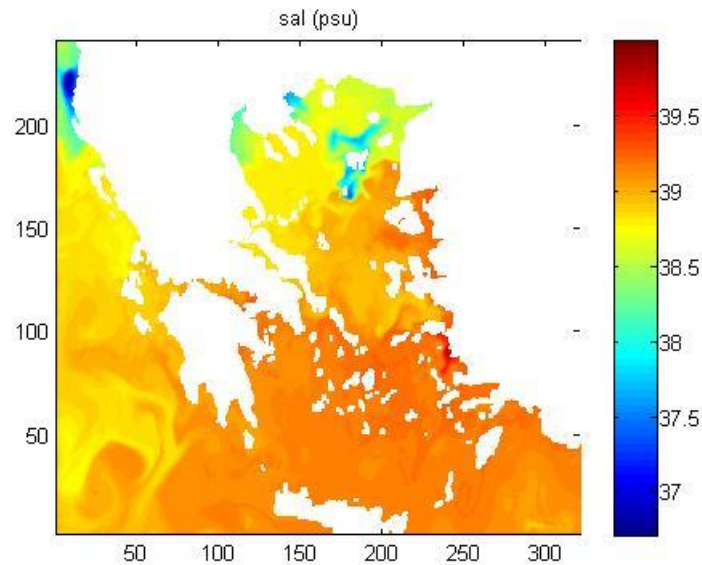


Εικόνα 23. Κατανομή αλατότητας στις 12:00 [06/03/2012] στην επιφάνεια (psu).



Εικόνα 24. Κατανομή αλατότητας στις 00:00 [07/03/2012] στο επίπεδο του πυθμένα (psu).



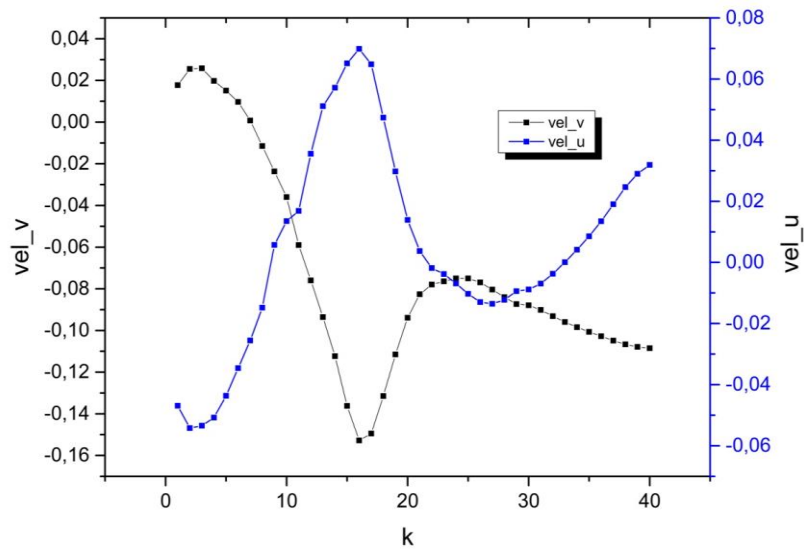


Εικόνα 25. Κατανομή αλατότητας στις00:00 [07/03/2012] στην επιφάνεια (psu).

Όσον αφορά την αλατότητα, δεν παρουσιάζονται σημαντικές μεταβολές ανάλογα με τη χρονική στιγμή της κατανομής. Στα εύκρατα γεωγραφικά πλάτη η επιφανειακή αλατότητα παρουσιάζει εποχικές μεταβολές λόγω των εποχικών μεταβολών. Οι ημερήσιες διακυμάνσεις της αλατότητας είναι γενικά αμελητέες.

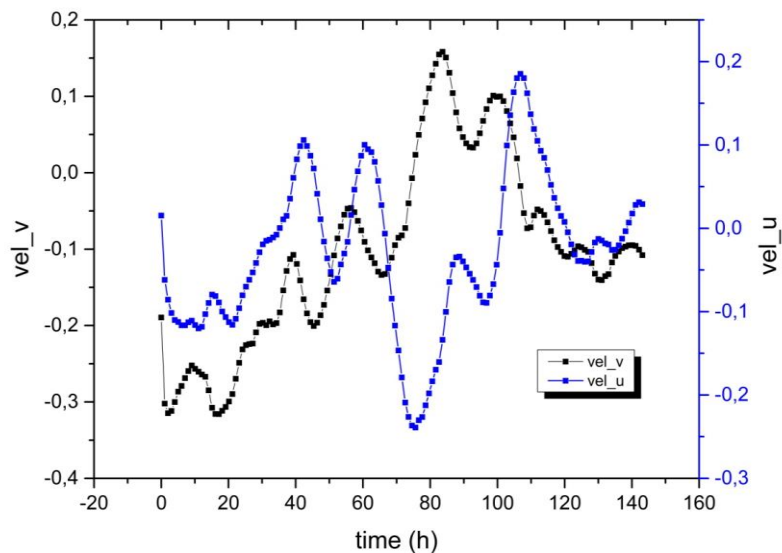
### 5.5.2 Συνιστώσες της ταχύτητας (u,v)

Σε αυτό το υποκεφάλαιο γίνεται αναφορά στον υπολογισμό των συνιστωσών της ταχύτητας. Όπως και για τις μεταβλητές της θερμοκρασίας και της αλατότητας, και οι συνιστώσες της ταχύτητας είναι οι ίδιες για όλα τα πιθανά σενάρια που θα εξετασθούν σε αυτή την εργασία. Το σημείο το οποίο επιλέχθηκε να διερευνηθεί και στην περίπτωση των συνιστωσών της ταχύτητας είναι το (147, 37) στο σύστημα  $Oxy$ , για τον ίδιο λόγο που προαναφέρθηκε για την διερεύνηση των υπολοίπων μεταβλητών. Η χρονική στιγμή που έχει επιλεγεί για να μελετηθεί είναι η τελική χρονική στιγμή της προσομοίωσης και, όπως και για τις μεταβλητές της θερμοκρασίας και της αλατότητας, γίνεται διερεύνηση ως προς διαφορετικά βάθη.



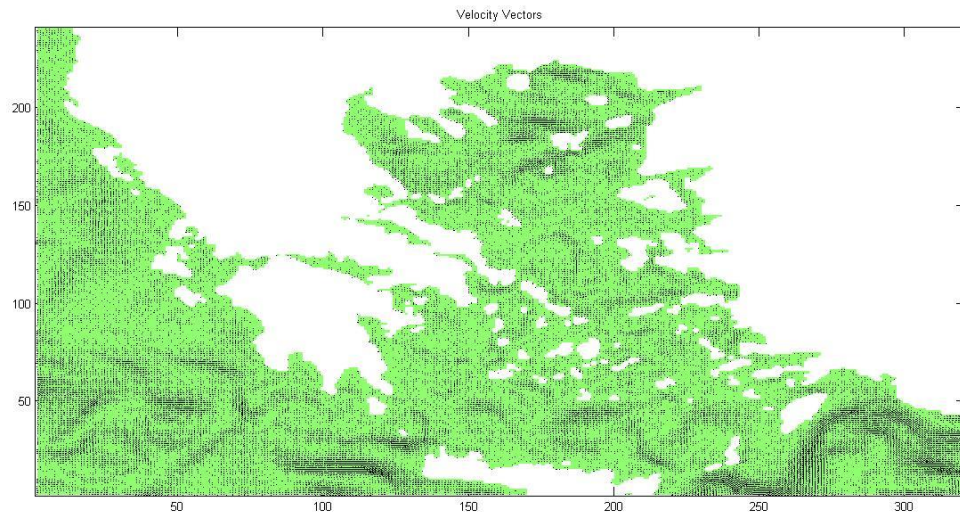
Διάγραμμα 12. Συνιστώσες της ταχύτητας (m/s) σε συνάρτηση με τον άξονα z.

Από το διάγραμμα 12, μπορεί να παρατηρηθεί ότι οι δύο συνιστώσες της ταχύτητας παρουσιάζουν αντιστρόφως ανάλογο προφίλ σε συνάρτηση με το βάθος. Στο διάγραμμα 13, απεικονίζονται οι συνιστώσες της ταχύτητας ως προς το χρόνο, όπου οι διακυμάνσεις τους φαίνεται να συμβαδίζουν, πλην του χρονικού διαστήματος 60-100 h.

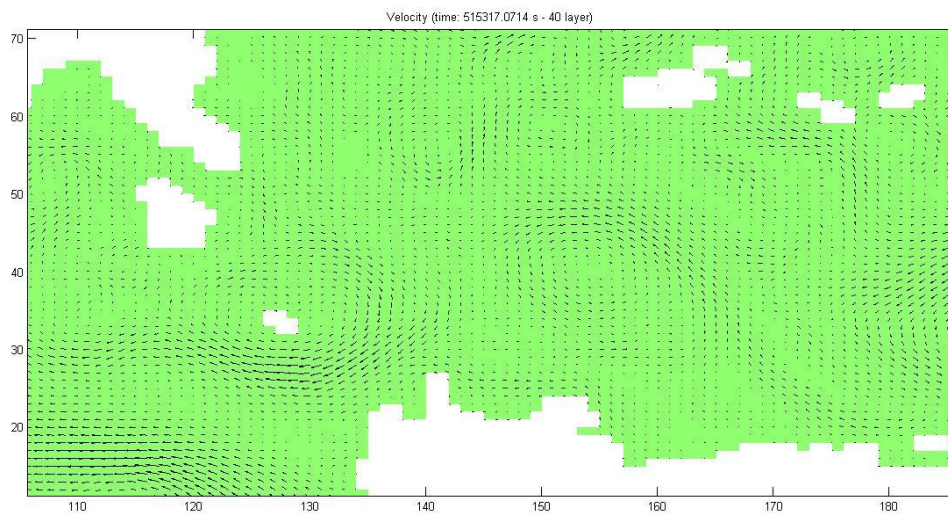


Διάγραμμα 13. Οι συνιστώσες της ταχύτητας (m/s) σε συνάρτηση με το χρόνο.

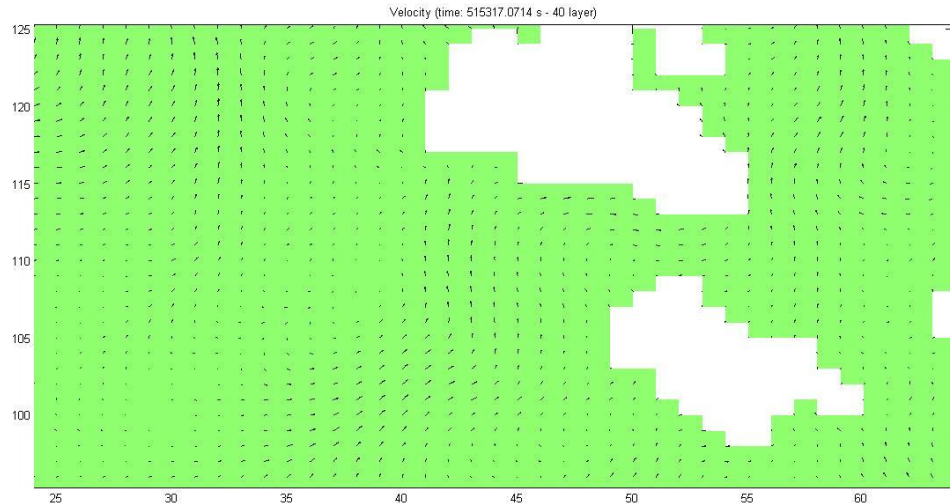
Στις Εικόνες (26-29) παρουσιάζονται τα διανύσματα της ταχύτητας σε όλο τον θαλάσσιο Ελλαδικό χώρο (Εικόνα 26), στην περιοχή βόρεια των Χανίων (Εικόνα 27), στο Ιόνιο δυτικά της Πελοποννήσου (Εικόνα 28) και στο δέλτα του Νέστου (Εικόνα 29).



Εικόνα 26. Τα διανύσματα της ταχύτητας στην επιφάνεια στον Ελλαδικό χώρο.

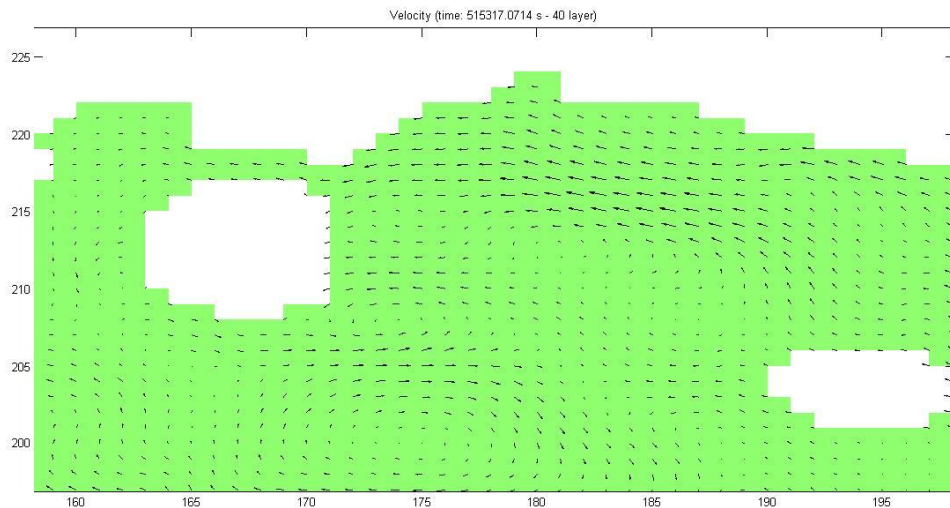


Εικόνα 27. Τα διανύσματα της ταχύτητας στην επιφάνεια στην περιοχή μελέτης της περίπτωσης 1 & 2.



Εικόνα 28. Τα διανύσματα της ταχύτητας στην επιφάνεια στην περιοχή μελέτης της περίπτωσης 3.

Στην περιοχή του Αιγαίου βόρεια των Χανίων (Εικόνα 27) σημειώνονται περισσότερες ανακυκλοφορίες σε σύγκριση με στο Ιόνιο δυτικά της Πελοποννήσου (Εικόνα 28), το οποίο έχει και μεγάλη επίδραση, όπως θα δούμε και στα επόμενα κεφάλαια και στη διασπορά των ρυπαντών και στις συγκεντρώσεις που σημειώνονται.



Εικόνα 29. Τα διανύσματα της ταχύτητας στην επιφάνεια στην περιοχή μελέτης της περίπτωσης 4.

Στην περιοχή νότια του δέλτα του Νέστου παρατηρούνται ανακυκλοφορίες οι οποίες οφείλονται στα ρεύματα από το Αιγαίο καθώς και στα νησιά της Θάσου και της Σαμοθράκης.

## Κεφάλαιο 6 *Case 1: Κρήτη, περίπτωση διασποράς με συνεχόμενη έκλυση*

### 6.1 Εισαγωγή

Ένα από τα πιθανά σενάρια αυτής της εργασίας είναι η μελέτη για την περίπτωση που σημειωθεί έκλυση ανοιχτά της περιοχής των Χανίων, στο σημείο (147,37) του συστήματος 0xy, όπως έχει σημειωθεί στην Εικόνα 30.



Εικόνα 30. Σημείο (i,j)= (147,37).

Αυτό το κεφάλαιο αναφέρεται στην περίπτωση ραδιενεργών αποβλήτων που έχουν τοποθετηθεί σε αυτό το σημείο στο επίπεδο του πυθμένα από ναυάγιο και σημειώνεται διαρροή που γίνεται αντιληπτή. Το χρονικό διάστημα που μελετάται είναι αυτό των έξι ημερών. Τα μετεωρολογικά δεδομένα που έχουν χρησιμοποιηθεί αντιστοιχούν στην περίοδο [01/03/2012-07/03/2012]. Η έκλυση λαμβάνει χώρα καθ' όλη τη διάρκεια της προσομοίωσης με έναν σταθερό όρο πηγής των 100 Bq/sec. Επίσης, αυτή η περίπτωση επιλέχθηκε και για την μελέτη ανεξαρτησίας της λύσης των συγκεντρώσεων των ιχνηθετών από την πύκνωση του πλέγματος.

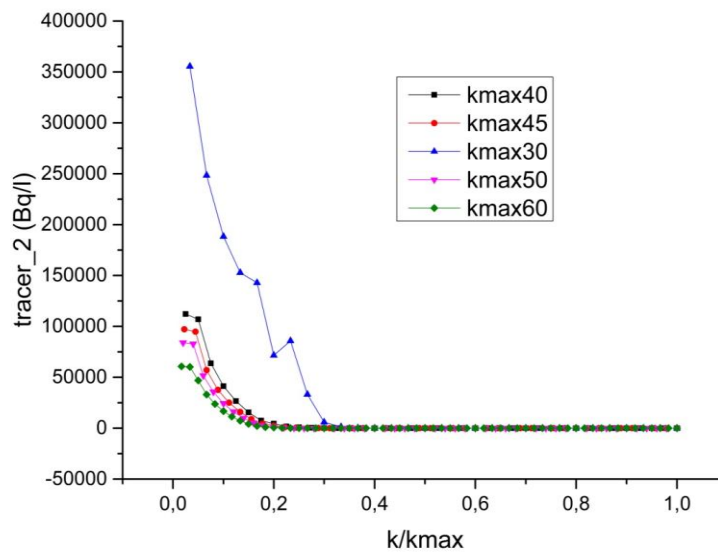
### 6.2 Μελέτη Ανεξαρτησίας της Λύσης από την Πύκνωση του Πλέγματος

Η περίπτωση της διαρκούς έκλυσης από την πυθμένα σε αυτή την περιοχή επιλέχθηκε για την διερεύνηση της ανεξαρτησίας της λύσης των συγκεντρώσεων των ιχνηθετών από την πύκνωση του πλέγματος ως προς τον άξονα z. Για το 0xy επίπεδο δεν μπορεί

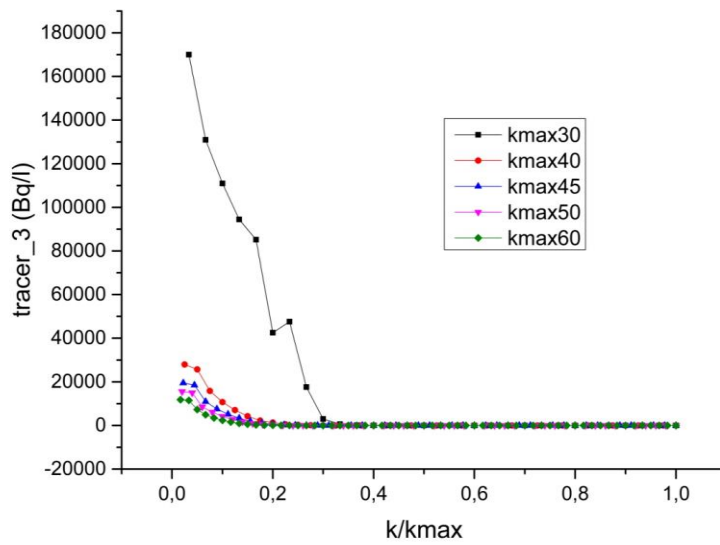
να πραγματοποιηθεί κάποια περαιτέρω πύκνωση λόγω του χρησιμοποιούμενου αρχείου βαθυμετρικών δεδομένων. Πραγματοποιήθηκε διερεύνηση ως προς τις πυκνώσεις, των 10, 20, 30, 40, 45, 50 και 60 z επιπέδων στο σημείο (i,j)=(147,37) της λύσης για διαφορετικά k την τελική χρονική στιγμή και ως προς το χρόνο στο επίπεδο της επιφάνειας. Στο σημείο (i,j)=(148,30) διερευνήθηκε για διαφορετικά k την τελική χρονική στιγμή και ως προς το χρόνο στο επίπεδο της επιφάνειας για τις συγκεντρώσεις των ρύπων.

### 6.2.1 Διερεύνηση ως προς διαφορετικά k στο σημείο (i,j)=(147,37)

Από τα διαγράμματα 14-17 μπορεί να παρατηρηθεί ότι οι τιμές των συγκεντρώσεων κοντά στον πυθμένα διαφέρουν σημαντικά, ακολουθούν όμως την ίδια κατανομή. Αυτό μπορεί να οφείλεται στο ότι το αρχείο δεδομένων της βαθυμετρίας περιέχει τιμές 20 επιπέδων και κατά την προσομοίωση γίνεται παρεμβολή για πύκνωση του  $k > 20$ . Επιπροσθέτως, επηρεάζεται και από το σημείο που η πηγή σε αυτή την περίπτωση έχει τοποθετηθεί (πυθμένας).

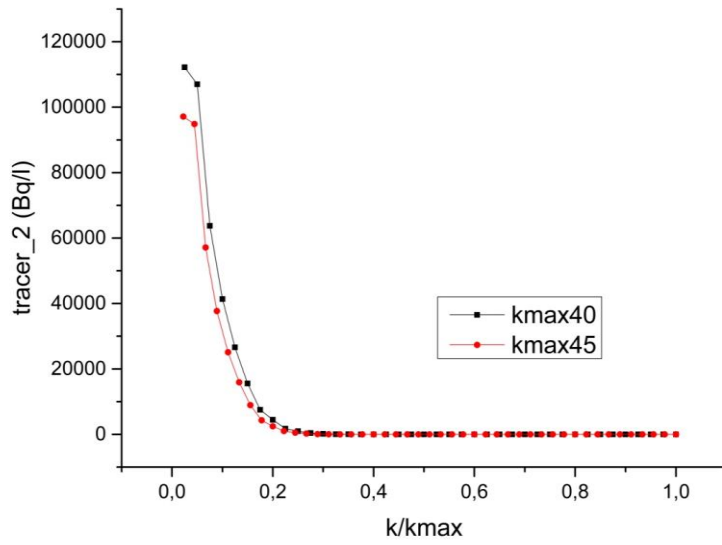


Διάγραμμα 14. Προφίλ της συγκέντρωσης για τον ρύπο (tracer\_2) ως προς τον άξονα z. Σύγκριση για τις περιπτώσεις kmax=20, 30, 40, 45, 50, 60.

