

ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ

Τομέας Πυρηνικής Τεχνολογίας

Διευθυντής: Αν. Καθηγητής Μ.Ι. Αναγνωστάκης

**Ο ΕΚΠΑΙΔΕΥΤΙΚΟΣ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΤΗΣ ΤΟΥ  
ΠΥΡΗΝΙΚΟΥ ΑΝΤΙΔΡΑΣΤΗΡΑ ΠΕΠΙΕΣΜΕΝΟΥ  
ΥΔΑΤΟΣ ΤΥΠΟΥ WWER-1000  
ΜΕΡΟΣ Α': ΑΝΑΣΚΟΠΗΣΗ ΤΩΝ ΣΥΝΙΣΤΩΣΩΝ ΤΟΥ  
ΦΥΣΙΚΟΜΑΘΗΜΑΤΙΚΟΥ ΜΟΝΤΕΛΟΥ ΤΟΥ  
ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΤΗ**

**WWER-1000 NUCLEAR REACTOR SIMULATOR FOR  
EDUCATION  
PART A': OVERVIEW OF SIMULATOR PHYSICO-  
MATHEMATICAL MODEL COMPONENTS**

**ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ ΤΟΥ  
ΒΑΣΙΛΑΚΗ Π. ΣΤΑΜΑΤΙΟΥ**

Σπουδαστή της Σχολής  
Μηχανολόγων Μηχανικών ΕΜΠ

Επίβλεψη: Επικ. Καθηγητής Ν.Π. Πετρόπουλος

ΑΘΗΝΑ 2014

## ΠΙΝΑΚΑΣ ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΩΝ

ΠΡΟΛΟΓΟΣ.....	v
ΠΕΡΙΛΗΨΗ.....	vii
ABSTRACT.....	ix

### ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1

#### ΕΙΣΑΓΩΓΗ

1.1 Γενικά.....	1-1
1.2 Πυρηνικοί Αντιδραστήρες Ισχύος σε ΠΗΣ.....	1-4
1.3 Άλλα χαρακτηριστικά των ΠΑΙ.....	1-7
1.4 Στοιχεία για τους ΠΑΙ τύπου πεπιεσμένου ύδατος.....	1-8
1.5 Στοιχεία για τους ΠΑΙ τύπου ζέοντος ύδατος.....	1-9
1.6 Στοιχεία για τους ΠΑΙ τύπου βαρέως ύδατος τεχνολογίας CANDU.....	1-11
1.7 Στοιχεία για την παγκόσμια χρήση των ΠΑΙ.....	1-12
1.8 Αρχές συστημάτων ελέγχου ΠΑΙ.....	1-14
1.9 Πρακτική λειτουργία συστημάτων ελέγχου ΠΑΙ.....	1-17
1.10 Συγκρότηση προσομοιωτή.....	1-20
Διαγράμματα του 1 <sup>ου</sup> Κεφαλαίου.....	1-24

### ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2

#### ΣΤΟΙΧΕΙΑ ΝΕΤΡΟΝΙΚΗΣ ΟΙΚΟΝΟΜΙΑΣ ΠΥΡΗΝΙΚΩΝ ΑΝΤΙΔΡΑΣΤΗΡΩΝ ΙΣΧΥΟΣ, ΜΕΡΟΣ Α': ΚΙΝΗΤΙΚΗ ΑΝΤΙΔΡΑΣΤΗΡΑ

2.1 Εισαγωγή.....	2-1
2.2 Στοιχεία σημειακής κινητικής νετρονίων για τον αντιδραστήρα απείρων διαστάσεων.....	2-2
2.2.1 Γενικά για την κινητική.....	2-2
2.2.2 Κινητική αντιδραστήρα αποκλειστικά με ακαριαία νετρόνια.....	2-4
2.2.3 Κινητική αντιδραστήρα με καθυστερημένα νετρόνια.....	2-6
2.3 Στοιχεία σημειακής κινητικής νετρονίων για τον αντιδραστήρα περιορισμένων διαστάσεων.....	2-14
2.4 Στοιχεία χωρικής κινητικής νετρονίων για τον αντιδραστήρα περιορισμένων διαστάσεων.....	2-15
2.5 Εξομοίωση χωρικής κινητικής στον προσομοιωτή του WWER-1000.....	2-16
2.5.1 Γενικά.....	2-16