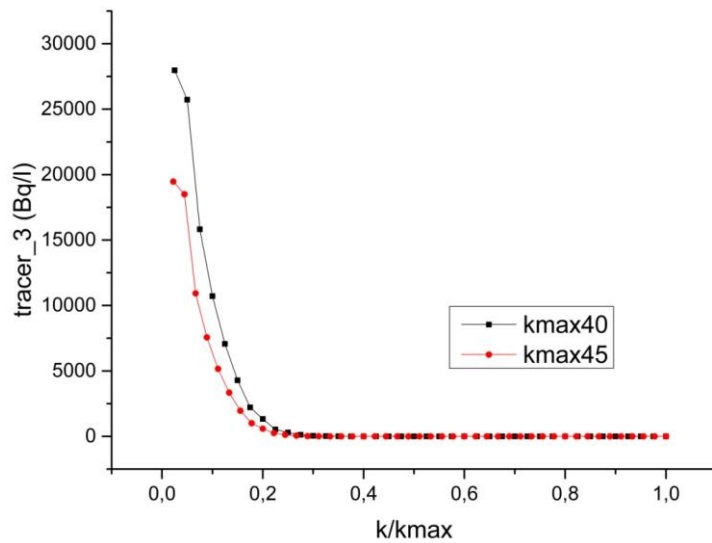


Διάγραμμα 15. Προφίλ της συγκέντρωσης για τον ρύπο (tracer\_3) ως προς τον άξονα z. Σύγκριση για τις περιπτώσεις kmax= 30, 40, 45, 50, 60.

Σε όλες τις πυκνώσεις παρατηρείται ότι ακολουθείται παρόμοιο προφίλ κατανομής (μέγιστο στα επίπεδα κοντά στον πυθμένα και έπειτα συνεχής ελάττωση μέχρι το επίπεδο της επιφάνειας), όμως μεταξύ των πυκνώσεων  $k=30$  και  $k=40$  σημειώνεται σημαντική διαφορά στις τιμές. Για αυτό πραγματοποιήθηκε περαιτέρω πυκνώση για  $k=45, 50$  και  $60$  z επίπεδα. Και για τους δύο ρύπους, όπως φαίνεται και από τα διαγράμματα 14-17, οι τιμές των πυκνώσεων έπειτα των 40 z επιπέδων δεν σημειώνουν σημαντική απόκλιση μεταξύ τους.



Διάγραμμα 16. Προφίλ της συγκέντρωσης για τον ρύπο (tracer\_2) ως προς τον άξονα z. Σύγκριση για τις περιπτώσεις kmax=40 και kmax=45.



Διάγραμμα 17. Προφίλ της συγκέντρωσης για τον ρύπο (tracer\_3) ως προς τον άξονα z. Σύγκριση για τις περιπτώσεις kmax=40 και kmax=45.

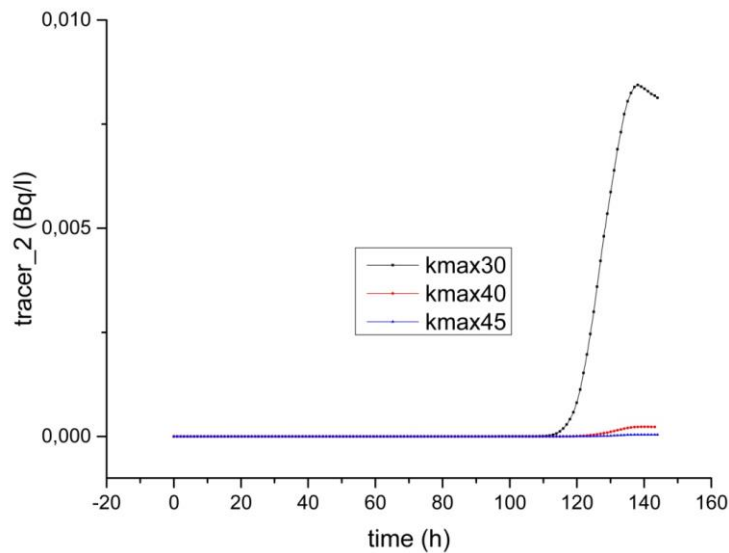
Όπως φαίνεται και στα διαγράμματα 16 και 17, για την πύκνωση των 45 z επιπέδων το προφίλ της συγκέντρωσης των ιχνηθετών μοιάζει με αυτό της πύκνωσης των 40 z επιπέδων και η τυπική απόκλιση μεταξύ τους είναι σχετικά μικρή, εκτός των επιπέδων πλησίον του πυθμένα όπου αυξάνεται λίγο αυτή η διαφορά. Αυτό μπορεί να



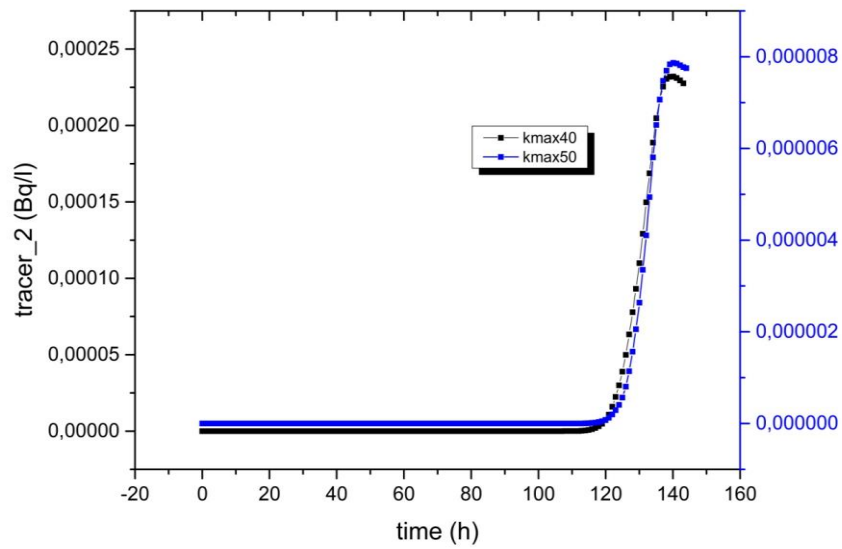
οφείλεται στην παρεμβολή που κάνει το μοντέλο για τον υπολογισμό κατά τον άξονα z, αφού το αρχείο βαθυμετρίας περιλαμβάνει 20 επίπεδα, καθώς και στο ότι το σημείο έκλυσης είναι στο επίπεδο του πυθμένα.

### 6.2.2 Διερεύνηση ως προς το χρόνο στο σημείο $(i,j)=(147,37)$

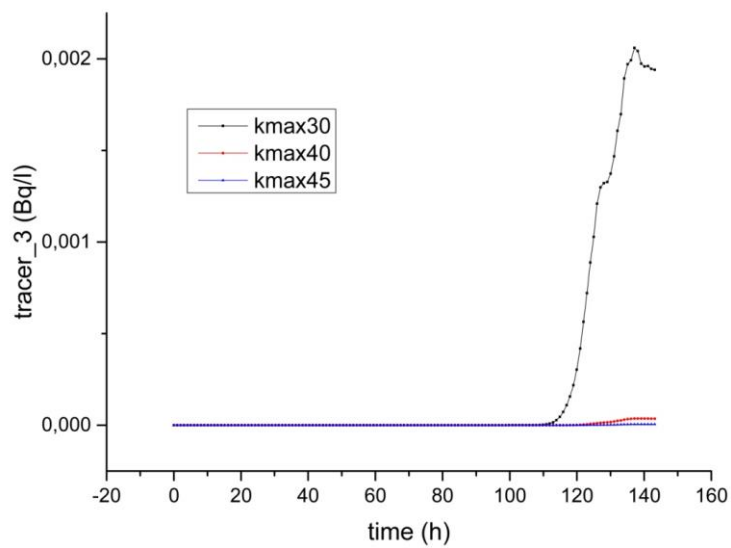
Για τη μελέτη ανεξαρτησίας της λύσης των συγκεντρώσεων των ιχνηθετών από την πύκνωση του πλέγματος ως προς τον z άξονα, πραγματοποιήθηκε και διερεύνηση της λύσης ως προς το χρόνο της προσομοίωσης στο σημείο της πηγής (147, 37). Επιλέχθηκε να εξετασθούν οι επιφανειακές συγκεντρώσεις για να γίνεται αναφορά ως προς το ίδιο επίπεδο σε όλες τις περιπτώσεις.



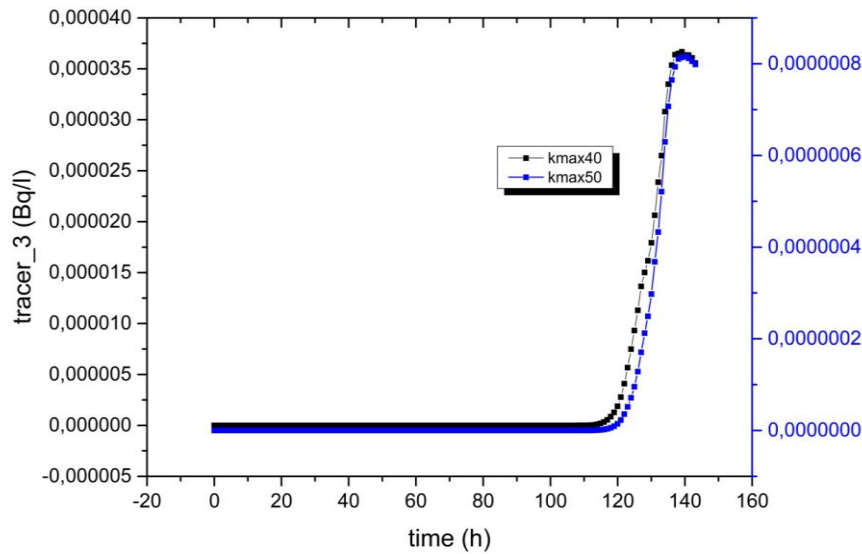
Διάγραμμα 18. Προφίλ της συγκέντρωσης για τον ρύπο (tracer\_2) στην επιφάνεια ως προς το χρόνο. Σύγκριση για τις περιπτώσεις kmax=30, 40, 45.



Διάγραμμα 19. Προφίλ της συγκέντρωσης για τον ρύπο (tracer\_3) στην επιφάνεια ως προς το χρόνο. Σύγκριση για τις περιπτώσεις kmax=40 και kmax=50.



Διάγραμμα 20. Προφίλ της συγκέντρωσης για τον ρύπο (tracer\_3) στην επιφάνεια ως προς το χρόνο. Σύγκριση για τις περιπτώσεις kmax=30, 40, 45.



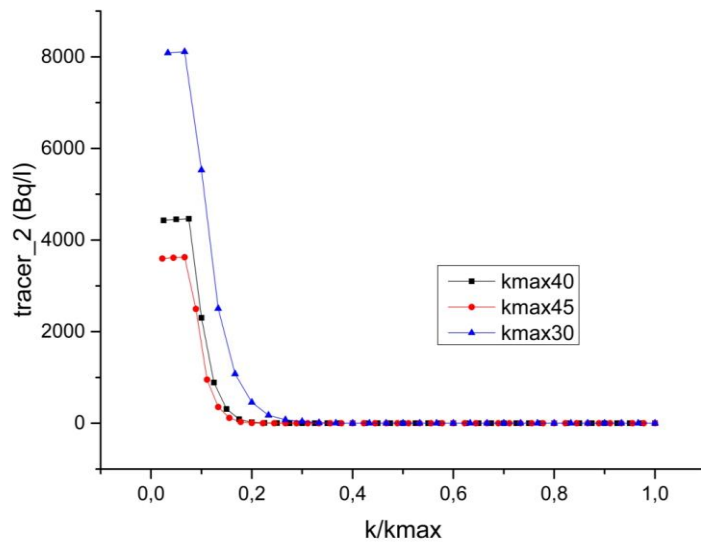
Διάγραμμα 21. Προφίλ της συγκέντρωσης για τον ρύπο (tracer\_3) στην επιφάνεια ως προς το χρόνο. Σύγκριση για τις περιπτώσεις  $k_{max}=40$  και  $k_{max}=50$ .

Όπως φαίνεται και στα διαγράμματα 18-21, από την πύκνωση των 40 z επιπέδων δεν σημειώνονται σημαντικές μεταβολές στις τιμές των συγκεντρώσεων για διαφορετικές πυκνώσεις του πλέγματος, ενώ ακολουθείται το ίδιο προφίλ κατανομής.

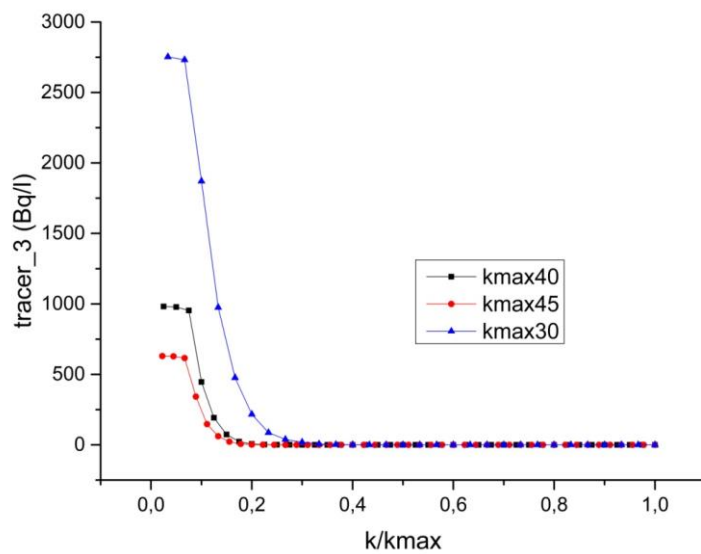
### 6.2.3 Διερεύνηση ως προς διαφορετικά k στο σημείο $(i,j)=(148,30)$

Λόγω του ότι το σημείο στο 0xy σύστημα αντιστοιχεί στο σημείο που έχει τοποθετηθεί η πηγή, επιλέχθηκε ένα τυχαίο σημείο σε σχετικά κοντινή απόσταση, για να πραγματοποιηθεί διερεύνηση ως προς τα διαφορετικά z επίπεδα.

Από τα διαγράμματα μπορεί να παρατηρηθεί ότι τα προφίλ των συγκεντρώσεων ακολουθούν την ίδια τάση αλλά διαφέρουν και σε αυτή την περίπτωση, αλλά φαίνεται μεταξύ των πυκνώσεων των 40 και των 45 z επιπέδων αυτή η διαφορά να μειώνεται σημαντικά.



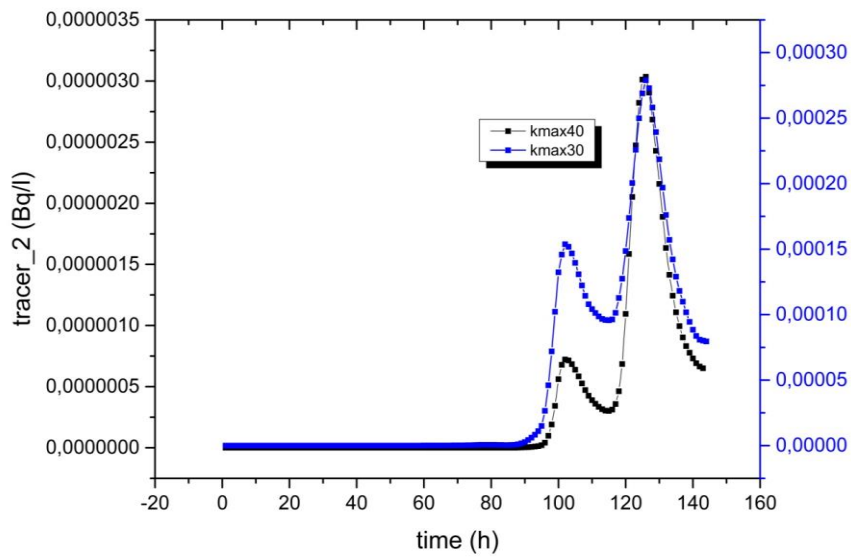
Διάγραμμα 22. Προφίλ της συγκέντρωσης για τον ρύπο (tracer\_2) ως προς τον άξονα z. Σύγκριση για τις περιπτώσεις kmax=30, 40, 45.



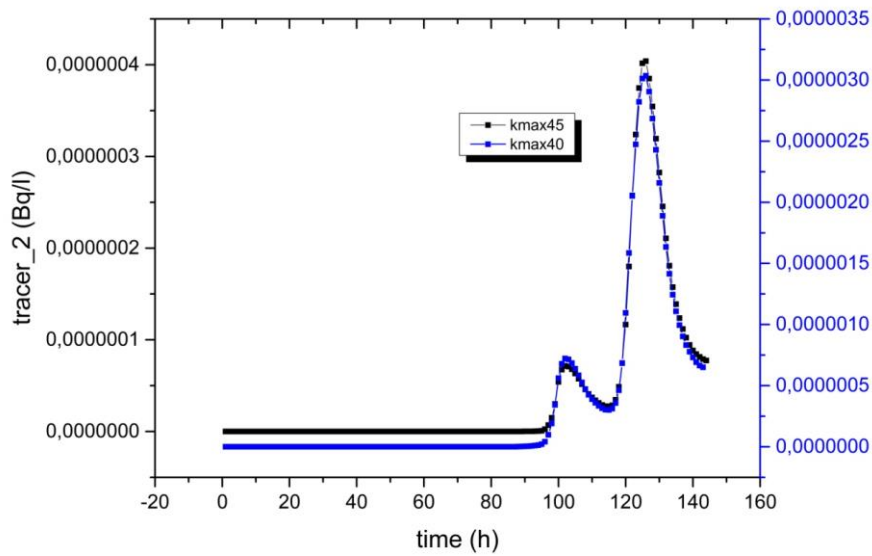
Διάγραμμα 23. Προφίλ της συγκέντρωσης για τον ρύπο (tracer\_3) ως προς τον άξονα z. Σύγκριση για τις περιπτώσεις kmax=30, 40, 45.

#### 6.2.4 Διερεύνηση ως προς το χρόνο στο σημείο (i,j)=(148,30)

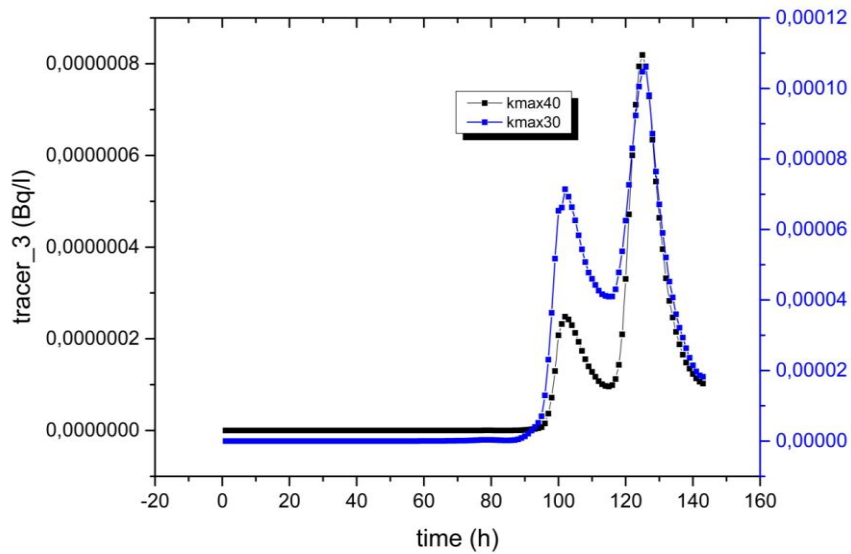
Και στην περίπτωση του σημείου (148, 30) στο 0xy σύστημα πραγματοποιήθηκε διερεύνηση ως προς το χρόνο προσομοίωσης για τις επιφανειακές συγκεντρώσεις των ιχνηθετών.



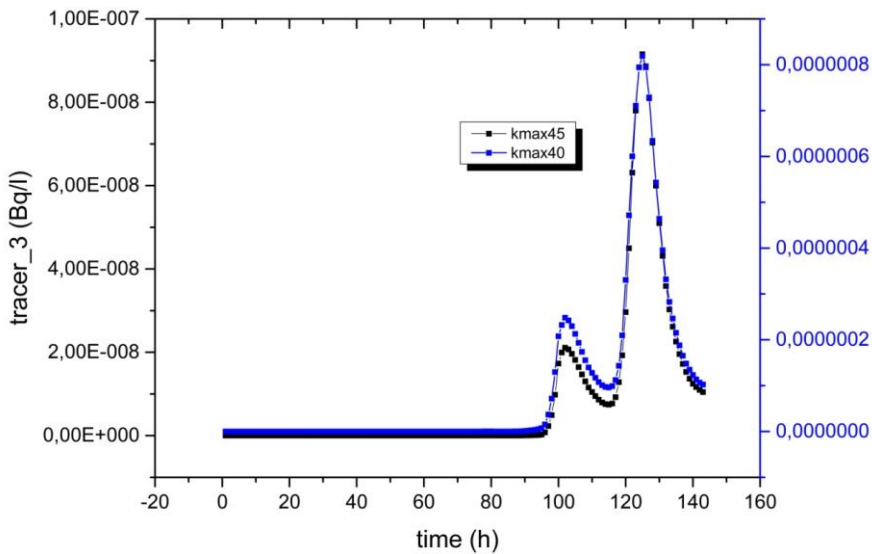
Διάγραμμα 24. Προφίλ της συγκέντρωσης για τον ρύπο (tracer\_2) στην επιφάνεια ως προς το χρόνο. Σύγκριση για τις περιπτώσεις kmax=30 και kmax=40.



Διάγραμμα 25. Προφίλ της συγκέντρωσης για τον ρύπο (tracer\_2) στην επιφάνεια ως προς το χρόνο. Σύγκριση για τις περιπτώσεις kmax=40 και kmax=45.



Διάγραμμα 26. Προφίλ της συγκέντρωσης για τον ρύπο (tracer\_3) στην επιφάνεια ως προς το χρόνο. Σύγκριση για τις περιπτώσεις kmax=30 και kmax=40.



Διάγραμμα 27. Προφίλ της συγκέντρωσης για τον ρύπο (tracer\_3) στην επιφάνεια ως προς το χρόνο. Σύγκριση για τις περιπτώσεις kmax=40 και kmax=45.

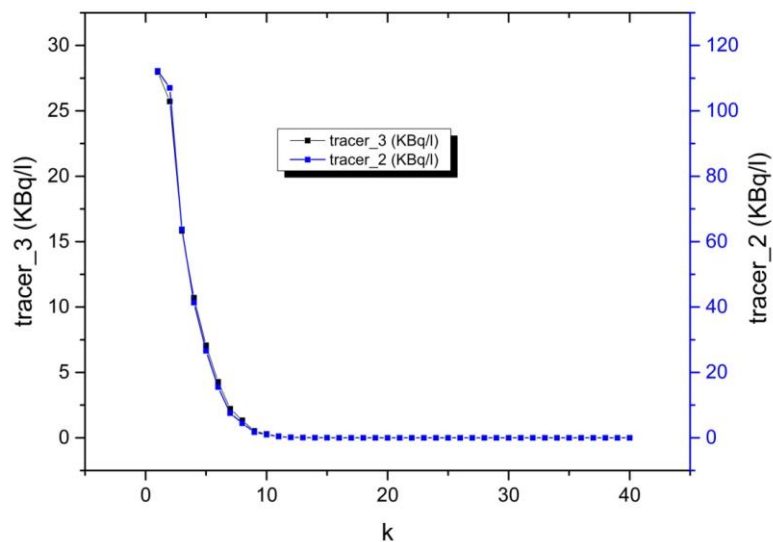
Όπως μπορεί να παρατηρηθεί από τα διαγράμματα 24-27 ακολουθούνται οι ίδιες τάσεις, αλλά μεταξύ των συγκεντρώσεων των πυκνώσεων των 40 και των 45 z επιπέδων σημειώνεται και μείωση της διαφοράς μεταξύ των τιμών των συγκεντρώσεων.

### 6.2.5 Συμπεράσματα

Οι τιμές των συγκεντρώσεων των ρύπων διαφέρουν σημαντικά κοντά στην πηγή, αλλά για  $k_{max} \geq 40$  μειώνεται σημαντικά αυτή η διαφορά. Επίσης, αξίζει να σημειωθεί ότι, όπως αναφέρθηκε και στο Κεφάλαιο 5, για τις μεταβλητές της θερμοκρασίας και της αλατότητας και των συνιστωσών της ταχύτητας ( $u$ ,  $v$ ), έπειτα της πύκνωσης των 30 z επιπέδων δεν σημειώνονται σημαντικές διαφοροποιήσεις. Γι αυτούς τους λόγους επιλέγεται η πύκνωση των 40 z επιπέδων προς εξέταση.

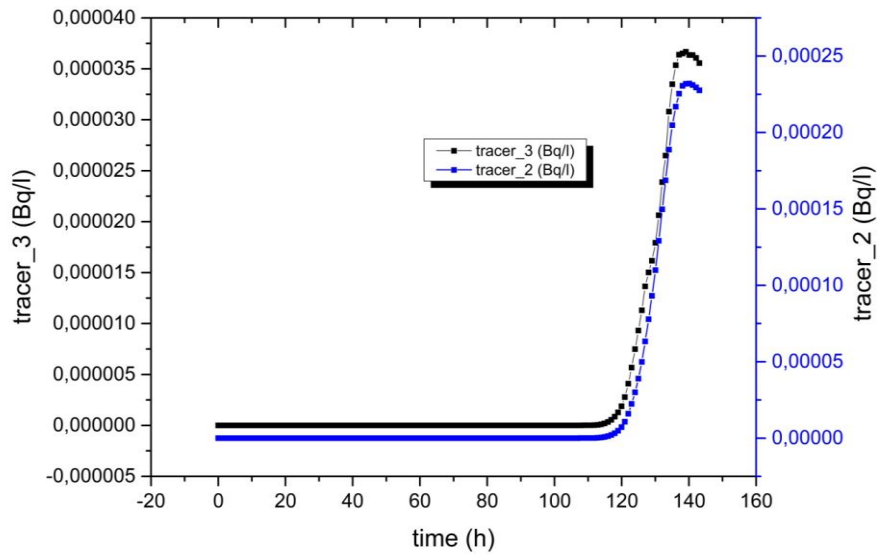
### 6.3 Γραφικές Απεικονίσεις

Όπως μπορεί να παρατηρηθεί και από τα διαγράμματα 28 και 29, οι δύο ρύποι έχουν διαφορετικές κατανομές συγκεντρώσεων. Να υπενθυμίσουμε ότι ο ρύπος tracer\_2 έχει μηδενική ταχύτητα καθίζησης, ενώ ο ρύπος tracer\_3 έχει ταχύτητα καθίζησης 0.0001 m/s, ενώ η πηγή έχει τοποθετηθεί στον πυθμένα.



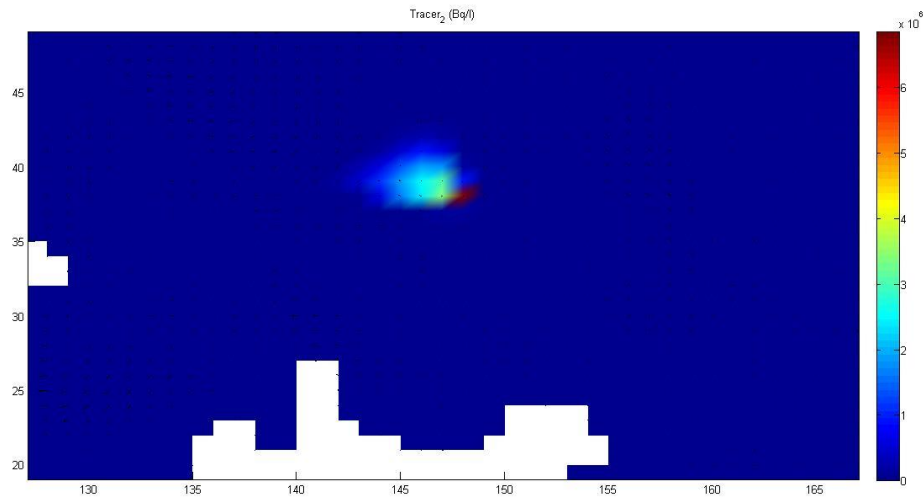
Διάγραμμα 28. Κατανομή των συγκεντρώσεων των ρύπων ως προς τον άξονα z στο σημείο της πηγής  $(i,j)=(147,37)$ .

Στο διάγραμμα 28 φαίνεται η διαφορά στις συγκεντρώσεις στο σημείο της πηγής. Ο ρύπος tracer\_2, με τη μηδενική ταχύτητα καθίζησης, εμφανίζει μεγαλύτερες συγκεντρώσεις από τον ρύπο tracer\_3 σε όλα τα επίπεδα του άξονα z.



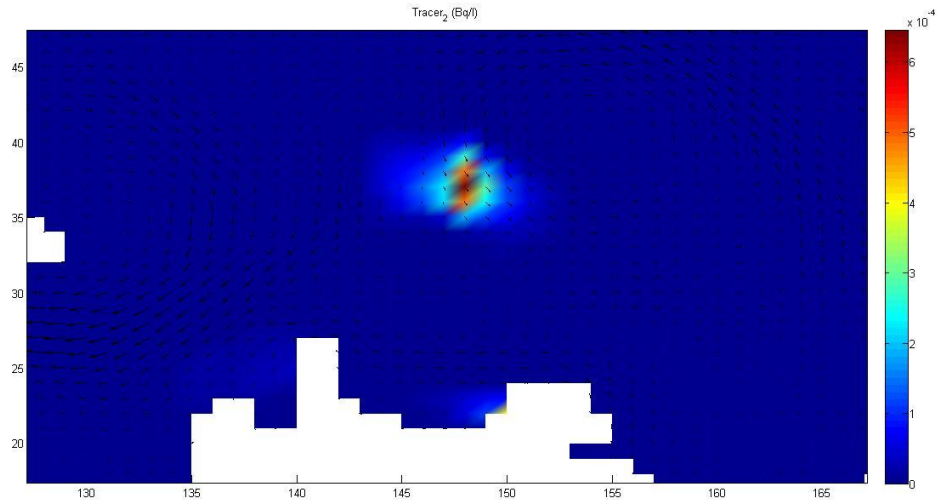
Διάγραμμα 29. Κατανομή των συγκεντρώσεων των ρύπων στην επιφάνεια ως προς το χρόνο στο σημείο της πηγής (i,j)=(147,37).

Στο διάγραμμα 29 απεικονίζονται οι συγκεντρώσεις των ρύπων στην επιφάνεια ως προς το χρόνο. Πρέπει να σημειωθεί ότι οι συγκεντρώσεις και των δύο ρύπων ακολουθούν την ίδια κατανομή, ενώ οι τιμές των συγκεντρώσεων του tracer\_2 είναι μία τάξη μεγέθους μεγαλύτερες από αυτές του tracer\_3.

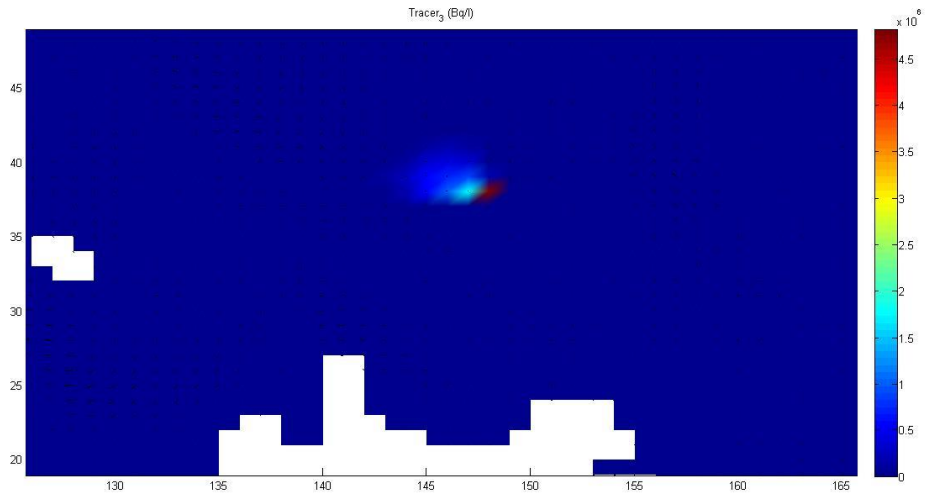


Εικόνα 31. Διασπορά στο επίπεδο του πυθμένα του ρύπου (tracer\_2) την τελική χρονική στιγμή σε Bq/l.

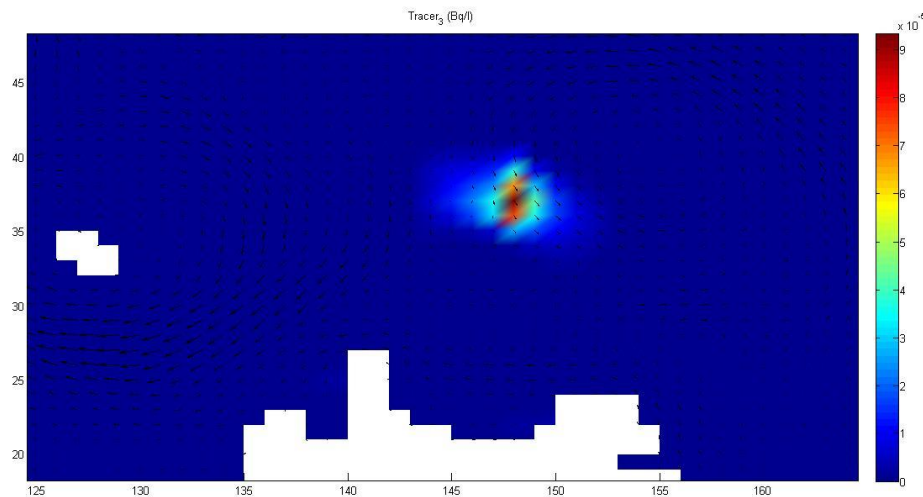




Εικόνα 32. Διασπορά στο επίπεδο της επιφάνειας του ρύπου (tracer\_2) την τελική χρονική στιγμή σε Bq/l.



Εικόνα 33. Διασπορά στο επίπεδο του πυθμένα του ρύπου (tracer\_3) την τελική χρονική στιγμή σε Bq/l.



Εικόνα 34. Διασπορά στο επίπεδο της επιφάνειας του ρύπου (tracer\_3) την τελική χρονική στιγμή σε Bq/l.

Όπως μπορεί να παρατηρηθεί και από τις Εικόνες 30-33, σημειώνονται μεγαλύτερες συγκεντρώσεις του tracer\_2 και στο επίπεδο του πυθμένα και στην επιφάνεια, το οποίο μπορεί να οφείλεται στις ανακυκλοφορίες που δημιουργούνται, όπως φαίνεται και από τα διανύσματα της ταχύτητας, από τη στήλη ανάμειξης του νερού στο σημείο της πηγής και από τη διαφορετική ταχύτητα καθίζησης.

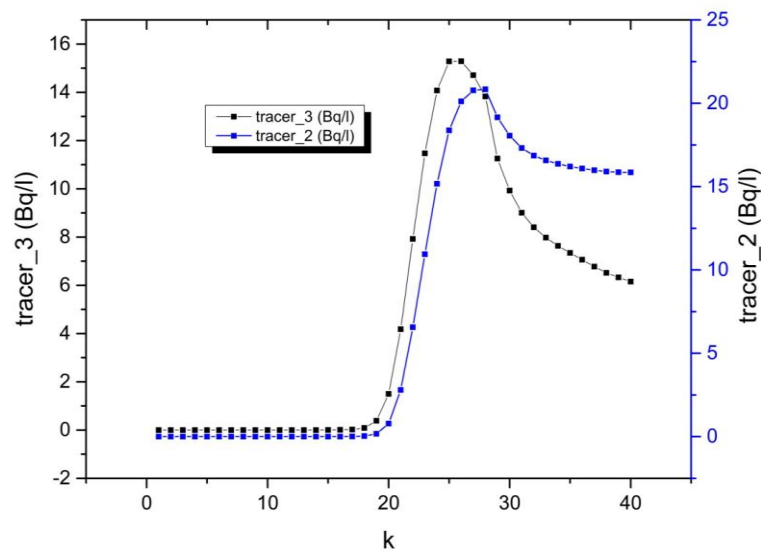
## Κεφάλαιο 7 Case 2: Κρήτη-περίπτωση ατυχήματος με σύντομη διαρροή

### 7.1 Εισαγωγή

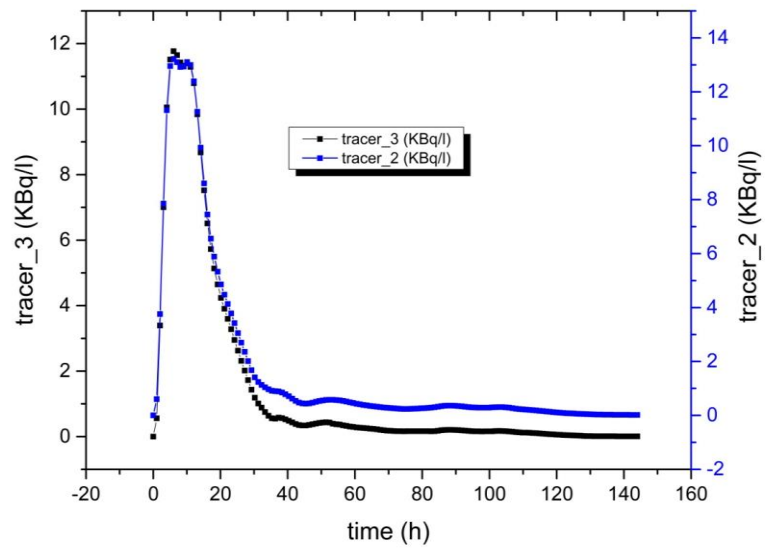
Σε αυτό το κεφάλαιο εξετάζεται η περίπτωση του πιθανού ατυχήματος σε πλοίο με διαρροή μικρής χρονικής διάρκειας στην επιφάνεια. Και σε αυτή την περίπτωση το ατύχημα τοποθετείται για  $i=147$ ,  $j=37$ . Τα μετεωρολογικά δεδομένα που έχουν χρησιμοποιηθεί αντιστοιχούν στην περίοδο [01/03/2012-07/03/2012]. Η έκλυση λαμβάνει χώρα για το χρονικό διάστημα της μίας ώρας στην αρχή της προσομοίωσης με έναν σταθερό όρο πηγής των 100 Bq/sec.

### 7.2 Αποτελέσματα

Η χρονική στιγμή που επιλέχθηκε να μελετηθεί είναι η τελική χρονική στιγμή (διάγραμμα 30) και η μελέτη ως προς το χρόνο έγινε για το επίπεδο της επιφάνειας (διάγραμμα 31).

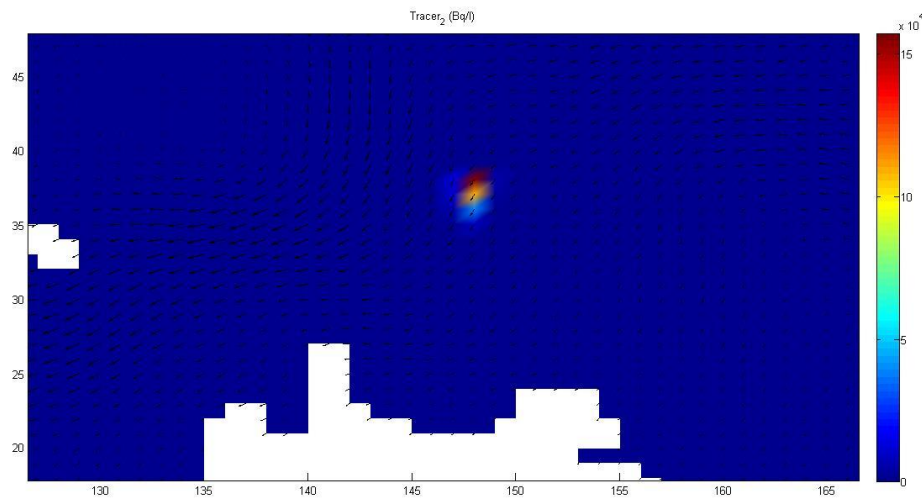


Διάγραμμα 30. Κατανομή των συγκεντρώσεων των ρύπων ως προς τον άξονα z στο σημείο της πηγής  $(i,j)=(147,37)$ .

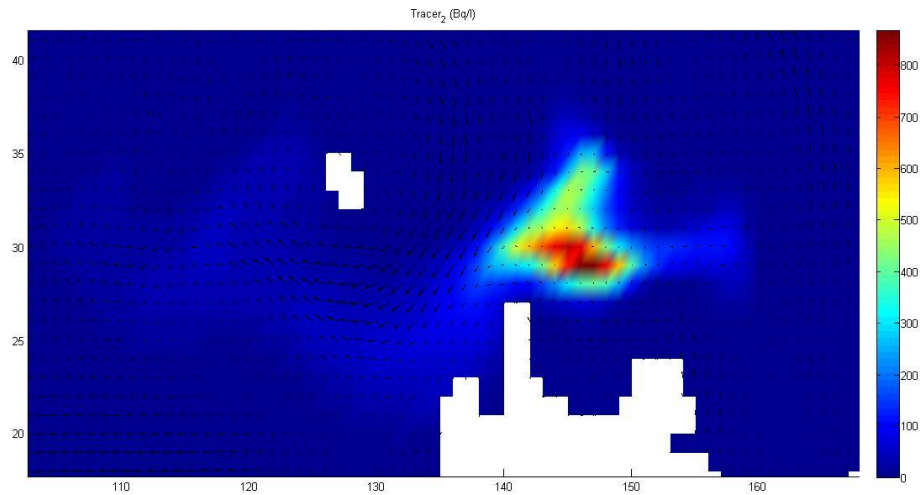


Διάγραμμα 31. Κατανομή των συγκεντρώσεων των ρύπων ως προς το χρόνο στο σημείο της πηγής  $(i,j)=(147,37)$ .

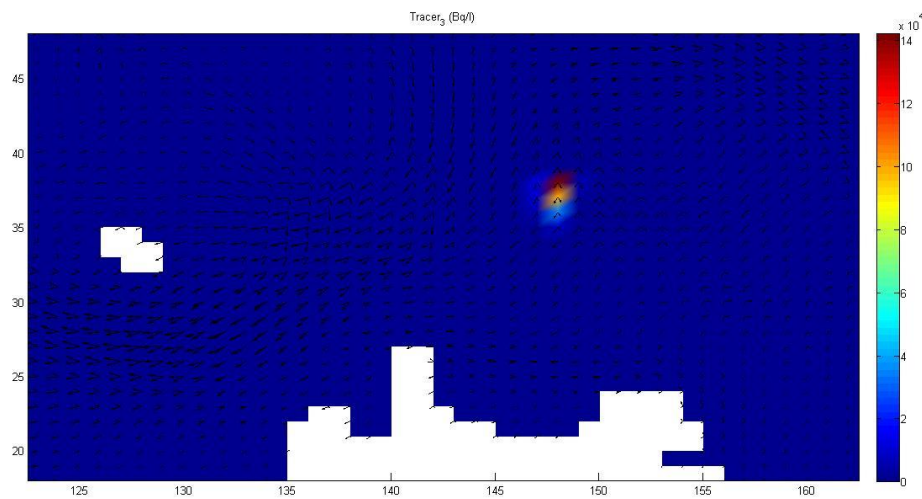
Από τα διαγράμματα 30-31 μπορεί να σημειωθεί ότι και σε αυτή την περίπτωση οι συγκεντρώσεις του ρύπου tracer\_2 είναι μεγαλύτερες του tracer\_3.



Εικόνα 35. Διασπορά στο επίπεδο της επιφάνειας του ρύπου (tracer\_2) την χρονική στιγμή  $t=5$  h σε Bq/l.

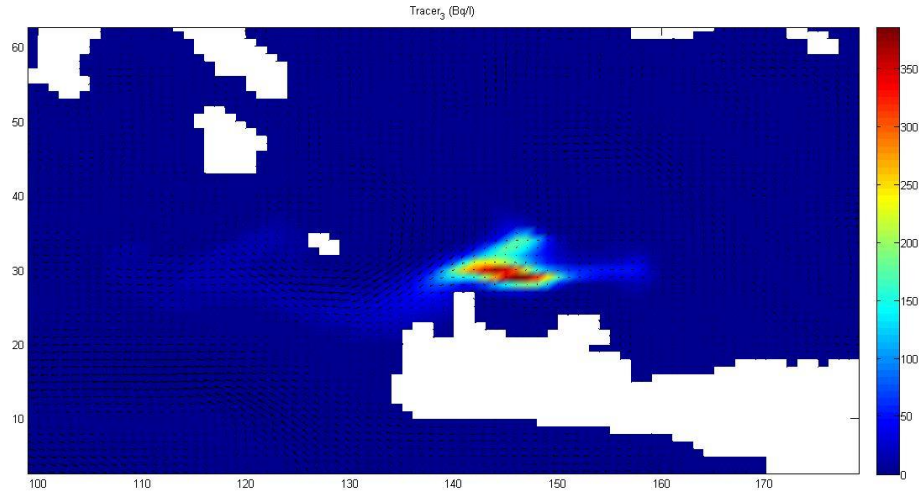


Εικόνα 36. Διασπορά στο επίπεδο της επιφάνειας του ρύπου (tracer\_2) την χρονική στιγμή  $t=143$  h σε Bq/l.



Εικόνα 37. Διασπορά στο επίπεδο της επιφάνειας του ρύπου (tracer\_3) την χρονική στιγμή  $t=5$  h σε Bq/l.

Από τις Εικόνες 35 και 37 μπορεί να παρατηρηθεί ότι οι συγκεντρώσεις που σημειώνονται λίγο μετά την λήξη της έκλυσης στην επιφάνεια είναι της τάξης των 140-150 KBq/l.