2.5.2 Αριθμητικό μοντέλο.....	2-17
2.6 Σχόλια και παρατηρήσεις.....	2-25
Διαγράμματα του 2 <sup>ου</sup> Κεφαλαίου.....	2-26
Πίνακες του 2 <sup>ου</sup> Κεφαλαίου.....	2-29

### ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3

#### ΣΤΟΙΧΕΙΑ ΝΕΤΡΟΝΙΚΗΣ ΟΙΚΟΝΟΜΙΑΣ ΠΥΡΗΝΙΚΩΝ ΑΝΤΙΔΡΑΣΤΗΡΩΝ ΙΣΧΥΟΣ, ΜΕΡΟΣ Β': ΑΝΑΛΥΣΗ ΑΝΤΙΔΡΑΣΤΙΚΟΤΗΤΑΣ

3.1 Εισαγωγή.....	3-1
3.2 Εξάρτηση της αντιδραστικότητας από τη θερμοκρασία.....	3-2
3.2.1 Γενικά.....	3-2
3.2.2 Θερμοκρασιακοί συντελεστές αντιδραστικότητας.....	3-4
3.3 Εξάρτηση της αντιδραστικότητας από τη σύνθεση και τον τύπο.....	3-6
3.3.1 Αντιδραστικότητα και σύνθεση αντιδραστήρα.....	3-6
3.3.2 Αντιδραστικότητα και αντιδραστήρες τύπου CANDU.....	3-7
3.3.3 Παραδείγματα ανάδρασης αντιδραστικότητας.....	3-8
3.4 Αντιδραστικότητα και κατανάλωση σχάσιμων πυρήνων.....	3-9
3.5 Αντιδραστικότητα και παραγωγή δηλητηρίων.....	3-12
3.5.1 Γενικά.....	3-12
3.5.2 Δηλητηρίαση με ξένον-135.....	3-12
3.5.3 Δηλητηρίαση με σαμάριο-149.....	3-14
3.5.4 Σχέση αντιδραστικότητας και δηλητηρίων.....	3-15
3.5.5 Άμεση εκκίνηση αντιδραστήρα μετά από σβέση.....	3-17
3.6 Ποσοτική περιγραφή σχέσης αντιδραστικότητας και θερμοκρασίας.....	3-19
3.6.1 Γενικά.....	3-19
3.6.2 Σχέση αντιδραστικότητας και θερμοκρασίας υπό σταθερές $\sigma$ .....	3-20
3.6.3 Συμβολή των μεταβολών $\sigma_a$ και $\sigma_s$ στην αντιδραστικότητα.....	3-22
3.6.4 Σύνοψη.....	3-24
3.7 Εξομοίωση μεταβολών αντιδραστικότητας στον προσομοιωτή του WWER-1000.....	3-24
3.7.1 Γενικά.....	3-24
3.7.2 Επίδραση του Xe-135.....	3-25
3.7.3 Επίδραση του Sm-149.....	3-26

3.7.4 Η επίδραση της κατανάλωσης του καυσίμου.....	3-26
3.7.5 Η επίδραση της θερμοκρασίας .....	3-27
3.7.6 Η επίδραση της επώασης .....	3-27
3.8 Παρατηρήσεις και σχόλια .....	3-27
Διαγράμματα του 3 <sup>ου</sup> Κεφαλαίου.....	3-29
Πίνακες του 3 <sup>ου</sup> Κεφαλαίου.....	3-34