**Εικόνα 38.** Διασπορά στο επίπεδο της επιφάνειας του ρύπου (tracer\_3) την χρονική στιγμή  $t=143$  h σε Bq/l.

Από τις Εικόνες 36 και 38 αξίζει να σημειωθεί ότι ακόμη και 6 μέρες μετά την έκλυση μικρής διάρκειας σημειώνονται συγκεντρώσεις της τάξης των 350-800 Bq/l.

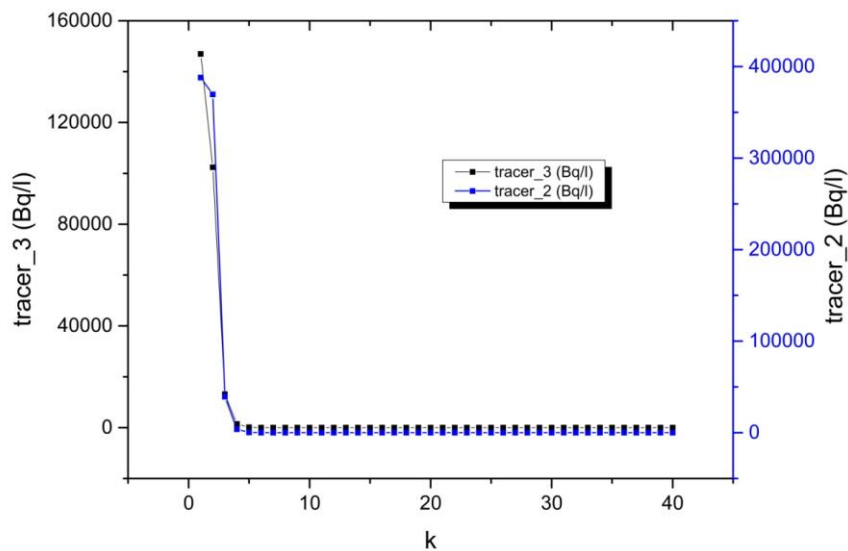
## Κεφάλαιο 8 Case 3: Ιόνιο, περίπτωση διασποράς με συνεχόμενη έκλυση

### 8.1 Εισαγωγή

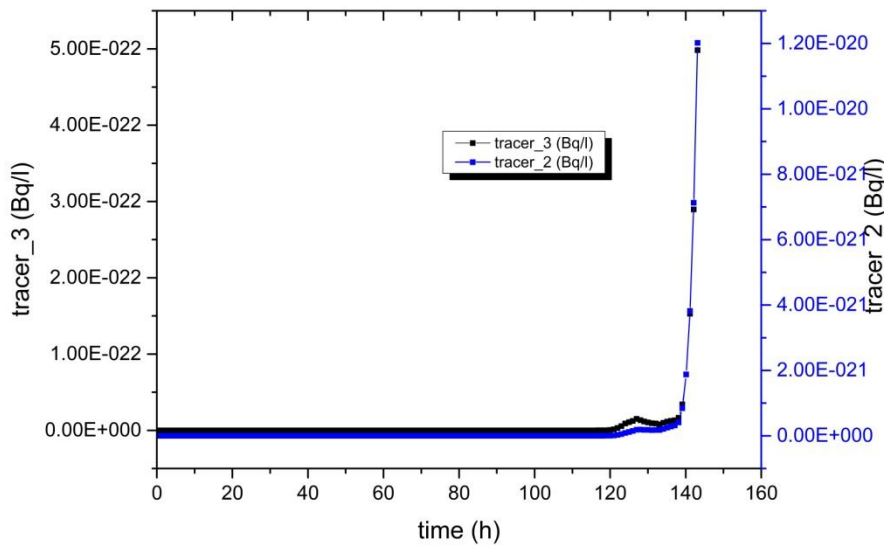
Ένα ακόμη πιθανό σενάριο είναι η μελέτη για την περίπτωση που σημειωθεί έκλυση στην περιοχή του Ιονίου στο σημείο του ναυαγίου του Barbara (στο σημείο lat, long (37.72, 20.77)). Αυτό το κεφάλαιο αναφέρεται στην περίπτωση ραδιενεργών αποβλήτων που έχουν τοποθετηθεί σε αυτό το σημείο στον πυθμένα από κάποιο ναυάγιο και υπάρχει κάποια διαρροή που δεν έχει γίνει αντιληπτή. Η χρονική διάρκεια που μελετάται είναι αυτή των έξι ημερών. Τα μετεωρολογικά δεδομένα που έχουν χρησιμοποιηθεί αντιστοιχούν στην περίοδο [01/03/2012-07/03/2012]. Η έκλυση λαμβάνει χώρα καθ' όλη τη διάρκεια της προσομοίωσης με έναν σταθερό όρο πηγής των 100 Bq/sec.

### 8.2 Αποτελέσματα

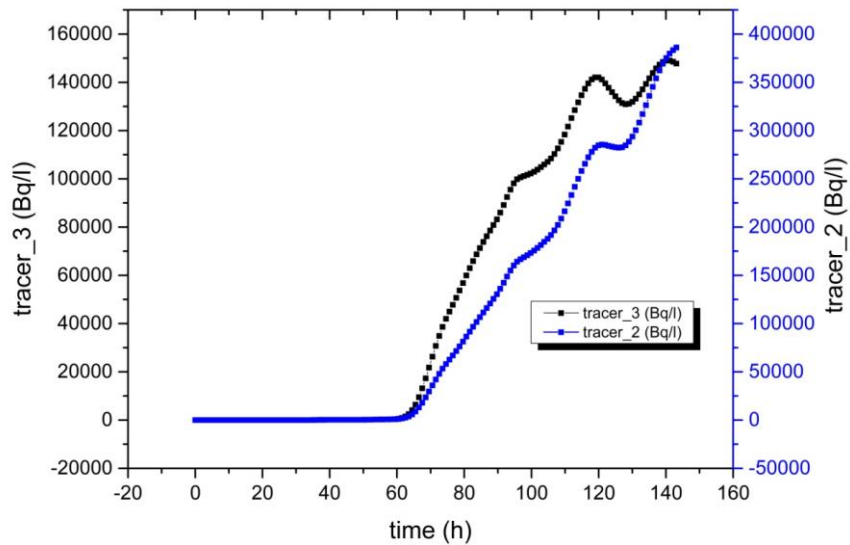
Η χρονική στιγμή που επιλέχθηκε να μελετηθεί είναι η τελική χρονική στιγμή (διάγραμμα 32) και η μελέτη ως προς το χρόνο έγινε για το επίπεδο της επιφάνειας και του πυθμένα (διάγραμμα 33, 34).



Διάγραμμα 32. Κατανομή των συγκεντρώσεων των ρύπων ως προς τον άξονα z στο σημείο της πηγής.



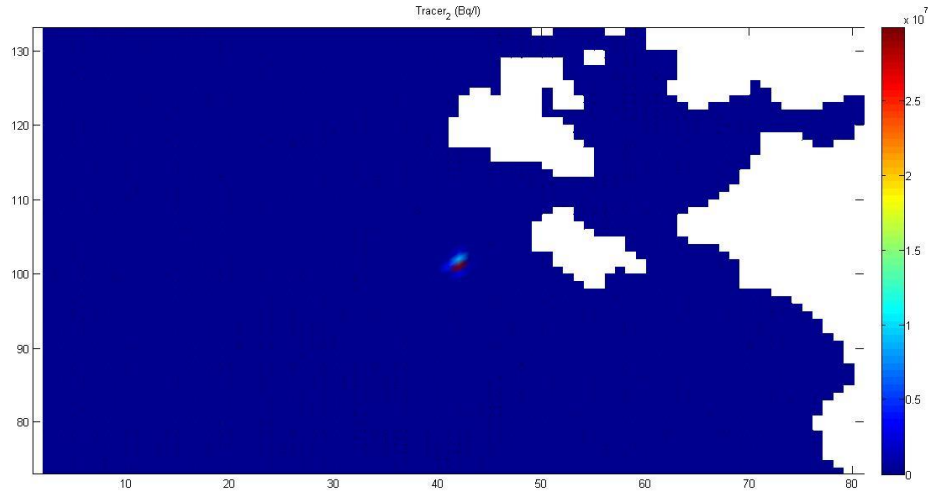
Διάγραμμα 33. Κατανομή των συγκεντρώσεων των ρύπων ως προς το χρόνο στην επιφάνεια στο σημείο της πηγής.



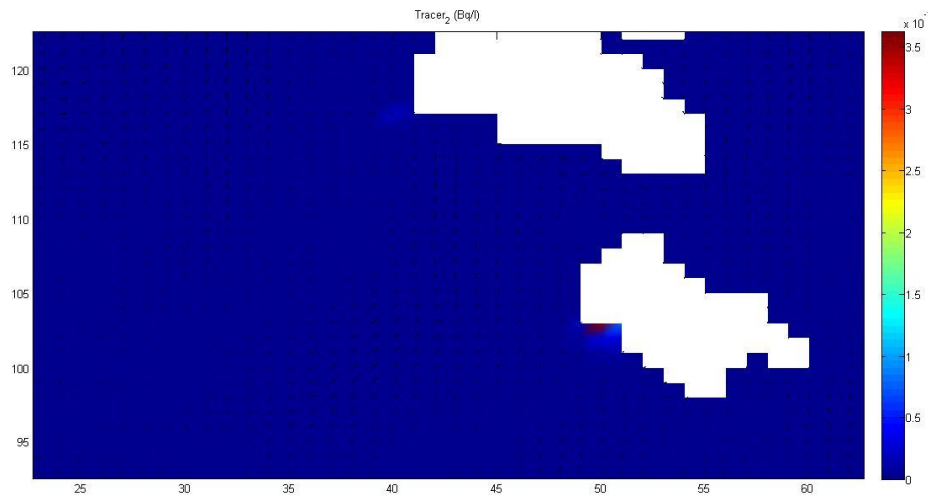
Διάγραμμα 34. Κατανομή των συγκεντρώσεων των ρύπων ως προς το χρόνο στον πυθμένα στο σημείο της πηγής.

Και σε αυτή την περίπτωση σημειώνονται μεγαλύτερες συγκεντρώσεις του ρύπου tracer\_2 από ότι του ρύπου tracer\_3. Αξίζει να αναφερθεί επίσης ότι σε αυτή την περίπτωση σημειώνονται και μικρότερες συγκεντρώσεις στο επίπεδο της επιφάνειας σε σύγκριση με την αντίστοιχη περίπτωση βόρεια των Χανίων (Case 1).

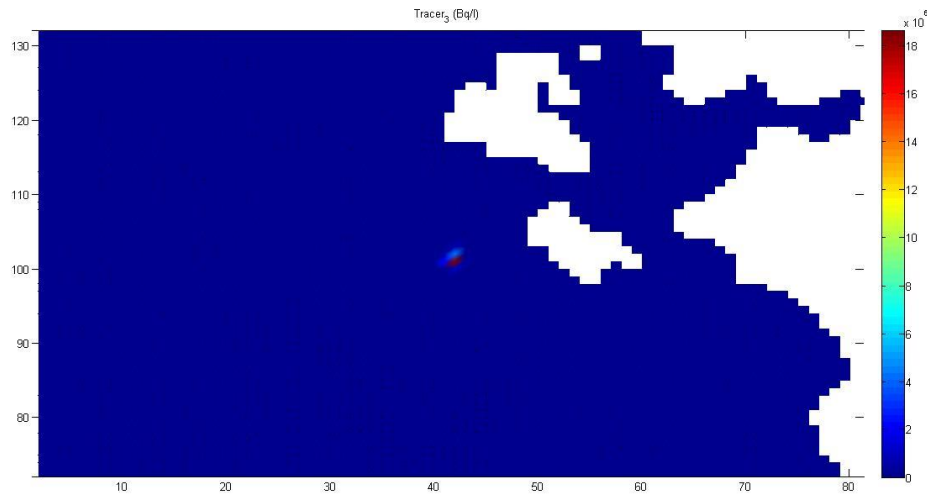




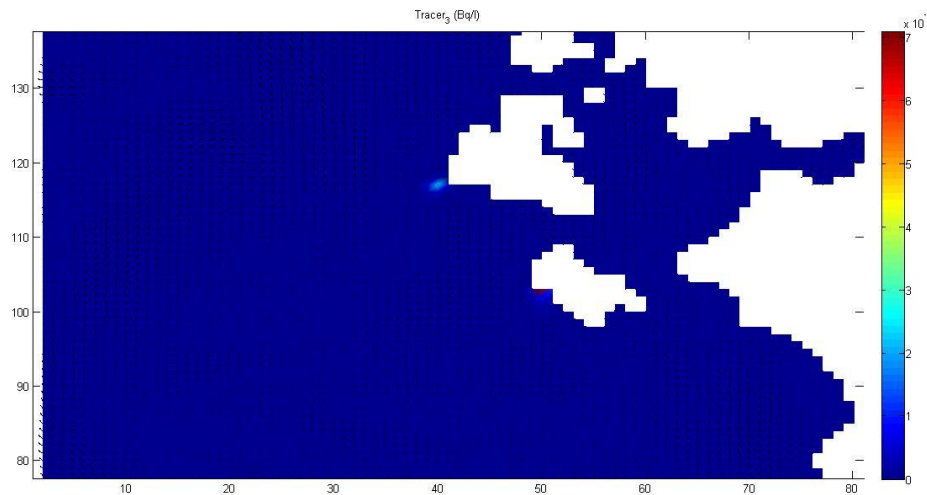
Εικόνα 39. Διασπορά στο επίπεδο του πυθμένα του ρύπου (tracer\_2) την τελική χρονική στιγμή σε Bq/l.



Εικόνα 40. Διασπορά στο επίπεδο της επιφάνειας του ρύπου (tracer\_2) την τελική χρονική στιγμή σε Bq/l.



Εικόνα 41. Διασπορά στο επίπεδο του πυθμένα του ρύπου (tracer\_3) την τελική χρονική στιγμή σε Bq/l.



Εικόνα 42. Διασπορά στο επίπεδο της επιφάνειας του ρύπου (tracer\_3) την τελική χρονική στιγμή σε Bq/l.

Από τις Εικόνες 39 και 42 μπορεί να παρατηρηθεί ότι στην περίπτωση της έκλυσης στο Ιόνιο, οι συγκεντρώσεις στην επιφάνεια είναι σημαντικά χαμηλότερες από αυτές στην περίπτωση βόρεια των Χανίων της Κρήτης στην περίπτωση που η πηγή είχε τοποθετηθεί στον πυθμένα. Αυτό μπορεί να οφείλεται στις διαφορές της βαθυμετρίας του Αιγαίου με το Ιόνιο, στα επικρατούντα ρεύματα και στις ανακυκλοφορίες που δημιουργούνται καθώς και στην ύπαρξη νησιών. Πρέπει να αναφερθεί ότι στο Ιόνιο σημειώνονται μεγαλύτερα βάθη σε σύγκριση με το Αιγαίο.

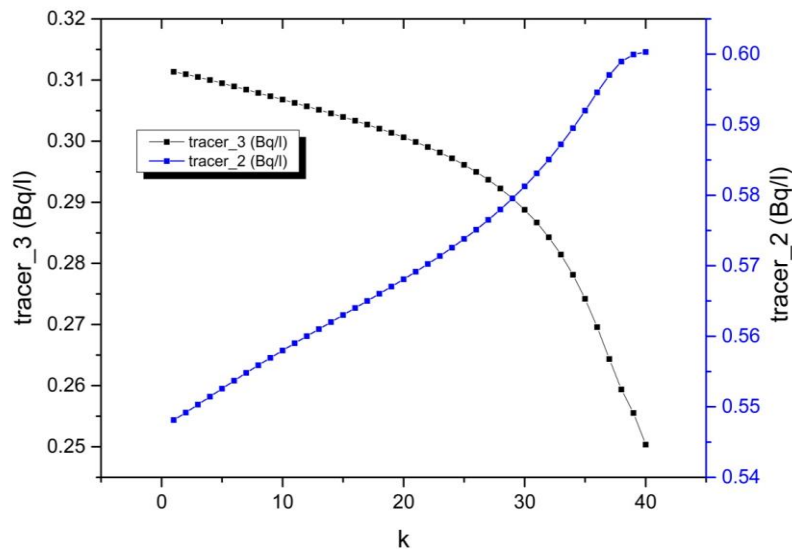
## Κεφάλαιο 9 Case 4: Νέστος, περίπτωση διασποράς από τις απορροές

### 9.1 Εισαγωγή

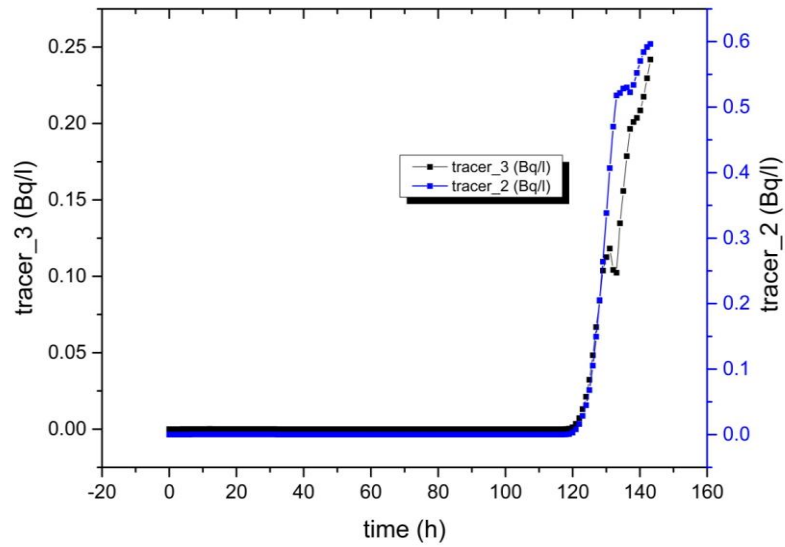
Αυτό το κεφάλαιο αναφέρεται στην περίπτωση ραδιενεργών αποβλήτων που καταλήγουν στη θάλασσα από τις απορροές του Νέστου (σημείο (i,j)=(170,218)). Η χρονική διάρκεια που μελετάται είναι αυτή των έξι ημερών. Τα μετεωρολογικά δεδομένα που έχουν χρησιμοποιηθεί αντιστοιχούν στην περίοδο [01/03/2012-07/03/2012]. Το φαινόμενο ρύπανσης λαμβάνει χώρα καθ' όλη τη διάρκεια της προσομοίωσης με συγκεντρώσεις των δύο ρύπων στα 50 Bq/l. Σε αυτή τη μελέτη χρησιμοποιείται η μέση παροχή του Νέστου για την περίοδο Μαρτίου-Ιουνίου που είναι τα 32.2 m<sup>3</sup>/s.

### 9.2 Αποτελέσματα

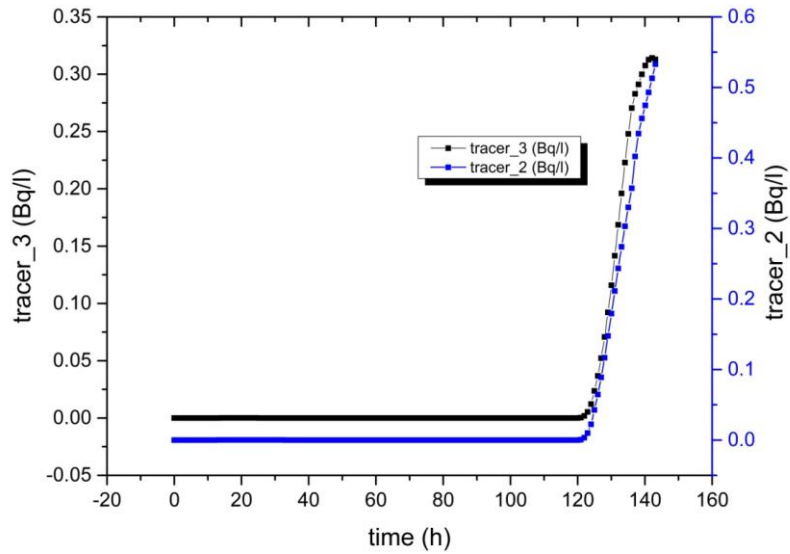
Η χρονική στιγμή που επιλέχθηκε να μελετηθεί είναι η τελική χρονική στιγμή (διάγραμμα 35) και η μελέτη ως προς το χρόνο έγινε για το επίπεδο της επιφάνειας και του πυθμένα (διάγραμμα 36, 37).



Διάγραμμα 35. Κατανομή των συγκεντρώσεων των ρύπων ως προς τον άξονα z στο σημείο της πηγής.

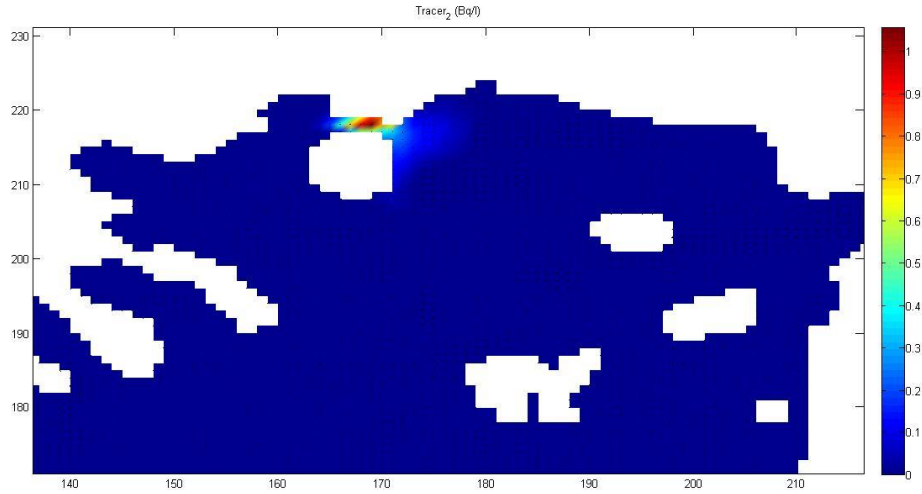


Διάγραμμα 36. Κατανομή των συγκεντρώσεων των ρύπων ως προς το χρόνο στην επιφάνεια στο σημείο της πηγής.

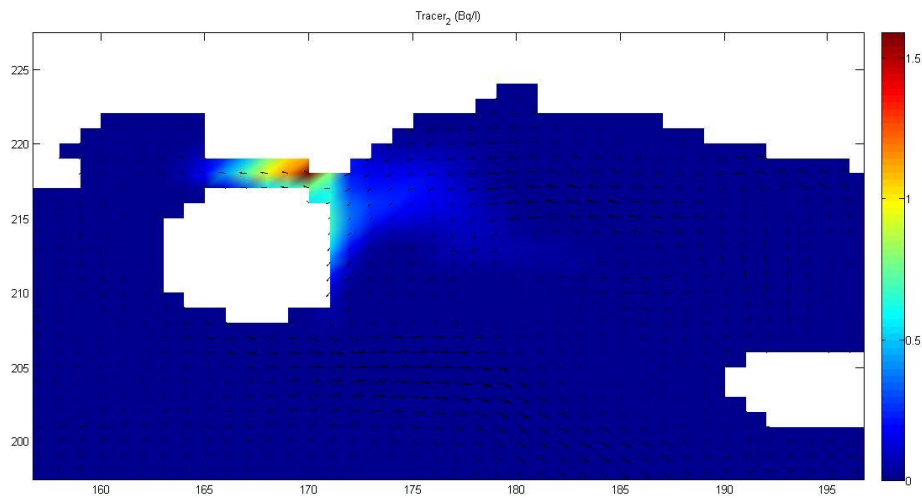


Διάγραμμα 37. Κατανομή των συγκεντρώσεων των ρύπων ως προς το χρόνο στον πυθμένα στο σημείο της πηγής.

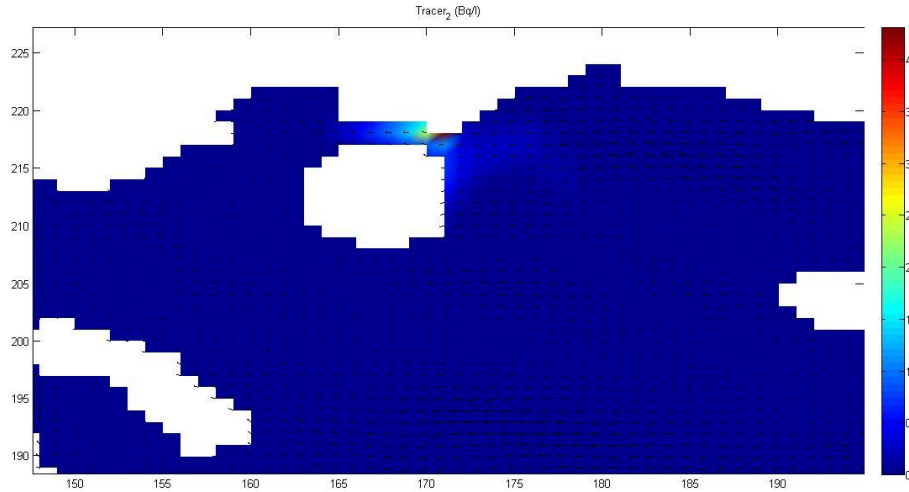
Στις Εικόνες 43-48 παρουσιάζονται οι συγκεντρώσεις στα επίπεδα του πυθμένα, της επιφάνειας και σε ένα ενδιάμεσο επίπεδο ( $k=20$ ) και για τους δύο ρύπους, την τελική χρονική στιγμή της προσομοίωσης.



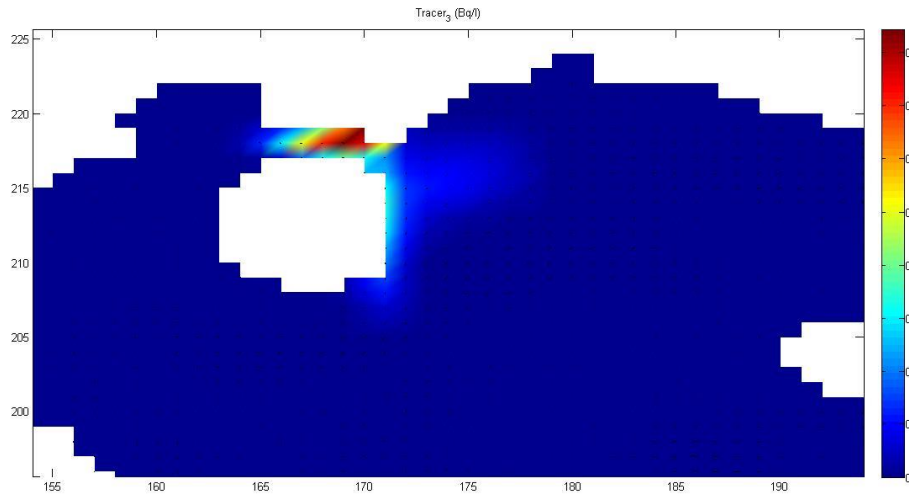
Εικόνα 43. Διασπορά στο επίπεδο του πυθμένα του ρύπου (tracer\_2) την τελική χρονική στιγμή σε Bq/l.



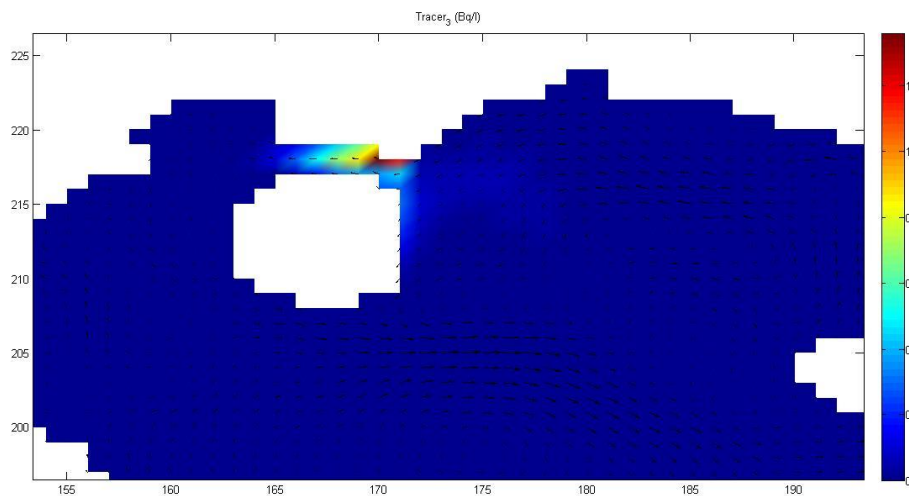
Εικόνα 44. Διασπορά στο ενδιάμεσο επίπεδο (k=20) του ρύπου (tracer\_2) την τελική χρονική στιγμή σε Bq/l.



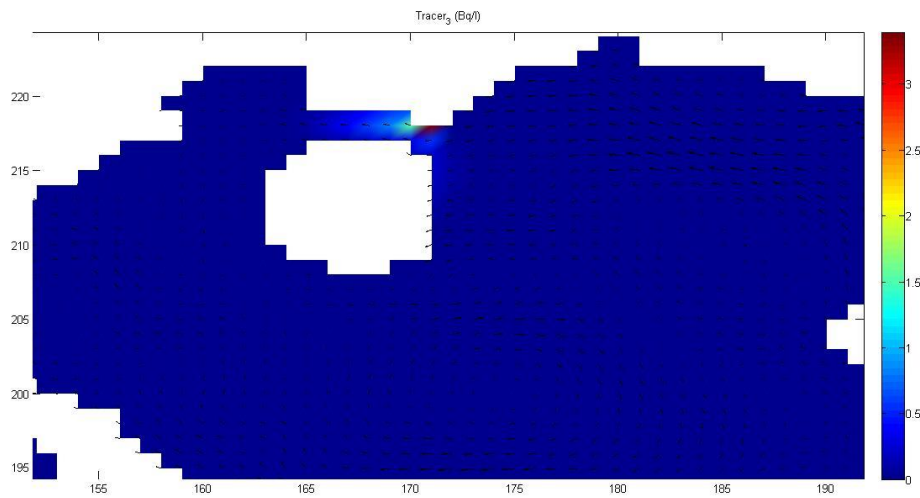
Εικόνα 45. Διασπορά στο επίπεδο της επιφάνειας του ρύπου (tracer\_2) την τελική χρονική στιγμή σε Bq/L.



Εικόνα 46. Διασπορά στο επίπεδο του πυθμένα του ρύπου (tracer\_3) την τελική χρονική στιγμή σε Bq/L.



Εικόνα 47. Διασπορά στο ενδιάμεσο επίπεδο ( $k=20$ ) του ρύπου (tracer\_3) την τελική χρονική στιγμή σε Bq/l.



Εικόνα 48. Διασπορά στο επίπεδο της επιφάνειας του ρύπου (tracer\_3) την τελική χρονική στιγμή σε Bq/l.

Από τις Εικόνες 47-52 μπορεί να παρατηρηθεί ότι και σε αυτή την περίπτωση, και στα τρία επίπεδα που μελετήθηκαν (πυθμένα, ενδιάμεσο (20) και επιφάνειας), οι συγκεντρώσεις του ρύπου tracer\_2 ήταν μεγαλύτερες του ρύπου tracer\_3.

## Συμπεράσματα

Από την μελέτη των περιπτώσεων σε αυτή την εργασία και με βάση τη βιβλιογραφία και τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων, μπορούν να προκύψουν τα εξής συμπεράσματα:

- Η θερμοκρασία στο επίπεδο της επιφάνειας αυξάνεται καθώς κατευθυνόμαστε προς τον Ισημερινό, ενώ στο επίπεδο του πυθμένα το Αιγαίο παρουσιάζει μεγαλύτερες θερμοκρασίες από ότι το Ιόνιο.
- Η θάλασσα του Αιγαίου παρουσιάζει μεγαλύτερη αλατότητα από ότι αυτή του Ιονίου.
- Οι συγκεντρώσεις του ρύπου με τη μικρότερη ταχύτητα καθίζησης που σημειώθηκαν ήταν μεγαλύτερες.
- Στην περίπτωση του ατυχήματος στην επιφάνεια, βόρεια των Χανίων, παρ' όλο που η έκλυση ήταν σύντομη, ακόμη και έξι μέρες αργότερα σημειώνονταν συγκεντρώσεις της τάξης των 800 Bq/l.
- Στο Ιόνιο, λόγω της διαφορετικής βαθυμετρίας, των διαφορετικών ρευμάτων και την παρουσία μικρότερου αριθμού νησιών, σημειώνονται σημαντικά μικρότερες συγκεντρώσεις στην επιφάνεια σε σύγκριση με την περίπτωση 1 (βόρεια των Χανίων).
- Στο δέλτα του Νέστου, λόγω της παροχής του Νέστου, της διαφοράς στις ταχύτητες καθίζησης και των ρευμάτων της Θάσου και της Σαμοθράκης, οι κατανομές των συγκεντρώσεων των δύο ρύπων διαφέρουν ως προς τον άξονα z.



## Βιβλιογραφία

- [1] Κ. Φυτιανός. «Η ρύπανση των θαλασσών», University Studio Press, 1996.
- [2] <http://www.protothema.gr/politics/article/356656/kataggelia-sok-apo-venizelo-italiki-mafia-rihnei-radienerga-apovlita-sti-mesogeio/>
- [3] Clark R.B. “Marine Pollution”, 4<sup>th</sup> Edition, Oxford University Press, 1997.
- [4] <http://helcom.fi/>
- [5] <http://www.ospar.org/>
- [6] <http://www.unepmap.org/>
- [7] <http://maris.iaea.org/>
- [8] <http://www-ns.iaea.org/projects/modaria/default.asp?l=116>
- [9] Yasuo Onishi (2014). Fukushima and Chernobyl nuclear accidents’ environmental assessments and U.S. Hanford Site’s waste management. *Procedia IUTAM* 10, 372 – 381.
- [10] Lin, W., Chen, L., Yu, W., Ma, H., Zeng, Z., Lin, J., Zeng, S. (2014). Radioactivity impacts of the Fukushima Nuclear Accident on the atmosphere, *Atmospheric Environment*.
- [11] P.P.Povinec, M.Gera, K.Holý, K.Hirose, G.Lujaniené, M.Nakano, W.Plastino, I.Sýkora, J.Bartok, M.Gažák (2013). Dispersion of Fukushima radionuclides in the global atmosphere and the ocean. *Applied Radiation and Isotopes*, 81, 383–392.
- [12] <http://climateviewer.com/2013/11/24/10-most-radioactive-places-on-earth>
- [13] <http://polar.ncep.noaa.gov/global/tracers/>
- [14] Amundsen, M. Iospe, O. Reistad, B. Lind, K. Gussgaard, P. Strand, S. Borghuis, M. Sickel, M. Dowdall (2002). The accidental sinking of the nuclear submarine, the Kursk: monitoring of radioactivity and the preliminary assessment of the potential impact of radioactive releases. *Marine Pollution Bulletin*, 44, 459–468.
- [15] <http://www.legambiente.it/>
- [16] S. Georgiou , A.Mantziafoua, S. Sofianos , I. Gertmanb, E. Özsoyc, S. Somot , V. Vervatisa (2015). Climate variability and deep water mass characteristics in the Aegean Sea. *Atmospheric Research*, 152, 146–158.
- [17] P. Malanotte-Rizzoli, B.B. Manca, M. Ribera D'alcala, A. Theocharis , Andrea Bergamasco , D. Bregant , G. Budillon, G.Civitarese 6, D. Georgopoulos , A. Michelato , E. Sansone ,P. Scarazzato, E. Souvermezoglou (1997). A synthesis of the Ionian Sea hydrography, circulation and water mass pathways during POEM-Phase I. *Prog. Oceanog.* , 39, 153-204.
- [18] Evangelio et al (2011) N. Evangeliou, H. Florou, M. Scoullou (2011). POC and particulate <sup>234</sup>Th export fluxes estimated using <sup>234</sup>Th/<sup>238</sup>U disequilibrium in an enclosed Eastern Mediterranean region (Saronikos Gulf and Elefsis Bay, Greece) in seasonal scale. *Geochimica et Cosmochimica Acta*, 75, 5367–5388.
- [19] H. Papaefthymiou, D. Athanasopoulos , G. Papatheodorou, M. Iatrou, M. Geraga, D. Christodoulou, S. Kordella, E. Fakiris, B. Tsikouras (2013). Uranium and other natural radionuclides in the sediments of a Mediterranean fjord-like embayment, Amvrakikos Gulf (Ionian Sea), Greece. *Journal of Environmental Radioactivity*, 122, 43-54.
- [20] H. Papaefthymiou, G. Papatheodorou, A. Moustakli, D. Christodoulou, M. Geraga (2007). Natural radionuclides and <sup>137</sup>Cs distributions and their relationship with sedimentological processes in Patras Harbour, Greece. *Journal of Environmental Radioactivity*, 94, 55-74.
- [21] Sawidis et al (2002) T. Sawidis, G.Heinrich, Murray-T. Brown (2002). Cesium-137 concentrations in marine macroalgae from different biotopes in the Aegean Sea (Greece). *Ecotoxicology and Environmental Safety*, 54, 249–254.

- [22] C. Tsabaris, D. L. Patiris, A.P. Karageorgis, G. Eleftheriou, V. P. Papadopoulos, D. Georgopoulos, E. Papathanassiou, P. P. Povinec (2012). In-situ radionuclide characterization of a submarine groundwater discharge site at Kalogria Bay, Stoupa, Greece. *Journal of Environmental Radioactivity*, 108, 50-59.
- [23] Marsaleix P., Auclair F., Floor J. W., Herrmann M. J., Estournel C., Pairaud I., Ulses C., 2008. Energy conservation issues in sigma-coordinate free-surface ocean models. *Ocean Modelling*. 20, 61-89.
- [24] Marsaleix et al., (2012) Marsaleix P., Auclair F., Estournel C., Nguyen C., Ulses C., 2012. Alternatives to the Robert-Asselin filter. *Ocean Modelling*, 41, 53-66
- [25] Marsaleix P., Auclair F., Estournel C., (2009). Low-order pressure gradient schemes in sigma coordinate models: The seamount test revisited. *Ocean Modelling*, 30, 169-177.
- [26] Marsaleix P., Auclair F., Estournel C., Nguyen C., Ulses C., (2011). An accurate implementation of the compressibility terms in the equation of state in a low order pressure gradient scheme for sigma coordinate ocean models. *Ocean Modelling*, 40, 1-13
- [27] Marsaleix, P., Auclair, F., Estournel, C., (2006). Considerations on open boundary conditions for regional and coastal ocean models. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* 23, 1604–1613.
- [28] Pairaud I. L., Auclair F., Marsaleix P., Lyard F., Pichon A., 2010. Dynamics of the semi-diurnal and quarter-diurnal internal tides in the Bay of Biscay. Part 2: Baroclinic tides, *Continental Shelf Research*, 30, 253-269,
- [29] Reffray, G., Fraunie, P., Marsaleix, P., (2004). Secondary flows induced by wind forcing in the Rhone region of freshwater influence. *Ocean Dynamics* 54, 179–196.
- [30] Bougeault and Lacarrère, (1989) Parameterization of Orography-Induced Turbulence in a Mesobeta-Scale Model. *Monthly Weather Review*, 117, 1972-1890.
- [31] Gaspar, P., Gregoris, Y., Lefevre, J.M., (1990). A simple eddy kinetic energy model for simulations of the oceanic vertical mixing: Tests at station Papa and long-term upper ocean study site. *Journal of Geophysical Research* 95, 16,179–16,193.
- [32] Gerdes, R., (1993). A primitive equation ocean circulation model using a general vertical coordinate transformation. 1. Description and testing the model. *Journal of Geophysical Research* 98, 14,683–14,701.
- [33] Mellor, G.L., Yamada, T.Y., (1982). Development of a turbulent closure model for geophysical fluid problems. *Reviews of Geophysics and Space Physics* 20, 851–875.
- [34] Smagorinsky, J., (1993). Some historical remarks on the use of nonlinear viscosities. In: Galperin, B., Orszag, S. (Eds.), *Large Eddy Simulations of Complex Engineering and Geophysical Flows*. Cambridge University Press, Cambridge, UK, pp. 4–36.
- [35] Arakawa, A., Lamb, V.R., (1977). Computational design of the basic dynamical processes of the UCLA general circulation model. *Methods in Computational Physics* 17, 174–267.
- [36] Mellor, G.L., (2003). Users guide for a three-dimensional, primitive equation, numerical ocean model. Program in Atmospheric and Oceanic Sciences. Princeton University, 53 pp.
- [37] Asselin, R., (1972). Frequency filter for time integrations. *Monthly Weather Review* 100, 487–490.
- [38] Winters, K.B., Lombard, P.N., Riley, J.J., D’Asaro, E., (1995). Available potential energy and mixing in density-stratified fluids. *Journal of Fluid Mechanics* 289, 115–128.
- [39] Flather, R. A. (1976). "A tidal model of the north-west European continental shelf." *Memoires de la Society Royal des Sciences de Liege*, 6 series, 10: 141-164.
- [40] <https://sites.google.com/site/marsaleix31/home/smodel/c-grid>
- [41] <http://www.nemo-ocean.eu/>
- [42] Madec, G., P. Delecluse, M. Imbard, and C. Levy, (1998) : Opa 8 ocean general circulation model - reference manual. Tech. rep., LODYC/IPSL Note 11.

## Παράρτημα : Περιγραφή των notebooks του Υπολογιστικού Εργαλείου

### Notebook\_grid

Εδώ αναφέρονται παράμετροι που σχετίζονται με το οριζόντιο πλέγμα. Δύο μέθοδοι είναι διαθέσιμες με σκοπό τη δημιουργία του πλέγματος. Κάθε μία από αυτές αντιστοιχεί σε ένα συγκεκριμένο notebook\_grid. Η μέθοδος 1 βασίζεται σε μια μερκατοριανή προβολή (Haltiner & Williams). Η μέθοδος 1 ενεργοποιείται εάν το TYPEGRID=1 (γραμμή 10). Η μέθοδος 2 συντελεί στην επιδιόρθωση της οριζόντιας ανάλυσης μέσω σταθερών προσαυξήσεων γεωγραφικού μήκους και γεωγραφικού πλάτους. Η μέθοδος 2 ενεργοποιείται εάν το TYPEGRID=2 (γραμμή 10).

#### Μέθοδος 1 : Μερκατοριανή προβολή

Η μέθοδος 1 ενεργοποιείται εάν το TYPEGRID=1 (γραμμή 10). Τα DXB και DYB (γραμμές 1 & 2) δίνουν την ανάλυση, σε μέτρα, για τους δύο οριζόντιους άξονες. Να σημειωθεί ότι η τελευταίες παράμετροι είναι σχεδόν ενδεικτικά της ανάλυσης. Η ανάλυση για την ακρίβεια αντιστοιχεί στο DXB και DYB όταν το γεωγραφικό πλάτος των κόμβων του πλέγματος είναι ίση με το γεωγραφικό πλάτος αναφοράς που προσδιορίζεται από το PHI0 (γραμμή 3). Τα LONGI0 και LATI0 (γραμμές 4 και 5), είναι σε αντιστοιχία το γεωγραφικό μήκος και πλάτος ενός σημείου αναφοράς. Η θέση (i,j) του τελευταίου σε αριθμητικό πλέγμα δίνεται από τις γραμμές 7 & 8. Το ANGLE0 είναι η γωνία μεταξύ του Oy άξονα του πλέγματος και της κατεύθυνσης Βορρά-Νότου (για παράδειγμα το πλέγμα μπορεί να περιστραφεί με σκοπό την καλύτερη συμφωνία με την κύρια κατεύθυνση της ακτογραμμής). Να σημειωθεί ότι εάν οι γωνίες εκφράζονται σε βαθμούς, οι αντίστοιχες μεταβλητές του μοντέλου μετατρέπονται σε ακτίνια. Το RAYONTERRE (γραμμή 9) είναι η ακτίνα της Γης σε μέτρα. Τα POLE\_LON και POLE\_LAT επιτρέπουν την διάκριση του πόλου του πλέγματος και του Βόρειου πόλου. Οι παράμετροι που προσδιορίζονται στις γραμμές 3 έως 5 σχετίζονται με τον πόλο του πλέγματος.

#### Μέθοδος 2 : Σταθερές προσαυξήσεις γεωγραφικού μήκους και πλάτους

Η μέθοδος 2 ενεργοποιείται εάν το TYPEGRID=2 (γραμμή 10). Τα DLON και DLAT (γραμμές 1 & 2) προσδιορίζουν την ανάλυση, σε βαθμούς για τους δύο οριζόντιους

άξονες. Οι δύο τελευταίοι συμπίπτουν με τις διευθύνσεις Ανατολής–Δύσης και Βορρά-Νότου. Με άλλα λόγια, η λειτουργία του ANLGE0 της προηγούμενης μεθόδου δεν είναι ακόμα διαθέσιμη. Τα LONGI0 και LATIT0 (γραμμές 4 & 5) είναι αντίστοιχα του γεωγραφικού μήκους και πλάτους του σημείου αναφοράς. Η θέση (i,j) του τελευταίου στο αριθμητικό πλέγμα δίνεται από τις γραμμές 7 & 8. Το RAYONTERRE (γραμμή 9) είναι η ακτίνα της Γης σε μέτρα.