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4

### ΣΤΟΙΧΕΙΑ ΘΕΡΜΟΔΥΝΑΜΙΚΗΣ ΚΑΙ ΜΕΤΑΔΟΣΗΣ ΘΕΡΜΟΤΗΤΑΣ ΠΥΡΗΝΙΚΩΝ ΑΝΤΙΔΡΑΣΤΗΡΩΝ ΙΣΧΥΟΣ

4.1 Εισαγωγή .....	4-1
4.2 Στοιχεία από τη θεωρία των θερμοδυναμικών κύκλων .....	4-2
4.3 Σύνοψη παραγωγής και μετάδοσης θερμότητας.....	4-6
4.4 Αγωγή θερμότητας σε ράβδο πυρηνικού καυσίμου .....	4-7
4.5 Συναγωγή θερμότητας προς το ψυκτικό μέσο .....	4-14
4.6 Περιορισμοί για τις μέγιστες θερμοκρασίες.....	4-18
4.7 Άλλοι περιορισμοί για το ψυκτικό μέσο .....	4-20
4.8 Εκτίμηση του συντελεστή συναγωγής .....	4-21
4.9 Πτώση πίεσης ψυκτικού.....	4-24
4.10 Ισχύς αντλιών κυκλοφορίας πυρήνα .....	4-27
4.11 Βαθμός απόδοσης αντιδραστήρα.....	4-28
4.12 Παρατηρήσεις και σχόλια .....	4-28
Διαγράμματα του 4 <sup>ου</sup> Κεφαλαίου.....	4-30
Πίνακες του 4 <sup>ου</sup> Κεφαλαίου.....	4-33

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5

### ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΟ ΜΟΝΤΕΛΟ ΡΕΥΣΤΟΜΗΧΑΝΙΚΗΣ ΚΑΙ ΜΕΤΑΦΟΡΑΣ ΘΕΡΜΟΤΗΤΑΣ ΚΑΙ ΜΑΖΑΣ

5.1 Εισαγωγή .....	5-1
5.2 Θερμοϋδραυλικοί περιορισμοί.....	5-2
5.3 Ιδιότητες διφασικού μίγματος .....	5-6
5.4 Συντελεστής συναγωγής.....	5-8
5.5 Εξισώσεις συνέχειας διφασικού μίγματος .....	5-11
5.6 Αριθμητικό μοντέλο ρευστομηχανικής.....	5-12

5.7 Μοντέλο παραγωγής ισχύος .....	5-16
5.8 Παρατηρήσεις και σχόλια .....	5-18
Πίνακες του 5 <sup>ου</sup> Κεφαλαίου.....	4-33

## **ΚΕΦΑΛΑΙΟ 6**

### **ΜΟΝΙΜΗ ΚΑΤΑΣΤΑΣΗ ΛΕΙΤΟΥΡΓΙΑΣ ΑΝΤΙΔΡΑΣΤΗΡΑ WWER-1000 ΜΕ ΒΑΣΗ ΤΟ ΦΥΣΙΚΟΜΑΘΗΜΑΤΙΚΟ ΜΟΝΤΕΛΟ ΤΟΥ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΤΗ**

6.1 Εισαγωγή .....	6-1
6.2 Χωρικό και χρονικό βήμα προσομοίωσης .....	6-2
6.2.1 Χωρικό βήμα .....	6-2
6.2.2 Σύνθεση ομογενούς αντιδραστήρα WWER-1000 χωρίς ράβδους ελέγχου..	6-3
6.2.3 Σύνθεση εικονικής ράβδου ελέγχου.....	6-10
6.2.4 Χρονικό βήμα .....	6-12
6.3 Νετρονική οικονομία ανά κόμβο.....	6-13
6.4 Ενεργειακή ανάλυση ανά κόμβο .....	6-17
6.4.1 Θερμοφυσικές ιδιότητες υλικών πυρήνα.....	6-17
6.4.2 Αύξηση θερμοκρασίας στον πυρήνα & πεδίο θερμοκρασίας κατά κόμβο.	6-18
6.4.3 Πτώση πίεσης στον πυρήνα & πεδίο πίεσης κατά κόμβο .....	6-23
6.5 Παρατηρήσεις και Σχόλια .....	6-25
Πίνακες του 6 <sup>ου</sup> Κεφαλαίου.....	6-27
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ.....	Π-1
ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ .....	B-1

## ΠΡΟΛΟΓΟΣ

Οι πυρηνικοί αντιδραστήρες παραγωγής ηλεκτρικής ισχύος που βασίζονται στην Πυρηνική Τεχνολογία της σχάσης με θερμικά νετρόνια, συμβάλλουν σημαντικά στο ενεργειακό μίγμα ηλεκτροπαραγωγής του πλανήτη μας ήδη από τη δεκαετία του 1970. Σήμερα (2014) το ποσοστό της συμβολής αυτής έχει όχι μόνο σταθεροποιηθεί αλλά εμφανίζει και τάσεις σημαντικής αύξησης τόσο για τεχνοοικονομικούς λόγους όσο και διότι αυτή η πηγή ενέργειας δεν επιβαρύνει το περιβάλλον με εκπομπές αερίων θερμοκηπίου. Στο πλαίσιο αυτό αυξάνονται οι φοιτητές και οι μηχανικοί που ασχολούνται με την Πυρηνική Τεχνολογία ως παραγωγό ενέργειας.

Η παρούσα Διπλωματική Εργασία ασχολείται, όπως και ο τίτλος της προσδιορίζει, με τη θεωρητική εξέταση ενός εκπαιδευτικού προσομοιωτή πυρηνικού αντιδραστήρα τεχνολογίας πεπιεσμένου ύδατος τύπου WWER-1000. Ο προσομοιωτής αυτός αναπτύχθηκε για εκπαιδευτικούς σκοπούς, με χρηματοδότηση από τον Διεθνή Οργανισμό Ατομικής Ενέργειας από την εταιρεία που κατασκευάζει τους πραγματικούς προσομοιωτές των αντιδραστήρων τύπου WWER-1000, ώστε να μπορεί να παρέχεται σε προπτυχιακό επίπεδο διδασκαλίας μία πιστή εικόνα της λειτουργίας ενός πυρηνικού αντιδραστήρα σε διάφορες καταστάσεις: (α) κανονικής λειτουργίας, (β) έναυσης, (γ) σβέσης, (δ) έκτακτης σβέσης κλπ. Ο προσομοιωτής αυτός επιλέχθηκε για θεωρητική ανάλυση ως ο πλέον πλήρης από μία σειρά διαθέσιμους εκπαιδευτικούς προσομοιωτές. Υπενθυμίζεται ότι ο αντιδραστήρας WWER-1000, είναι ένας εξαιρετικά επιτυχημένος αντιδραστήρας τύπου πεπιεσμένου ύδατος, ο οποίος αναπτύχθηκε στην τέως Σοβιετική Ένωση και βρίσκεται σε ευρεία και αναπτυσσόμενη εμπορική χρήση μέχρι σήμερα (2014).

Ο εξεταζόμενος προσομοιωτής περιέχει, όπως εξάλλου αναμένεται, τα εξής κύρια μέρη, τα οποία προσομοιώνουν υπολογιστικά την πραγματική λειτουργία: μοντέλο προσομοίωσης οικονομίας νετρονίων - μοντέλο προσομοίωσης κατανάλωσης σχάσιμων πυρήνων - μοντέλο σχηματισμού δηλητηρίων σχάσης ιδιαίτερα κατά τις διαδικασίες κανονικής ή έκτακτης σβέσης - μοντέλο παραγωγής ισχύος από τις σχάσεις - μοντέλο θερμοδυναμικής και θερμοϋδραυλικής - μοντέλο υπολογισμού της επίδρασης της θερμοκρασίας στην αντιδραστικότητα - μοντέλο επαλήθευσης / επιτήρησης της ροής νετρονίων και της θερμοκρασίας σε επιλεγμένα σημεία του αντιδραστήρα, και τέλος μοντέλο εισαγωγής ή αφαίρεσης εξωγενούς αντιδραστικότητας (δηλ. μοντέλο ελέγχου

του αντιδραστήρα). Οι διαδικασίες αυτές περιγράφονται στα βασικά τους σημεία σε διαδοχικά και κατά το δυνατόν αντίστοιχα Κεφάλαια της Διπλωματικής Εργασίας.

Οι εκπαιδευτικοί προσομοιωτές, όπως αυτός που θεωρητικά εξετάζεται εδώ, είναι αυτοί που, δεδομένου του κόστους ενός πραγματικού προσομοιωτή, χρησιμοποιούνται περισσότερο στα εκπαιδευτικά ιδρύματα. Οι εκπαιδευτικοί προσομοιωτές μεταφέρουν στην ουσία τη φιλοσοφία ενός "παιχνιδιού" σε προσωπικό υπολογιστή στην εκπαίδευση της Πυρηνικής Τεχνολογίας και με αυτόν τον τρόπο συμβάλλουν στην καλύτερη και πιο ευχάριστη εκπαίδευση σχετικά με τα φαινόμενα που λαμβάνουν χώρα σε έναν πυρηνικό αντιδραστήρα. Σε αυτόν όπως και σε άλλους παρόμοιους προσομοιωτές η λειτουργία του αντιδραστήρα αποδίδεται σε μία ή περισσότερες οθόνες Η/Υ. Ο εκπαιδευόμενος δίνει εντολές στον αντιδραστήρα μέσω αλληλεπίδρασης με το πληκτρολόγιο και το ποντίκι. Είναι φανερό ότι για τέτοιου επιπέδου προσομοίωση το κόστος είναι περιορισμένο και ο εκπαιδευόμενος λαμβάνει ποιοτικές και ποσοτικές πληροφορίες για την λειτουργία και την απόκριση σε εντολές ενός αντιδραστήρα, αρκετά κοντά –αλλά όχι φυσικά πολύ κοντά ή ακριβώς, στις πραγματικές καταστάσεις ενός αντιδραστήρα τύπου WWER-1000.