**Ένα δυσδιάστατο βαροτροπικό μοντέλο :** είναι δυνατό να υπολογιστεί η εξωτερική λειτουργία ανεξάρτητα των πλήρων τρισδιάστατων εξισώσεων. Το μοντέλο τότε βασίζεται μόνο στις εξισώσεις «Shallow Water», η σύνδεση μεταξύ των εσωτερικών και εξωτερικών λειτουργιών αγνοείται. Η λειτουργία αυτή ενεργοποιείται εάν το  $k_{max}=1$  (γραμμή 12).

**Ένα μονοδιάστατο κάθετο μοντέλο:** μπορεί να επιλυθεί για το IID=0 (γραμμή 11). Το IID=1 για τις άλλες περιπτώσεις (π.χ. 2D, 3D).

Μέγεθος του πλέγματος : ο αριθμός των κόμβων του πλέγματος στις τρεις κατευθύνσεις δίνεται από τα iglb jglb και kmax. Να σημειωθεί ότι οι τιμές που δόθηκαν στο notebook\_grid πρέπει να είναι οι ίδιες με αυτές που δόθηκαν στο αρχείο **parameter**.

### Notebook\_bathy

Το notebook\_bathy υποδηλώνει το αρχείο που περιέχει την τιμή της μάσκας χερσαίας/θαλάσσιας επιφάνειας (0 ή 1) και την βαθυμετρία (θετική και σε μέτρα) για κάθε σημείο του οριζόντιου πλέγματος. Αυτό το αρχείο διαβάζεται από το υποπρόγραμμα bathycote.f. Αυτό το αρχείο είναι σε δύο μέρη. Το πρώτο μέρος αποτελείται από τη μάσκα χερσαίας/θαλάσσιας επιφάνειας στο κέντρο του πλέγματος C (όπου υπολογίζονται οι ιχνηθέτες). Η μορφή που χρησιμοποιείται επιτρέπει να δούμε το πλέγμα. Εάν χρησιμοποιηθεί ένας συντάκτης απόσπασης για τους αριθμούς των γραμμών και των στηλών, οι τελευταίες αντιστοιχούν ακριβώς στους αριθμούς των ενδείξεων i και j του οριζόντιου πλέγματος. Αυτή η πληροφορία είναι χρήσιμη για την γρήγορη τοποθέτηση στο πλέγμα στη θέση της εκβολής μιας ροής. Οι επιλογές της προεπεξεργασίας, που εφαρμόζονται κατά τη διάρκεια του σταδίου της αρχικοποίησης της προσομοίωσης είναι δυνατές. Εάν έχουν ενεργοποιηθεί, αυτές οι

επιλογές αφορούν τις ελάχιστες και μέγιστες τιμές της βαθυμετρίας, μια τοπική εξομάλυνση όταν το κριτήριο “RMAX” που προτάθηκε από τους Berckman και Haidvogel δεν τηρείται, μια εξομάλυνση καθολικού τύπου λαπλασιανής (προσδιορισμός των επαναλήψεων).

Για να σημειωθεί η αλληλοκάλυψη σε ένα πεδίο πιο μεγάλων κλιμάκων επιφέρει τη δημιουργία, κατά τη διάρκεια της αρχικής φάσης του τρεξίματος, ενός αρχείου βαθυμετρίας για τη βελτίωση της συνέχειας της βαθυμετρίας των δύο πλεγμάτων στα επίπεδα των ορίων. Εξ ορισμού, αυτό το αρχείο ονομάζεται bathy\_nested.dat. Βρίσκεται στη θέση SYMPHONIE2008. Είναι πιθανό να επαναληφθεί η προσομοίωση υποδεικνύοντας αυτό το αρχείο στην αρχή του notebook\_bathy (γραμμή 1), αυτό που οδηγεί εξ αρχής να ξαναδούμε τις άλλες παραμέτρους του notebook\_bathy για να αποφύγουμε την αντικατάσταση (το bathy\_nested περιέχει μία βαθυμετρία ήδη διαβασμένη έπειτα των επιλογών των γραμμών 5 και 6). Συνεπώς, ένα αρχείο bathy\_nested χρησιμοποιείται γενικά με το RMAX=1 στην γραμμή 5 και 0 στην γραμμή 6.

### Notebook\_vertcoord

Το notebook\_vertcoord αφορά την επιλογή της κάθετης συντεταγμένης. Είναι kmax κελιά στο κέντρο των οποίων υπολογίζονται τα u, v, T, S και kmax+1 ανώτερες και κατώτερες όψεις όπου υπολογίζονται η κάθετη συνιστώσα της ταχύτητας και οι μεταβλητές της τύρβης. Το IGESIG (γραμμή 1) επιτρέπει την επιλογή μεταξύ ενός τυπικού S τύπου συντεταγμένης και (IGESIG=0) και ενός γενικευμένου τύπου (IGESIG=1).

**Τυπική S συντεταγμένη:** IGESIC=0.  $dz(i,j,k)=H(i,j)*ds(k)$ , το κάθετο μέγεθος του κελιού, είναι το προϊόν του  $H(i,j)$ , του πάχους της συνολικής στήλης νερού, και του  $ds(k)$ , ενός αδιάστατου κάθετου παράγοντα κλιμάκωσης που εξαρτάται μόνο από το κάθετο δείκτη k. Η ολοκλήρωση του ds (1:kmax) ισούται με το 1. Όταν το ISIGFILE=0 (γραμμή 2) οι κάθετες επιφάνειες είναι ομογενείς, δηλαδή το  $ds(k)=1/kmax$  είναι σταθερό (προσοχή στους υπολογισμούς που πραγματοποιούνται στο sigma\_levels.f). Εάν το ISIGFILE=1 ο χρήστης προσδιορίζει την κάθετη κατανομή ds σε ένα συγκεκριμένο αρχείο, το dsigma.in, που βρίσκεται στη θέση του notebook. Είναι ένα ascii αρχείο με kmax γραμμές, όπου κάθε γραμμή αντιστοιχεί σε

ένα επίπεδο του κάθετου πλέγματος. Να σημειωθεί ότι ο κάθετος άξονας δείχνει προς τα πάνω. Η πρώτη γραμμή του dsigma.in ( $k=1$ ) αντιστοιχεί στο βαθύτερο στρώμα και η τελευταία γραμμή ( $k=kmax$ ), αντιστοιχεί στην επιφάνεια. Το αρχείο διαβάζεται από την υπορουτίνα sigma\_levels.f. Ο χρήστης θα πρέπει να γνωρίζει ότι το κάθετο άθροισμα του ds θα πρέπει να ισούται με το 1. Εάν όχι, η κατανομή προσαρμόζεται από το μοντέλο κατά τη διάρκεια του σταδίου της αρχικοποίησης.

**Γενικευμένη συντεταγμένη:** IGESIG=1.  $dz(i,j,k)=H(I,j)*ds(i,j,k)$ . Σε αυτή την περίπτωση εξαρτάται από τους 3 δείκτες του πλέγματος ώστε να ληφθούν υπόψη μερικοί περιορισμοί, για παράδειγμα να διατηρηθεί η κάθετη ανάλυση κοντά στην επιφάνεια όταν το  $H(i,j)$  θεωρείται σημαντικό. Ένα πλέγμα γενικευμένων συντεταγμένων προτείνεται στο notebook\_vertcoord. Η δημιουργία του πλέγματος πραγματοποιείται σε δύο στάδια. Το βήμα 1, που μπορεί να θεωρηθεί ως μια πρώτη μαντεψιά, συντελεί στη δημιουργία μιας τυπικής S συντεταγμένης. Το βήμα 2 προσαρμόζει την πρώτη μαντεψιά σε μια ομάδα περιορισμών που ρυθμίζονται από τα HGESUG και PGESIG (γραμμές 3 και 4). Όσο αφορά το βήμα 1, οι χρήστες πρέπει να επιλέξουν μεταξύ του ISIGFILE=0, εάν χρησιμοποιείται μια σταθερή κάθετη κατανομή, και το ISIGFILE=1, εάν η κάθετη κατανομή διαβάζεται από το dsigma.in αρχείο. Το βήμα 2 βασίζεται στην υπόθεση ότι η τυπική S συντεταγμένη οδηγεί σε μια ικανοποιητική κάθετη ανάλυση που παρέχει ότι η βαθυμετρία παραμένει χαμηλότερη από μια βαθυμετρία αναφοράς που δίνεται από το HGESIG (γραμμή 3). Συνεπώς η τυπική S συντεταγμένη χρησιμοποιείται όταν το  $h < HGESIG$ . Όταν  $h > HGESIG$ , η κάθετη ανάλυση που παρέχεται από την τυπική S συντεταγμένη κοντά στην επιφάνεια (ή κοντά στον πυθμένα) θεωρείται ανακριβής για την αναπαράσταση μερικών σημαντικών χαρακτηριστικών της επιφάνειας ή του πυθμένα. Το βήμα 2 ωστόσο στοχεύει στη διατήρηση της ανάλυσης κοντά στην επιφάνεια ή κοντά στον πυθμένα, μένοντας κοντά στην ανάλυση που πάρθηκε από την τυπική S συντεταγμένη για  $h=HGESIG$ . Ανάλογα με την τιμή του PGESIG (γραμμή 4), δίνεται προτεραιότητα για την ενίσχυση της ανάλυσης κοντά στην επιφάνεια ( $PGESIG=100$ ) ή κοντά στον πυθμένα ( $PGESIG=0$ ). Οι ενδιάμεσες τιμές ( $0 < PGESIG < 100$ ) επιτρέπουν την ενίσχυση της κάθετης ανάλυσης κοντά στην επιφάνεια και στον πυθμένα.

**Υβριδική βηματική S συντεταγμένη:** Η S συντεταγμένη έχει δύο σημαντικά μειονεκτήματα. Το πρώτο είναι ο περιορισμός της ακρίβειας των αριθμητικών σχημάτων, ειδικά την ακρίβεια της πτώσης πίεσης. Το δεύτερο μειονέκτημα είναι ότι πιθανώς οδηγεί σε υπερβολή στην ανάλυση σε πολύ ρηχές περιοχές. Μια υβριδική συντεταγμένη που συνδυάζει τη S συντεταγμένη και την γεωδυναμική συντεταγμένη επιλέγεται εάν το HYBSIG (γραμμή 5) διαφέρει από το 0. Αυτή η υβριδική συντεταγμένη αναμένεται να έχει τα πλεονεκτήματα των δύο συστημάτων (ακρίβεια του p<sub>gf</sub>, λογική ανάλυση σε ρηχές περιοχές, ακρίβεια στην βαθυμετρία και της οριακής επιφάνειας του πυθμένα).

Δύο προσεγγίσεις έχουν προταθεί:

**Προσέγγιση 1:** αναφορικά με το πρώτο μειονέκτημα, η στρατηγική είναι η αγνόηση ενός επιπέδου όταν η υφαλοκρηπίδα της βαθυμετρίας είναι πολύ σημαντική. Το κριτήριο διατήρησης δίνεται από την γνωστή έννοια της υδροστατικής ασυνέπειας. Η δημιουργία του πλέγματος βασίζεται σε μια επαναληπτική μέθοδο, το NHYBSIG (γραμμή 6) προσδιορίζει τον αριθμό των επαναλήψεων (υπορουτίνα mix\_sig\_step.f90). Η cpu που σχετίζεται με αυτό το βήμα είναι ωστόσο σημαντική (το NHYBSIG είναι της τάξης του 1000) το τελικό πλέγμα αποθηκεύεται σε ένα αρχείο, ώστε οι ακόλουθες προσομοιώσεις να μην πρέπει να υπολογίσουν το πλέγμα ξανά, αλλά απλά να το φορτώνουν από το αποθηκευμένο αρχείο.

**Προσέγγιση 2:** Αναφορικά με το δεύτερο μειονέκτημα της S συντεταγμένης, η ακόλουθη στρατηγική είναι ο περιορισμός του πλήθους των κάθετων επιπέδων σε ρηχές περιοχές. Δύο οριακές τιμές της βαθυμετρίας, το HSTEPMIN (γραμμή 8) και το HSTEPMAX (γραμμή 9) προσδιορίζουν μια ζώνη όπου ο συνολικός αριθμός των κάθετων επιπέδων γραμμικά κυμαίνεται μεταξύ του NBVSTEPMIN (γραμμή 7) έως το kmax. Αυτός ο αριθμός δεν μπορεί να είναι υψηλότερος ή χαμηλότερος του NBVSTEPMIN. Η προσέγγιση 2 μπορεί να συνδυαστεί με την προσέγγιση 1 εάν μια μη αρνητική τιμή έχει προσδιοριστεί για το NHYBSIG (γραμμή 6): πρώτα δημιουργείται το αρχείο του πλέγματος (IHYSIG=1) όπου το πλέγμα των ακόλουθων προσομοιώσεων θα φορτώνεται (IHYSIG=2). Η προσέγγιση 2 μπορεί να χρησιμοποιηθεί χωρίς την επαναληπτική διαδικασία της προσέγγισης 1 εάν το NHYBSIG=0 (γραμμή 6) και το IHYSIG (γραμμή 5) είναι διάφορο του 0 (1 ή 2).

**Μερικά Βηματική συντεταγμένη:** Επιλογή IGESIG=2 στη γραμμή 1. Στην γραμμή 10 αναφέρεται το αρχείο κειμένου που περιέχει το βάθος του κάθετου μονοδιάστατου γεωδυναμικού πλέγματος (μια μονή στήλη που ξεκινάει από την επιφάνεια,  $z < 0$ ). Χάρης στη μερικά βηματική συντεταγμένη, το χαμηλότερο επίπεδο προσαρμόζεται στο βάθος του πυθμένα, τα υπόλοιπα επίπεδα γίνονται γεωδυναμικά (να σημειωθεί ότι το δεύτερο χαμηλότερο επίπεδο μπορεί επίσης να προσαρμοστεί ώστε να αποφευχθεί το χαμηλότερο κελί να γίνει πυκνό).

**Μερικά βηματική συντεταγμένη συνδυασμένη με μια S συντεταγμένη:** Επιλογή IGESIG=3 (γραμμή 1). Στην γραμμή 10 αναφέρεται το αρχείο κειμένου που περιέχει το βάθος του κάθετου μονοδιάστατου γεωδυναμικού πλέγματος (μια μονή στήλη που ξεκινάει από την επιφάνεια,  $z < 0$ ). Ένα μερικό βήμα εφαρμόζεται όταν η βαθυμετρία είναι μεγαλύτερη από το HGESIG (γραμμή 3) και από την άλλη ένα πλέγμα S συντεταγμένων χρησιμοποιείται όταν  $h < \text{HGESIG}$ . Για να ισχύει η συνέχεια του πλέγματος, το HGESIG πρέπει να αντιστοιχεί σε ένα από τα επίπεδα του 1DV αρχείου του πλέγματος (γραμμή 10). Χρειάζεται προσοχή στις συμβάσεις: το HGESIG είναι θετικό και το βάθος του 1DV αρχείου πλέγματος είναι αρνητικό.

**Κάθετο Λαγκρανζιανό GRIL πλέγμα (μέθοδος ALE):** το ALE πλέγμα χρησιμοποιείται εάν το ALE\_SELECTED=1 (αλλιώς 0) στην γραμμή 11. Να σημειωθεί ότι η ALE μέθοδος δεν μπορεί να επιλεγεί εάν μία από τις δύο προηγούμενες μεθόδους δεν χρησιμοποιείται.

### Notebook\_time

Αυτό το αρχείο χρησιμοποιείται για τον προσδιορισμό των ημερομηνιών της εκκίνησης και της λήξης της προσομοίωσης (γραμμές 1 και 2). Μπορεί αν επιλεγεί να ξεκινήσει μια καινούργια προσομοίωση (γραμμή 3 INITIAL=0) ή να συνεχίσει μια προηγούμενη προσομοίωση που έχει αποθηκευτεί ως αρχείο εκκίνησης (γραμμή 3 INITIAL=1). Όταν το INITIAL=2 τότε η διαδικασία της επανεκκίνησης επίσης αφορά τους βιογεωχημικούς ή παθητικούς ιχνηλάτες. Η προσομοίωση θα γράψει αρχεία επανεκκίνησης σε κανονικά διαστήματα δεδομένου ότι το διάστημα (δοσμένο σε μέρες στη γραμμή 4), δηλαδή το RESTARTFILEPERIOD, είναι θετικό. Δεν θα γραφτούν αρχεία επανεκκίνησης εάν το RESTARTFILEPERIOD $\leq$ 0. Τα αρχεία επανεκκίνησης γράφονται στο RDIR/CONFIG/restart\_output. Θα πρέπει να



μετακινηθούν στο RDIR/CONFIG/restart\_input ώστε να επανεκκινηθεί ένα μελλοντικό τρέξιμο.

### **Εξωτερική λειτουργία:**

Το ITERATION2D\_MAX\_NOW (γραμμή 5) δίνει το πλήθος των επαναλήψεων με ένα διάστημα εξωτερικής λειτουργίας, το τελευταίο το οποίο αντιστοιχεί σε ένα χρονικό βήμα εσωτερικής λειτουργίας. Το εσωτερικό χρονικό βήμα είναι συνεπώς το χρονικό βήμα εξωτερικής λειτουργίας πολλαπλασιασμένο με το ITERATION2D\_MAX\_NOW.

**Παράμετροι CFL της εξωτερικής λειτουργίας:** Τα CFL\_SSHMAX CFL\_UMAX επιτρέπουν την βελτίωση του βαροτροπικού CFL που χρησιμοποιείται για την εκτίμηση του μέγιστου βαροτροπικού χρονικού βήματος. Αναπαριστούν αντίστοιχα τις *a priori* μέγιστες τιμές για την άνοδο της στάθμης της θάλασσας και του ρεύματος του υποβάθρου. Το CFL\_REDUCE είναι ένα παράγοντας εξασθένισης κοντά στο 1 αλλά λίγο μικρότερο του 1, που απαιτείται επειδή η χρήση ενός φίλτρου Asselin χαμηλώνει την σταθερότητα του Leap-Frog χρονικού βηματισμού.

Στην γραμμή 9, το RUN\_OPTION είναι κανονικά ίσο με το 0. Εάν το RUN\_OPTION=1, η προσομοίωση σταματά στο τέλος του σταδίου της αρχικοποίησης. Αυτό μπορεί να είναι χρήσιμο για τον έλεγχο των αρχικών πεδίων.

### **Notebook\_obcforcing**

Αυτό το αρχείο δίνει πληροφορίες που απαιτούνται για την αρχικοποίηση και τις πλευρικές ανοιχτές οριακές συνθήκες χρησιμοποιώντας τα πεδία εξόδου ενός μοντέλου γενικής κυκλοφορίας με μια μεγαλύτερη χωρική έκταση. Η παρεμβολή είναι «online», δηλαδή υπολογίζεται από το ίδιο το μοντέλο, κατά τη διάρκεια της προσομοίωσης. Αυτή η διαδικασία είναι ενεργή, αν η γραμμή 5 είναι ίση με το 1 (αλλιώς 0). Η γραμμή με το μπλε χρωματισμό δεν πρέπει να τροποποιηθεί. Η «online» παρεμβολή είναι συμβατή με το μερκατοριανό μοντέλο των outputs (γραμμή 7=nemo\_z) ή με τα outputs του μοντέλου SYMPHONIE (γραμμή 7=sympa). Στην περίπτωση του «sympa» τα πεδία έχουν δημιουργηθεί χρησιμοποιώντας την «offline» διαδικασία της οποίας οι παράμετροι προσδιορίζονται στο notebook\_offline. Κάθε πεδίο αντιστοιχεί σε μία ημερομηνία. Στην περίπτωση του «nemo\_z» είναι 4 αρχεία

για μια δοσμένη ημερομηνία (ένα για την επιφανειακή πίεση και την θερμοκρασία, ένα για την αλατότητα και δύο άλλα αρχεία για τις δύο συνιστώσες της ταχύτητας). Όλα περιέχουν τις αντίστοιχες παραμέτρους του πλέγματος (γεωγραφικό μήκος, γεωγραφικό πλάτος, βάθος). Στην περίπτωση του «sympa», είναι δύο τύποι αρχείων. Ένα για όλες τις μεταβλητές (T, S, u, v, ssh) και ένα για την παράμετρο του πλέγματος. Και στις δύο περιπτώσεις, τα αρχεία βρίσκονται σε χρονογραφική σειρά σε λίστες αρχείων των οποίων η θέση σημειώνεται στις γραμμές 8 με 11. Στην γραμμή 11 σημειώνεται το χρονικό διάστημα μεταξύ 2 διαδοχικών πεδίων. Στην γραμμή 15 δίνεται η ημερομηνία του πρώτου πεδίου του πρώτου αρχείου της λίστας. Στην τελευταία γραμμή (16) δηλώνεται εάν το Ανάστροφο Βαρόμετρο θα έπρεπε να προστεθεί στις ανοιχτές οριακές συνθήκες. Αυτό στην πραγματικότητα εξαρτάται από την ανύψωση της επιφάνειας που έχει αποθηκευτεί στο αρχείο. Εάν η ατμοσφαιρική πίεση έχει αφαιρεθεί από την ανύψωση της επιφάνειας, το Ανάστροφο Βαρόμετρο θα πρέπει να χρησιμοποιηθεί (BI\_ONOFF=1). Εάν το υψόμετρο περιλαμβάνει και την συνεισφορά της ατμοσφαιρικής πίεσης, το Ανάστροφο Βαρόμετρο δεν πρέπει να χρησιμοποιηθεί (BI\_ONOFF=0).

### Notebook\_rivers

Το notebook\_rivers επιτρέπει τον προσδιορισμό των παραμέτρων των ποταμών. Το NRIVER (γραμμή 1) υποδηλώνει τον αριθμό των σημείων του πλέγματος με είσοδο ποταμού.

**Τοποθεσία:** Το RIVERNAME (γραμμή 3) υποδηλώνει το όνομα του ποταμού. Τα IRIVER και JRIVER (γραμμές 4 και 5) αντιστοιχούν στην τοποθεσία (i,j) της εκβολής του ποταμού στο οριζόντιο πλέγμα. Η θέση πρέπει να αντιστοιχεί σε ένα κόμβο του πλέγματος που να αντιστοιχεί σε στεριά (mask=0) γειτονικό με ένα σημείο του πλέγματος που βρίσκεται σε θάλασσα (mask=1). Το αρχείο που περιλαμβάνει τη μάσκα (στην γραμμή 1 του notebook\_bathy) επιτρέπει μια γρήγορη παρατήρηση της κατάστασης ώστε η συνέπεια των IRIVER και JRIVER με τη μάσκα του πλέγματος να μπορεί να ελεγχθεί εύκολα. Να σημειωθεί ότι εάν το αρχείο της μάσκας ανοιχθεί με ένα text editor για να φαίνεται η αρίθμηση των γραμμών και των στηλών, το τελευταίο αντιστοιχεί ακριβώς στους δείκτες (i,j) του κόμβου του πλέγματος στο μοντέλο. Εάν τα IRIVER και JRIVER δεν είναι συμβατά με τη μάσκα, η

προσομοίωση διακόπτεται κατά τη διάρκεια του σταδίου της αρχικοποίησης και εμφανίζεται προειδοποίηση στην οθόνη.

**Ροή ποταμού:** Είναι δυνατό να οριστεί η ροή του ποταμού στη χερσαία μάσκα, ώστε να αναπαρασταθεί καλύτερα η πιθανή εισχώρηση στα θαλάσσια ύδατα στην εκβολή του ποταμού. Κανονικά, οι ροές των ποταμών πρέπει να ορίζονται κατά τη διάρκεια της επεξεργασίας της μάσκας. Εάν όχι, μπορούν να οριστούν από το ίδιο το μοντέλο κατά τη διάρκεια του σταδίου της αρχικοποίησης, δεδομένου ότι το μήκος της κάθε ροής είναι σωστά ορισμένο από το L\_RIVER (γραμμή 6). Το L\_RIVER είναι αλλιώς 0. Το μήκος του ποταμού εκφράζεται σε κόμβους του πλέγματος. Προσοχή ότι το μήκος της ροής μπορεί να περικοπεί κατά τη φάση της αρχικοποίησης σε περίπτωση που κάνουμε MPI παράλληλη επεξεργασία με τη μέθοδο των υποφορέων. Το H\_RIVER (γραμμή 9) δίνει τη βαθυμετρία (m) στο άνω όριο του ποταμού. Η βαθυμετρία των υπολοίπων κόμβων του πλέγματος του ποταμού θα παρεμβληθεί από το H\_RIVER και τη βαθυμετρία στο κάτω όριο του ποταμού, δηλαδή το πρώτο σημείο της θάλασσας μπροστά από την εκβολή του ποταμού (δες τη ρουτίνα set\_rivers.f).

**Διεύθυνση:** Το RIVERDIR (γραμμή 7) δηλώνει την διεύθυνση των αξόνων της εκβολής του ποταμού. Η ροή του ποταμού είναι είτε παράλληλη με τον i-αυξανόμενο άξονα (RIVERDIR=1), με τον i-μειούμενο άξονα (RIVERDIR=3), με τον j-αυξανόμενο άξονα (RIVERDIR=2), με τον j-μειούμενο άξονα (RIVERDIR=4).

**Σχήμα μεταφοράς:** Στην γραμμή 7b δίνεται η απόσταση (δείκτες πλέγματος) από την εκβολή όπου εφαρμόζεται το σχήμα των ανάντη διαφορών.

**Άνω οριακές συνθήκες:** Στην περίπτωση που δεν είναι διαθέσιμο κάποιο αρχείο απορροών, το RIVERFLUX (γραμμή 8) υποδηλώνει μια σταθερή παροχή σε  $m^3/s$ . Το RIVER\_S (γραμμή 10) δίνει την ανάντη τιμή της αλατότητας. Το RIVER\_TMIN και το RIVER\_TMAX (γραμμές 11 και 12) δίνουν την ανάντη θερμοκρασία στην πιο κρύα στιγμή (Φεβρουάριο) και την πιο ζεστή στιγμή (Αύγουστο) του χρόνου (χρησιμοποιώντας μια ημιτονοειδή μετάβαση μεταξύ τους).

**Αρχεία δεδομένων:** Το REALRIVER=1 (γραμμή 13) εάν το αρχείο δεδομένων της απορροής του νερού είναι διαθέσιμο, αλλιώς το REALRIVER=0. Το RIVERINFO

(γραμμή 14) δίνει το χρόνο (σε ώρες) μεταξύ δύο διαδοχικών δεδομένων απορροών. Στην γραμμή 15 αναφέρεται το όνομα του αρχείου (συμπεριλαμβανομένης και της θέσης του). Στην γραμμή 16 δίνεται η χρονική στιγμή (y, m, d, h, m, s) του πρώτου δεδομένου απορροής στο αρχείο. Να σημειωθεί ότι χρησιμοποιούμε δυαδικά αρχεία με απευθείας πρόσβαση σε πραγματικού τύπου δεδομένα (record length=4). Με άλλα λόγια η γραμμή 16 δίνει την χρονική στιγμή της πρώτης καταγραφής. Τα αρχεία διαβάζονται από την ρουτίνα river\_upd.f.

Παράμετρος αρχείου: DIM\_RIVER>=NRIVER.

### Notebook\_tide

Το notebook\_tide επιτρέπει την επιβολή του μοντέλου με tidal αρμονικές συνιστώσες, που έχουν υπολογισθεί προηγουμένως από ένα παλιρροιακό μοντέλο, κυρίως το T-UGO παλιρροιακό μοντέλο του SIROCCO. Το KMAXTIDE (γραμμή 1) υποδηλώνει το πλήθος των αρμονικών συνιστωσών (0 στην περίπτωση χωρίς παλιρροιακή επιβολής). Οι παλιρροιακές αρμονικές συνιστώσες έχουν παρεμβληθεί (on line) στο πλέγμα του μοντέλου. Τα παλιρροιακά πεδία εισόδου έχουν αποθηκευτεί σύμφωνα με την netcdf μορφοποίηση του T-UGO μοντέλου.

**Αρμονική διάσπαση:** Τα ολοκληρωμένα πεδία μπορούν να ανασυσταθούν από τις αρμονικές συνιστώσες και από τις παραμέτρους των κόμβων. Οι λεπτομέρειες του υπολογισμού, συμπεριλαμβανομένου και του παλιρροιακού δυναμικού λόγω αστρονομικών επιδράσεων, μπορούν να βρεθούν στο Pairaud et al., (2008). Η αρχή της μεθόδου αναφέρεται συνοπτικά εδώ. Το πεδίο της ανόδου της στάθμης της θάλασσας σε σχέση με μια δοσμένη αρμονική συνιστώσα είναι

$$S_{se}=f.A.\cos(w(t-t_0)+V_0+U-G).$$

Τα A και G είναι αντίστοιχα το πλάτος και η φάση υστέρησης του θεωρούμενου κύματος. Τα ολικά αποτελέσματα πεδίου από το άθροισμα όλων των αρμονικών συνεισφορών. Το πλάτος και η φάση υστέρησης των κυμάτων διαβάζονται από αρχεία (ένα αρχείο ανά αρμονική συνιστώσα). Το όνομα του αρχείου (συμπεριλαμβανομένης και της θέσης του αρχείου) για το πεδίο της ανόδου της στάθμης της θάλασσας δίνεται στην γραμμή 6. Εάν είναι διαθέσιμο το όνομα του αρχείου για τον υπολογισμό της επίδρασης της φόρτωσης και του δυναμικού δίνεται

στην γραμμή 7. Στην γραμμή 8 δίνεται το όνομα του αρχείου του παλιρροιακού ρεύματος. Με ένα παρόμοιο τρόπο για την άνοδο της στάθμης της θάλασσας, το παλιρροιακό ρεύμα και το δυναμικό λαμβάνονται από το πλάτος και την φάση των αρμονικών συνιστωσών, τις παραμέτρους των κόμβων  $f$ ,  $V_0$ ,  $U$  και  $t_0$  σε χρόνο αναφοράς σχετικό με το τελευταίο. Στην γραμμή 9 υποδηλώνεται το αρχείο που περιέχει την συχνότητα του κύματος και το ιστορικό των παραμέτρων των κόμβων.

**Το αστρονομικό δυναμικό:** Υπολογίζεται από το μοντέλο χρησιμοποιώντας τις παραμέτρους στους κόμβους και το EQUITIDE (γραμμή 11), το ισοδύναμο πλάτος (m). Πληροφορίες για τους υπολογισμούς δίνονται από τους Apel (1987, p215) και Pailraud et al., (2008). Εξαρτώνται από τον τύπο του κύματος, που δίνεται από το NUTIDE (γραμμή 10).

Η παλιρροιακή επιβολή σε ένα παράκτιο μοντέλο είναι σχετικά κυριαρχούμενη από την ενέργεια των εισερχόμενων κυμάτων στις ανοιχτές οριακές συνθήκες. Εάν το TIDEFORCES=1 (γραμμή 3) στην προσομοίωση λαμβάνεται επίσης υπόψη και το αστρονομικό δυναμικό, ή εάν το TIDEFORCES=2, η επίδραση του LOADING SELF και του SELF ATTRACTION δυναμικού. Ιδανικά η προσομοίωση θα έπρεπε να σχετίζεται με τα εισερχόμενα κύματα στις ανοιχτές οριακές συνθήκες και από τα δύο είδη (αστρονομικό και φόρτωσης) δυναμικών (TIDEFORCES=0). Στην περίπτωση όπου το TIDEFORCES=3, η επιβολή περιορίζεται μόνο στην είσοδο των κυμάτων στα ανοιχτά όρια.

**Μετα-επεξεργασία:** Η αρμονική ανάλυση του αποτελέσματος του μοντέλου θα πραγματοποιηθεί μαζί με την προσομοίωση εάν το TIDEANA\_YESNO=1 (γραμμή 3). Το TIDEANA\_SPINUP (γραμμή 4) υποδηλώνει ότι ο υπολογισμός της ανάλυσης δεν θα πρέπει να ξεκινά πριν μια καθυστερημένη χρονική στιγμή (μερικών ημερών) που να αντιστοιχούν σε μια παροδική φάση που στο τέλος της κάθε μίας αναμένεται η περιοδικότητα του παλιρροιακού σήματος να αναπαράγεται σε ικανοποιητικό βαθμό από το μοντέλο. Το TIDEANA\_DELTA (γραμμή 5, σε ώρες) υποδηλώνει τη δειγματοληψία του αποτελέσματος του μοντέλου. Το αποτέλεσμα της αρμονικής ανάλυσης αποθηκεύεται στα NETCD αρχεία, παρόμοια με αυτά που χρησιμοποιήθηκαν για την επιβολή των ανοιχτών οριακών συνθηκών στο μοντέλο (ίδια θέση, παρόμοιο όνομα αλλά χρησιμοποιώντας την επέκταση .sym.nc)

Παράμετρος αρχείου: ONOFF\_TIDE=1 και NTIDE>=KMAXTIDE. Η αποθήκευση των υπολογισμών που σχετίζονται με τους TIDE πίνακες μπορεί να ακυρωθεί (προσομοίωση χωρίς TIDE) θέτοντας το ONOFF\_TIDE=0 και το NTIDE>=1.

### Notebook\_offline

Το notebook\_offline χρησιμοποιείται για την αποθήκευση (εάν IOFFLINE=1, γραμμή 1) ή την ανάκτηση (εάν IOFFLINE=2) αρχείων που περιέχουν πεδία χρονικών μέσων όρων του μοντέλου. Δεν συμβαίνει τίποτα εάν το IOFFLINE=0. Το IOFFLINEDT (γραμμή 2) δίνει την περιοδικότητα (σε ώρες) του δείγματος. Χρησιμοποιείται netcdf μορφοποίηση. Τα αρχεία περιέχουν την ταχύτητα, τη θερμοκρασία, την αλατότητα, την άνοδο της επιφάνειας, τα πεδία των ισοδύναμων της κάθετης ανάμιξης. Τα πεδία είναι με χρονικούς μέσους όρους για την επιλεγμένη περίοδο. Στην λειτουργία ανάγνωσης (δηλαδή το IOFFLINE=2), αυτά τα αρχεία μπορούν να χρησιμοποιηθούν για τον υπολογισμό των εξισώσεων μεταφοράς/διάχυσης/καθίζησης παθητικών ιχνηλατών (αιωρούμενης ύλης, μεταβλητών του βιογεωχημικού μοντέλου), ή trajectories των λανγκρανζιανών σωματιδίων (notebook bouees) χωρίς να προαπαιτείται ο υπολογισμός των εξισώσεων Navier-Stokes. Κάθε αρχείο αντιστοιχεί σε μία ημερομηνία. Η ημερομηνία του πρώτου αρχείου εξόδου δίνεται από την γραμμή 3. Τα πεδία είναι σε χρονικούς μέσους όρους για την επιλεγμένη περίοδο (OFFLINEDT) πριν την ημερομηνία που δίνεται από τη γραμμή 3. Το όνομα των αρχείων δίνεται από την ενδιάμεση ημερομηνία μεταξύ της έναρξης και της λήξης του χρονικού μέσου όρου. Στην γραμμή 4 δίνεται η θέση των αρχείων.

Παράμετρος αρχείου: OFFLINE\_BIO=1 (default value: 0)

### Notebook\_wave

Αυτό το notebook χρησιμοποιείται για την ενεργοποίηση της επίδρασης των κυμάτων. Η μέθοδος περιγράφεται από τους Ardhuin et al (2008). Γραμμή 1: η κυματική επίδραση λαμβάνεται υπόψη εάν το IWVE=1 (αλλιώς IWVE=0). Ο τύπος του κυματικού μοντέλου δίνεται στη γραμμή 2 (τύπος wwe). Γραμμή 3: ανάλογα με το OGCM που χρησιμοποιείται για την γενική κυκλοφορία, ένα κατάλληλο OBC σχήμα πρέπει να επιλεγεί για το eulerian ρεύμα που εισέρχεται από την κυματική

επίδραση. Εάν το OGCM δεν λάμβανε υπόψη την κυματική επίδραση τότε το WAVE\_OBC\_TYPE=1. Εάν το OGCM το λάμβανε υπόψη και παρεχόμενου ενός λαγκρανζιανού πεδίου ταχύτητας, τότε το WAVE\_OBC\_TYPE=2. Εάν το OGCM το λάμβανε υπόψη και παρεχόμενου ενός eulerian πεδίου ταχύτητας, τότε το WAVE\_OBC\_TYPE=3. Γραμμή 4: το WAVEDT(1) είναι τα χρονικά διαστήματα μεταξύ δύο αρχείων εξόδου του κυματικού μοντέλου. Γραμμή 4: το WAVEDT(2) δίνει την ημερομηνία της δημιουργίας του πρώτου αρχείου εξόδου του κυματικού μοντέλου. Γραμμές 6,7: δίνουν τις λίστες με τα αρχεία του κυματικού μοντέλου (ένα αρχείο ανά παράμετρο). Γραμμή 8: δίνει το πλήθος των πεδίων ανά αρχείο (για παράδειγμα εάν το χρονικό διάστημα είναι 3 h, τα ημερήσια αρχεία περιέχουν 8 πεδία).

### Notebook\_spongelaye

**Το μήκος της ζώνης ανάκλισης:** Το notebook\_spongelaye εξυπηρετεί ουσιαστικά στην παραμετροποίηση της περιφερειακής ζώνης του εσωτερικού του οποίου οι μεταβλητές του μοντέλου έχουν σημειωθεί σύμφωνα με τις μεταβλητές αναφοράς, που αρχικά παρέχονται από ένα μοντέλο πιο ελεγχόμενο. Το SPONGE\_L (γραμμή 1) είναι το μήκος (οριζόντια) αυτής της ζώνης, εκφρασμένο σε σημεία του πλέγματος. Οι όροι της ανάκλισης προστίθενται στις εξισώσεις με τις τάσεις για τα T, S, U και V. Μειώνονται με εκθετικό τρόπο σε συνάρτηση με την απόσταση του ανοιχτού συνόρου. Οι κλίμακες του χρόνου που σχετίζονται με τη δύναμη της ανάκλισης αντιστοιχούν στη μέγιστη κλίση, που σημαίνει μια μηδενική απόσταση. Η δύναμη της ανάκλισης είναι 100 φορές πιο μικρή από μια απόσταση ίση του SPONGE\_L. Η ανάκλιση τίθεται 0 από εκεί (η αρχικοποίηση της ζώνης της ανάκλισης στο init\_sponge.f).

**Κλίμακες του χρόνου:** Εκφράζονται σε ημέρες. Εάν οι εξισώσεις των τάσεων είναι μειωμένες στους όρους μόνο της ανάκλισης, αντιπροσωπεύουν τον απαραίτητο χρόνο για να γεφυρώσουν τη διαφορά μεταξύ της μεταβλητής και της τιμής αναφοράς. Η δύναμη της ανάκλισης είναι τότε αντιστρόφως ανάλογη με τις κλίμακες του χρόνου. Το RELAX\_EXT (γραμμή 2) είναι η κλίμακα του χρόνου που σχετίζεται με την ανάκλιση των συνιστωσών της μεταφοράς (εξωτερική λειτουργία), το RELAX\_INT (γραμμή 3) σχετίζεται με την βαροκλιτική συνιστώσα (εσωτερική

λειτουργία) του ρεύματος. Η κλίμακα του χρόνου για την θερμοκρασία και την αλατότητα είναι το RELAX\_TS (γραμμή 6). Για το τελευταίο, ο χρήστης μπορεί να επιλέξει μεταξύ μιας κλασικής ανάκλησης, (επιλογή του RELAXTYPE\_TS=1, γραμμή 7), και μιας ανάκλησης με σταθερή πυκνότητα (RELAXTYPE\_TS=0). Εάν το RELAXTYPE\_TS=2 η ανάκληση επιδρά σε όλο το πλέγμα.

**Διατήρηση του μέσου ssh:** Είναι δυνατό να προστεθεί το ισοζύγιο της μάζας στα ανοιχτά όρια για την εγγύηση ότι το μέσο ssh ακολουθεί αυτή των πεδίων αναφοράς. Αυτός ο περιορισμός μπορεί να επαληθευτεί σε κάθε επανάληψη, στην οποία περίπτωση το RELAX\_ES=0 (γραμμή 4), που κατανέμεται στο χρόνο, στην οποία περίπτωση το RELAX\_TS αντιπροσωπεύει την εν λόγω κλίμακα του χρόνου, σε ημέρες. Από ότι έχει δείξει η εμπειρία αυτός ο περιορισμός δεν είναι χρήσιμος επειδή χρησιμοποιείται στην συνθήκη των ορίων του Flather και συνίσταται να μην χρησιμοποιείται αρνητική τιμή στο RELAX\_TS.

**Να μην τροποποιηθεί:** Ορισμένες παράμετροι που τίθενται στο notebook\_spongelaye για την ευκολία του προγραμματιστή για να ελέγχει πιο εύκολα συγκεκριμένες επιλογές. Συνστήνεται στο χρήστη να μην τροποποιήσει αυτές τις τιμές, που αναφέρονται με μπλε χρωματισμό (γραμμές 5, 8, 9 & 10).

### Notebook\_eqstate

Το notebook\_eqstate δίνει τις παραμέτρους της εξίσωσης κατάστασης /αντικειμενικής συνάρτησης (EOS) Δυνητικής πυκνότητας (γραμμή 1):

**EQS\_STATE1=0** → Δυνητική πυκνότητα που δίνεται από μια γραμμική EOS

**EQS\_STATE1=1** → Δυνητική πυκνότητα που δίνεται από μια μη-γραμμική EOS Apel (1987, p 145)

**EQS\_STATE1=2** → Δυνητική πυκνότητα που δίνεται από μια Wright (1997) EOS

**EQS\_STATE1=3** → Δυνητική πυκνότητα που δίνεται από μια McDougall et al. (2003) EOS με ανανεωμένους συντελεστές από τους Jackett et al. (2006)

Συμπιεστότητα (γραμμή 2):

**EQS\_STATE2=0** → αγνοείται η συμπιεστότητα



**EQS\_STATE2=1** → περιλαμβάνεται η συμπίεστικότητα

Επιπρόσθετες επιλογές για την περίπτωση της γραμμικής EOS (γραμμή 3)  
(προϋποθέτεται ότι το EQS\_STATE1=0)

**EQS\_STATE3=0** → Οι συντελεστές για την γραμμική EOS συνάγονται από τον πλήρη τύπο της EOS80 χρησιμοποιώντας τα (T, S) αρχικά πεδία

**EQS\_STATE3=1** → Οι συντελεστές τίθενται στην αρχική τους τιμή που δίνεται από την υπορουτίνα set\_parameters.F90

**EQS\_STATE3=2** → Οι συντελεστές αναφέρονται στις παρακάτω γραμμές του notebook\_eqstate (γραμμές 4 έως 8)

### Notebook\_advection

**Ιχνηλάτες:** Ο χρήστης συνίσταται να μην τροποποιήσει τα IADVEC\_TS και IADVEC\_BIO (γραμμές 1 και 2), αυτές οι παράμετροι έχουν τοποθετηθεί στο notebook\_advection για την ευκολία του προγραμματιστή για τον πιο εύκολο έλεγχο των σχημάτων για τη μεταφορά. Το σχήμα της μεταφοράς για τα T και S είναι ένα υβριδικό σχήμα κεντρικών και ανάντη διαφορών. Το τελευταίο μπορεί να θεωρηθεί επίσης σαν ένα σχήμα κεντρικής μεταφοράς στην οποία προστίθεται μια διάχυση λαπλασιανού τύπου. Η διάχυση που σχετίζεται με την μεταφορά του ανάντη σχήματος από την οριζόντια ταχύτητα  $u$  είναι  $|u|dx/2$ . Ο συνδυασμός κεντρικών – ανάντη εξαρτάται από μία λειτουργία κανονικότητας  $R$  μεταξύ 0 και 1. Τα CST\_ADV\_HOR και CST\_ADV\_VER (γραμμές 3 και 4) είναι εμπειρικές παράμετροι μεταξύ 0 και 1 που επιτρέπουν στον χρήστη να μετριάσει την επίδραση της διάχυσης του σχήματος της μεταφοράς. Πρακτικά οι οριζόντιες και κάθετες διαχυσιμότητες που έχουν προκληθεί από την μεταφορά από τις συνιστώσες  $u$  και  $w$  του ρεύματος είναι αντίστοιχα:

$$cst\_adv\_hor.R.|u|.dx/2$$

$$cst\_adv\_ver.R.|w|.dz/2$$

Δεν υπάρχει, εκτός της διαχεόμενης επίδρασης της μεταφοράς, η οριζόντια διάχυση ξεχωριστά ως επιπρόσθετη στο μοντέλο. Δεν υπάρχει κατά της κάθετης διάχυσης ως επιπρόσθετη που να σχετίζεται με το σχήμα της τύρβης.

**Ταχύτητες:** Η μεταφορά των ταχυτήτων υπολογίζεται από ένα σχήμα κεντρικών διαφορών. Η διάχυση είναι λαπλασιανού τύπου. Ο συντελεστής του κάθετου ιξώδους δίνεται από την τύρβη του μοντέλου. Ο συντελεστής του οριζόντιου ιξώδους εξαρτάται από το grad της ταχύτητας. Ο χρήστης μπορεί να μετριάσει ή να ενισχύσει το ιξώδες με το CST\_ADV\_VEL (γραμμή 5). Πρακτικά οι συντελεστές των ιξωδών στην εξίσωση του u, αντίστοιχα στις κατευθύνσεις x και y δίνονται από:

*cst\_adv\_vel. | du/di | dx/2 (i indice de grille pour axe Ox)*

*cst\_adv\_vel. | du/dj | dy/2 (j indice de grille pour axe Oy)*

### Notebook\_optical

Η μείωση της φωτεινότητας σε συνάρτηση με το βάθος που μετράται από την επιφάνεια έχει παραμετροποιηθεί με τον ακόλουθο τρόπο:

$$A1 * \exp(z/L1) + A2 * \exp(z/L2)$$

Με  $0 < A1 < 1$   $0 < A2 < 1$  και  $A1 + A2 = 1$

A1 είναι LIGHT\_RAT1 δίνεται στη γραμμή 2

A2 είναι LIGHT\_RAT2 δίνεται στη γραμμή 4

L1 είναι LIGHT\_ATT1 εκφράζεται σε μέτρα και δίνεται στη γραμμή 1

L2 είναι LIGHT\_ATT2 εκφράζεται σε μέτρα και δίνεται στη γραμμή 3

### Notebook\_visco

Στο notebook\_visco προσδιορίζεται το μήκος της τραχύτητας του βυθού σε μέτρα (γραμμή 4), ένα όριο ελάχιστο για το συντελεστή της τραχύτητας (γραμμή 6). Δύο σχήματα διαθέσιμα (γραμμή 8), αυτό των Gaspar et al. και το k-ε. Στις γραμμές 10, 11 και 12 προσδιορίζονται τρεις παράμετροι κλειδιά του σχήματος του Gaspar, για την γνωστοποίηση του ελάχιστου TKE και των 2 συντελεστών του σχήματος. Οι επιλογές των συνθηκών στα όρια στην επιφάνεια για το TKE προσδιορίζονται στη γραμμή 23 (Estournel et al., 2001). Οι επιλογές της αυτόματης συναγωγής προτείνονται στην γραμμή 24 (είναι 0 εάν δεν έχουν ενεργοποιηθεί). Η τιμή του συντελεστή του Asselin προσδιορίζεται στην γραμμή 25.

## Notebook\_airseaflux

Η παρεμβολή των μετεωρολογικών πεδίων υπολογίζεται κατά τη διάρκεια της προσομοίωσης. Στην διαμόρφωση που παρουσιάζεται, η ροή αέρα/θάλασσα υπολογίζονται από τους μαζικούς τύπους που απαιτούν στην έναρξη, τον άνεμο στα 10 m, την ατμοσφαιρική πίεση στην επιφάνεια της θάλασσας, την δυνητική θερμοκρασία του αέρα στα 2 m, την σχετική υγρασία του αέρα στα 2 m, τις βροχοπτώσεις, την μικρού κύματος ακτινοβολία και τα μεγάλης διάρκειας κύματα. Οι μονάδες είναι εκείνες του SI. Τα αρχεία είναι σε δυαδική μορφή για άμεση πρόσβαση. Κάθε αρχείο περιέχει μία παράμετρο για μία κλίμακα. Σε κάθε παράμετρο, αντιστοιχεί μια λίστα που περιέχει όλες τις κλίμακες, ταξινομημένες με χρονολογική σειρά. Το notebook\_airseaflux δείχνει το μονοπάτι της πρόσβασης σε διαφορετικές λίστες (γραμμή 3), την ημερομηνία του πρώτου αρχείου της κάθε λίστας (γραμμή 5 και οι ακόλουθες), τη χρονική διάρκεια (σε ώρες) μεταξύ δύο διαδοχικών αρχείων (γραμμή 4). Με μπλε χρωματισμό, υποδεικνύονται οι παράμετροι που δεν πρέπει να τροποποιηθούν.

## Notebook\_nesting

Το notebook\_nesting επιτρέπει την παραμετροποίηση μίας αλληλοκάλυψης Symphonie/Symphonie του τύπου «μίας κατεύθυνσης» από αρχεία. Το αρχείο είναι χωρισμένο σε 2 μέρη. Το πρώτο μέρος αφορά το μοντέλο που λαμβάνει τα αρχικά (προσομοίωση «fille»). Το δεύτερο μέρος αφορά το μοντέλο που παράγει τα αρχικά (προσομοίωση «mere»).

**Προηγουμένως:** Αφού ελαχιστοποιηθεί ο χώρος του σκληρού δίσκου, ψάξαμε να ελαχιστοποιήσουμε την ουρά των αρχείων εξόδου της προσομοίωσης «mere». Μόνο οι χρήσιμες πληροφορίες στο πλέγμα «fille» εξάγονται από την προσομοίωση «mere», αλλιώς τα σημεία του πλέγματος «mere» πάνω από το πλέγμα «fille» δεν εξάγονται. Εδώ υπάρχουν ορισμένες αντιθέσεις όπως το γεγονός του να γνωρίζουμε με ακρίβεια τις πληροφορίες του πλέγματος «fille» πριν να λάβει χώρα η προσομοίωση «mere». Αυτό συνεπάγεται ότι προηγουμένως πρέπει προσδιοριστικά να παραμετροποιηθούν ορισμένες παράμετροι του πλέγματος «fille». Αυτό αφορά τη μάσκα χερσαίας/θαλάσσιας επιφάνειας (notebook\_bathy) και την περιφερειακή ζώνη της ανάκλησης (την παράμετρο SPONGE\_L στο notebook\_spongelaye).

Ο χρήστης οφείλει έπειτα να πραγματοποιήσει ένα τρέξιμο του μοντέλου «fille» στην φάση της αρχικοποίησης (παράμετρος RUN\_OPTION=1 στο notebook\_time). Ο στόχος αυτού του μικρού πρωταρχικού τρεξίματος είναι για να παράγει ένα αρχείο περιγραφικό του πλέγματος με την πρόθεση των προσομοιώσεων «mere». Αυτό το αρχείο ονομάζεται pour\_maman.out. Αυτό το αρχείο περιέχει την θέση των οριζόντιων σημείων, την τιμή της μάσκας χερσαίας/θαλάσσιας επιφάνειας, την παρουσία ή όχι μιας ζώνης της ανάκλησης. Δημιουργείται στη θέση που βρίσκονται τα notebooks του πλέγματος «fille». Αυτά που απαιτούνται για την προσομοίωση fille δεν είναι ακόμη έτοιμα και ο χρήστης σημειώνει την απουσία τους στο notebook\_nesting (NEST\_ONOFF\_IN=0 γραμμή 1). Όπως και τα άλλα προαπαιτούμενα (μετεωρολογικά, ποτάμια, κλπ) δεν έχουν ακόμη τελικά δημιουργηθεί, ο χρήστης θα διαμορφώσει συνεπώς τα σχετικά notebooks. Σε αυτό το πρωταρχικό στάδιο, δεν είναι απαραίτητο η βαθυμετρία να έχει τελειοποιηθεί: μόνο η μάσκα χερσαίας/θαλάσσιας επιφάνειας και τα χωρικά όρια της σπογγώδους ζώνης πρέπει να έχουν τελικώς προσδιοριστεί.

**Η προσομοίωση «mere»:** Η παραμετροποίηση επηρεάζεται στο αρχείο notebook\_nesting που είναι στη λίστα των notebooks του πλέγματος «mere». Είναι το δεύτερο μέρος του notebook\_nesting που το αφορά. Πρακτικά είναι πιθανό ότι το NEST\_ONOFF\_IN=0 (γραμμή 1) εκτός αυτή η προσομοίωση είναι η ίδια η «fille» (κόρη) μιας προσομοίωσης πιο μεγάλης από την ίδια. Το NEST\_ONOFF\_OUT (γραμμή 7) δείχνει την παρουσία ενός πλέγματος «fille». Είναι μηδενικό αλλιώς. Ο χρήστης υποδεικνύει μια θέση (NEST\_PATH\_OUT(0) γραμμή 8) που αποθηκεύονται τα αρχεία εξόδου, η ημερομηνία (NEST\_DT\_OUT(2) γραμμή 9) του πρώτου αρχείου και η περιοδικότητα σε ώρες (NEST\_DT\_OUT(1) γραμμή 10). Τα πεδία είναι ταξινομημένα σύμφωνα με την πιο πρόσφατη ημερομηνία. Το NEST\_PATH\_OUT(1) (γραμμή 12) δείχνει τη λίστα που περιέχει τις πληροφορίες που πλέγματος «fille». Τα αποθηκευμένα αρχεία χρησιμεύουν στην αρχικοποίηση της προσομοίωσης «fille» και δίνουν μια τάση στα όρια, στην περιφερειακή ζώνη της ανάκλησης. Η αρχικοποίηση απαιτεί πλήρη τρισδιάστατα πεδία ενώ η τάση στα όρια μπορεί να περιέχει αρχεία πολύ μικρά, εκτεταμένα στην μοναδική ζώνη της ανάκλησης. Αφού μειώσουμε το χώρο του σκληρού δίσκου, μόνο κάποιες κλίμακες αποθηκεύονται σε ένα πλήρες τρισδιάστατο πλέγμα, οι υπόλοιπες καλύπτουν μόνο τη

ζώνη της ανάκλησης. Η αναφορά (αριθμός αρχείων «περιορισμένων»)/(αριθμός τρισδιάστατων αποθηκεύσεων) δίνεται από το NEST\_FULL\_OUT (γραμμή 11). Τα αρχεία που περιέχουν 3D αποθηκεύσεις επιτρέπουν μεγάλες πιθανές εκκινήσεις για την προσομοίωση «fille». Ο χρήστης πρέπει να επιλέξει μια ημερομηνία της εκκίνησης συμβατή με τα διαθέσιμα 3D αρχεία. Μπορεί να βοηθηθεί από ένα αρχείο που ονομάζεται dates\_depart\_filles που προκύπτει από την προσομοίωση «mere» στην τοποθεσία των notebooks του. Αυτό το αρχείο απαιτεί την αποθήκευση των αρχείων 3D και παραθέτει τις διαφορετικές πιθανές ημερομηνίες για την εκκίνηση της μελλοντικής προσομοίωσης «fille». Να σημειωθεί ότι, η ρουτίνα της αλληλοκάλυψης (nets\_inout.f) προϋποθέτει να έχουν προσδιοριστεί οι διαστάσεις από πριν ορισμένων πινάκων. Αυτές οι διαστάσεις είναι προς υπόδειξη στο αρχείο parameter. Δύσκολο να τις γνωρίζουμε *a priori*, η στρατηγική αποτελείται από το να ξεκινήσει η προσομοίωση χρησιμοποιώντας τις προεπιλεγμένες τιμές. Εάν οι τελευταίες δεν επαρκούν η προσομοίωση σταματά ειδοποιώντας το χρήστη τις τιμές που πρέπει να βάλει στο αρχείο parameter. Να σημειωθεί ότι, χρειάζονται πολλαπλές προσπάθειες για την εύρεση των τελικών διαστάσεων του προβλήματος.

**Η προσομοίωση «fille»:** Η παραμετροποίηση επηρεάζεται στο αρχείο notebook\_nesting που είναι στη λίστα των notebooks του πλέγματος «fille». Είναι το πρώτο μέρος του notebook\_nesting που το αφορά. Πρακτικά είναι πιθανό ότι το NEST\_ONOFF\_OUT=0 (γραμμή 7) εκτός εάν αυτή η προσομοίωση είναι η ίδια η «mere» (μητρική) μιας αλληλοκαλυπτόμενης προσομοίωσης. Το NEST\_ONOFF\_IN=1 (γραμμή 1) υποδεικνύει την παρουσία ενός πλέγματος «mere». Είναι μηδενικό αλλιώς. Ο χρήστης υποδεικνύει την τοποθεσία (NEST\_PATH\_IN(0) γραμμή 2) όπου έχουμε αποθηκεύσει τα παραγόμενα αρχεία από την προσομοίωση mere. Η ημερομηνία του πρώτου αρχείου (NEST\_DT\_IN(2) γραμμή 3), η περιοδικότητα σε ώρες (NEST\_DT\_IN(1) γραμμή 4), επίσης και η αναφορά (αριθμός των «περιορισμένων» αρχείων)/(αριθμός των 3D αρχείων) το NEST\_FULL\_IN (γραμμή 5), έχουν σημειωθεί στην ταυτοποίηση. Το NEST\_PATH\_IN(1) (γραμμή 6) υποδεικνύει την τοποθεσία που περιέχει τις πληροφορίες του πλέγματος «mere». Να σημειωθεί ότι, η ρουτίνα της αλληλοκάλυψης (nest\_inout.f) προϋποθέτει τον προσδιορισμό των διαστάσεων από πριν ορισμένων πινάκων. Αυτές οι διαστάσεις είναι προς υπόδειξη στο αρχείο parameter. Δύσκολο να τις γνωρίζουμε *a priori*, η

στρατηγική αποτελείται από το να ξεκινήσουν την προσομοίωση χρησιμοποιώντας τις προεπιλεγμένες τιμές. Εάν οι τελευταίες δεν επαρκούν η προσομοίωση σταματά ειδοποιώντας το χρήστη τις τιμές που πρέπει να βάλει στο αρχείο parameter. Να σημειωθεί ότι, χρειάζονται πολλαπλές προσπάθειες για την εύρεση των τελικών διαστάσεων του προβλήματος.

**Σύνδεση των πλεγμάτων:** Είναι δυνατό να εξακριβωθεί η συνέχεια της βαθυμετρίας μεταξύ των πλεγμάτων mere και fille στην άκρη των ανοιχτών ορίων. Μια αλληλοκάλυψη των βαθυμετριών των πλεγμάτων mere και fille υπολογίζεται κατά τη διάρκεια της φάσης της αρχικοποίησης του αρχείου run. Αυτός ο υπολογισμός, που δεν επηρεάζει σε τίποτα τη βαθυμετρία που έχει προσδιοριστεί από το χρήστη με τη βοήθεια του notebook\_bathy, είναι μόνο αποθηκευμένος σε ένα αρχείο που ονομάζεται bathy\_nested.dat το οποίο ο χρήστης βρίσκει στην τοποθεσία SYMPHONIE2008. Ο χρήστης μπορεί να αναπαράγει ένα τρέξιμο αντικαθιστώντας το bathy\_nested.dat με αρχείο βαθυμετρίας που διατηρεί τη συνέχεια των δύο πλεγμάτων σε επίπεδο οριακών συνθηκών. Η λύση βελτιώνεται τοπικά. Να σημειωθεί ότι, οι παράμετροι του notebook\_bathy που σχετίζονται ομαλά είναι αρχικά για να ξαναελεγχθούν, έπειτα το bathy\_nested είχε λάβει υπόψη τις επιλογές του προηγούμενου τρεξίματος. Δεν απαιτείται ωστόσο να τις ξαναεισάγουμε στα επόμενα τρεξίματα. Συνεπώς, ένα αρχείο bathy\_nested χρησιμοποιείται γενικά με το RMAX=1 στην γραμμή 5 και 0 στην γραμμή 6 του notebook\_bathy.

Παράμετρος αρχείου:

PAR DEFAULT

MLR=NLR=NRLR=3,                    NEST\_MAX=1,                    NEST\_DIM0=0,  
NEST\_DIM1=NEST\_DIM2=NEST\_DIM3=NEST\_DIM4=NEST\_DIM5=NEST\_DIM6=NEST\_DIM7=1

### Notebook\_graph

Το notebook\_graph επιτρέπει να προβλέψουμε τα αποτελέσματα για διαφορετικές μεταβλητές της προσομοίωσης. Τα αποτελέσματα μπορεί να είναι καταχωρημένα

στους χρόνους (IDATE\_OUTPUT=1 γραμμή 3) και μπορούν να προβλεφθούν στις επιλεγμένες ημερομηνίες (IDAT\_OUTPUT=2) που έχουν προσδιοριστεί στην γραμμή 4 (σε ημέρες). Σε κάθε κλίμακα, αντιστοιχεί ένα διαφορετικό αρχείο που αναγνωρίζεται από την ημερομηνία που περιλαμβάνεται στο όνομά του. Το DIRGRAPH (γραμμή 1) υποδεικνύει την τοποθεσία όπου βρίσκονται τα αρχεία. Είναι αρχεία netcdf τύπου συμβατά με το λογισμικό οπτικοποίησης xscan. Περιέχουν πεδία στιγμιότυπων αλλά είναι δυνατό (GRH\_OUT\_MI=1 γραμμή 2), καθότι αφορά το 3D ρεύμα, να ταξινομηθούν τα πεδία στους χρόνους που έχουν παρέλθει έπειτα των προηγούμενων αρχείων. Εάν το GRH\_OUT\_MI=0 το ρεύμα είναι στιγμιαίο. Οι διαφορετικές μεταβλητές της λίστας είναι μέρος των αρχείων εάν η παράμετρος πριν το όνομά τους είναι ίση με 1. Εάν το τελευταίο είναι ίσο με το 0 η μεταβλητή δεν θα είναι στο αρχείο.

### Notebook\_dateoutput

Εάν το IDATE\_OUTPUT (γραμμή 12 στο notebook\_time) είναι ίσο με 2, η λίστα (άπειρο) των ημερομηνιών στο notebook\_dateoutput υποδεικνύει τις ημερομηνίες της δημιουργίας των αρχείων των γραφικών (το notebook\_graph).

Παράμετρος αρχείου: το DIM\_DOF πρέπει να είναι μεγαλύτερο ή ίσο με το πλήθος των ημερομηνιών που βρίσκονται στο notebook\_dateoutput.

### Notebook\_bouees

Το notebook\_bouees επιτρέπει την εισαγωγή των 3D λαγκραζιανών «σωματιδίων» στην προσομοίωση. Το KBOMAX (γραμμή 1) κρατά σταθερό το πλήθος τους (άπειρο). Η αρχικοποίηση συντελεί στον προσδιορισμό της αρχικής θέσης και ημερομηνίας. Η αρχική θέση εκφράζεται σε γεωγραφικό μήκος και πλάτος, βάθος, σε σημεία του πλέγματος (i,j,k), σύμφωνα με το τέταρτο επιχείρημα της θέσης είναι ίσο αντιστοίχως με το 0 (π.χ. γραμμή 3) ή με 1 (π.χ. γραμμή 5). Ένα παράδειγμα της ημερομηνίας (έτος, μήνας, ημέρα, ώρα, λεπτό, δευτερόλεπτο) δίνεται στην γραμμή 4. Η θέση κατά τη διάρκεια της προσομοίωσης αποθηκεύεται σε ξεχωριστά αρχεία (ένα ανά σωματίδιο, όνομα: boueeN.out με το N ο αριθμός του σωματιδίου, τύπος: ascii). Η θέση υπολογίζεται σε κάθε επανάληψη της εσωτερικής λειτουργίας, αλλά μπορεί, για να περιοριστεί το μέγεθος του αρχείου ascii, να 'αραιώσει' την αποθήκευση. Η

περιοδικότητα της καταγραφής δίνεται σε δευτερόλεπτα από το BOUEE\_MODULO (γραμμή 2).

Παράμετρος αρχείου: το NBOMAX πρέπει να είναι μεγαλύτερο ή ίσο με το KBOMAX.

### Notebook\_tracer

Το notebook\_tracer επιτρέπει την εισαγωγή των παθητικών ιχνηθετών στην προσομοίωση. Οι τελευταίοι υπολογίζονται από μία εξίσωση μεταφοράς διάχυσης ανάλογη με εκείνες που χρησιμοποιούνται για τα T και S. Αυτή η εξίσωση περιέχει επιπλέον έναν όρο της κάθετης καθίζησης. Η εξίσωση των παθητικών ιχνηθετών ενεργοποιείται εάν το IMODELTRC=1 (γραμμή 1). Στην αντίθετη περίπτωση το IMODELTRC=0. Μπορούν να χρησιμοποιηθούν πολλαπλές κλάσεις ιχνηθετών. Το πλήθος των κλάσεων υποδεικνύεται από το KBMAX (γραμμή 2). Η ταχύτητα της καθίζησης, αρνητική και σε m/s, δίνεται από το WSED (γραμμές 3,4,5). Μια δυνατή εφαρμογή είναι να αναδείξουμε τις ροές των ποταμών. Για αυτό, δίνεται η τιμή της συγκέντρωσης των ιχνηθετών στις πηγές των ποταμών. Αυτή η τιμή, χωρίς μονάδες, είναι σταθερή αυθαίρετα (π.χ. γραμμές 6-11). Οι τιμές των ιχνηθετών έχουν θεθεί αρχικά μηδενικές, οι μη μηδενικές τιμές είναι οι μόνες συνεισφορές των ποταμών. Άλλες πηγές από τους ποταμούς μπορούν να εισαχθούν. Μπορούν να χρησιμοποιηθούν για την προσομοίωση της απόρριψης ρυπαντών σε θάλασσα. Το KSOMAX (γραμμή 12) υποδεικνύει το πλήθος αυτών των πηγών. Δίνεται η οριζόντια θέση από 3 παραμέτρους, η πρώτη δίνει την συναγωγή της μονάδας (1 εάν η θέση είναι σε γεωγραφικό μήκος και πλάτος, 0 εάν η θέση είναι σε δείκτες i και j). Δίνεται έπειτα η κάθετη θέση (στην πραγματικότητα σε χαμηλότερα επίπεδα και μεγαλύτερες της πηγής). Χρησιμοποιούνται για αυτό τρεις παράμετροι, η πρώτη δίνει την κάθετη συναγωγή της μονάδας (1 σε μέτρα, 0 στον κάθετο δείκτη k). Οι κλάσεις που αφορούν υποδεικνύονται επίσης. Αντιθέτως στα ποτάμια, δεν προσδιορίζουμε μία συγκέντρωση, αλλά μία τάση (σε μονάδες χρόνου σε δευτερόλεπτα). Δίνεται η ημερομηνία εμφάνισης και εξαφάνισης της κάθε πηγής. Επίσης δίνονται και οι ημερομηνίες εμφάνισης και εξαφάνισης για τις διαφορετικές κλάσεις των ιχνηθετών.

Παράμετρος αρχείου: το ONOFF\_BIO=1 (αλλιώς 0), το DIM\_BIO=KBMAX (αλλιώς 1), το BIM\_SOURCE=KSOMAX (αλλιώς 1).



## Notebook\_atlas

Το notebook\_atlas επιτρέπει να γνωρίζουμε τη θέση στο οριζόντιο πλέγμα των θέσεων αναφοράς σε γεωγραφικό μήκος και πλάτος. Αυτή η πληροφορία μπορεί για παράδειγμα να χρησιμοποιηθεί για την παραμετροποίηση της εκβολής των ποταμών στο notebook\_rivers. Το πλήθος των θέσεων δεν είναι περιορισμένο. Ο υπολογισμός επηρεάζεται στην φάση της αρχικοποίησης. Η αντιστοιχία (γεωγραφικό μήκος, γεωγραφικό πλάτος)  $(i,j)$  για κάθε θέση είναι ρυθμισμένη στο συνοπτικό αρχείο messages.