Στόχος της Διπλωματικής Εργασίας είναι να εξηγηθεί λεπτομερώς τουλάχιστον κατά τη θεωρητική, βάση, τη δομή και τα χαρακτηριστικά της λειτουργίας (δηλ. κυρίως χωρικά και χρονικά βήματα με σκοπό τη διατήρηση της κρισιμότητας στη μόνιμη κατάσταση πλήρους ισχύος) η συμπεριφορά του, ώστε να χρησιμοποιηθεί με πρώτη ευκαιρία σε μάθημα ή μαθήματα προσομοίωσης αντιδραστήρα τύπου πεπιεσμένου ύδατος, τα οποία μπορούν να οργανωθούν είτε στην αίθουσα διδασκαλίας είτε στο Εργαστήριο Προσωπικών Υπολογιστών της Σχολής Μηχανολόγων Μηχανικών.

### **ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ**

Θα ήθελα να ευχαριστήσω τον επιβλέποντα Επίκουρο Καθηγητή κ. Ν.Π. Πετρόπουλο για τη βοήθειά του καθόλη τη διάρκεια της εκπόνησης της Διπλωματικής Εργασίας και ειδικά για τη συμβολή του στη διαμόρφωση του τελικού κειμένου. Επίσης θα ήθελα να ευχαριστήσω τον Διευθυντή του Τομέα Πυρηνικής Τεχνολογίας Αναπληρωτή Καθηγητή κ. Ε.Π. Χίνη, ο οποίος υπήρξε Διευθυντής του Τομέα Πυρηνικής Τεχνολογίας για το μεγαλύτερο διάστημα της Διπλωματικής μου Εργασίας, για τη διάθεση αναγκαίων υποδομών του Τομέα.

## ΠΕΡΙΛΗΨΗ

# Ο ΕΚΠΑΙΔΕΥΤΙΚΟΣ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΤΗΣ ΤΟΥ ΠΥΡΗΝΙΚΟΥ ΑΝΤΙΔΡΑΣΤΗΡΑ ΠΕΠΙΕΣΜΕΝΟΥ ΥΔΑΤΟΣ ΤΥΠΟΥ WWER-1000 ΜΕΡΟΣ Α': ΑΝΑΣΚΟΠΗΣΗ ΤΩΝ ΣΥΝΙΣΤΩΣΩΝ ΤΟΥ ΦΥΣΙΚΟΜΑΘΗΜΑΤΙΚΟΥ ΜΟΝΤΕΛΟΥ ΤΟΥ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΤΗ

**Διπλωματική Εργασία του Σ. Βασιλάκη**

Για τη διδασκαλία της Πυρηνικής Τεχνολογίας σε προχωρημένο προπτυχιακό επίπεδο όσο και σε πρώιμο μεταπτυχιακό επίπεδο, απαιτείται να μεταδοθούν στον φοιτητή οι βασικές λεπτομέρειες της ασφαλούς λειτουργίας ενός πυρηνικού αντιδραστήρα. Ανάμεσα στους τρόπους που χρησιμοποιούνται για το σκοπό αυτό είναι και η χρήση εκπαιδευτικών προσομοιωτών λειτουργίας πυρηνικών αντιδραστήρων. Για την ευρύτερη διάδοση των εκπαιδευτικών προσομοιωτών στην ανώτερη και ανώτατη εκπαίδευση Πυρηνικής Τεχνολογίας, ο Διεθνής Οργανισμός Ατομικής Ενέργειας (ΔΟΑΕ ή στα αγγλικά ΙΑΕΑ), αποφάσισε να χρηματοδοτήσει την ανάπτυξη εκπαιδευτικών προσομοιωτών για τους κυριότερους τύπους των σημερινών (2014) πυρηνικών αντιδραστήρων ισχύος. Στη συνέχεια διάθεσε τα προϊόντα αυτά δωρεάν στις χώρες – μέλη του και οργάνωσε και επαναλαμβανόμενα εκπαιδευτικά σεμινάρια για τη χρήση τους. Ένας από τους πλέον πλήρης από αυτούς τους εκπαιδευτικούς προσομοιωτές είναι εκείνος του αντιδραστήρα WWER-1000, κυρίως διότι αποτελεί τμήμα του λογισμικού του αντίστοιχου πραγματικού προσομοιωτή και έχει αναπτυχθεί από την ίδια εταιρεία. Ο προσομοιωτής αυτός είναι γενικότερα πολύ χρήσιμος όχι μόνο για την κατανόηση της λειτουργίας ενός πυρηνικού αντιδραστήρα τύπου WWER-1000, αλλά και για την κατανόηση της λειτουργίας πυρηνικών αντιδραστήρων τεχνολογίας πεπιεσμένου ύδατος.

Στα πλαίσια της παρούσας Διπλωματικής Εργασίας, διερευνάται η θεωρητική βάση, η δομή και η λειτουργία του υπόψη προσομοιωτή στην μόνιμη κατάσταση υπό πλήρη ισχύ, προκειμένου να εξηγηθεί λεπτομερώς τουλάχιστον κατά το μέρος αυτό, η συμπεριφορά του, ώστε να χρησιμοποιηθεί σε μαθήματα προσομοίωσης αντιδραστήρα τύπου πεπιεσμένου ύδατος, τα οποία μπορούν να οργανωθούν είτε στην αίθουσα διδασκαλίας είτε στο Εργαστήριο Προσωπικών Υπολογιστών της Σχολής Μηχανολόγων Μηχανικών. Για το σκοπό αυτό εξετάζονται χονδρικά οι εξισώσεις που περιγράφουν την μεταφορά θερμικών νετρονίων του αντιδραστήρα που χρησιμοποιούνται στον



εκπαιδευτικό προσομοιωτή, με βάση τις οποίες μεταβάλλεται η ροή νετρονίων και όταν ο αντιδραστήρας λειτουργεί ως κρίσιμος. Επιπλέον παρουσιάζονται οι κύριοι παράγοντες που επηρεάζουν την αντιδραστικότητα και επομένως και την περίοδο του αντιδραστήρα, η οποία παίζει σημαντικό ρόλο στο σύστημα εξισώσεων οικονομίας νετρονίων. Τέτοιοι παράγοντες είναι οι αλλαγές της θερμοκρασίας, η ανάπτυξη δηλητηρίων της σχάσεως, και η μείωση λόγω κατανάλωσης, της συγκέντρωσης σχάσιμων πυρήνων στο μίγμα του αντιδραστήρα. Η ανάλυση αντιδραστικότητας γίνεται για μία ενεργειακή ομάδα νετρονίων, τα θερμικά νετρόνια και για ομογενή αντιδραστήρα θερμικών νετρονίων με καύσιμο φυσικό ή ελαφρά εμπλουτισμένο Ουράνιο, με επιβραδυντή ελαφρύ νερό. Δίνονται επίσης θεωρητικά στοιχεία από τη θερμοδυναμική και την μετάδοση θερμότητας στον πυρήνα του αντιδραστήρα. Τα στοιχεία αυτά είναι αναγκαία και στο επίπεδο της προσομοίωσης του αντιδραστήρα WWER-1000, διότι επιτρέπουν τον υπολογισμό των θερμοκρασιών στον πυρήνα, οι οποίες έχουν, όπως παρουσιάστηκε, σημαντική επίδραση στην αντιδραστικότητα. Ως αναπόσπαστο μέρος της εξέτασης των θερμοκρασιών στον πυρήνα διατυπώνεται ένα προσεγγιστικό αριθμητικό μοντέλο ρευστομηχανικής και μεταφοράς θερμότητας και μάζας για έναν αντιδραστήρα πεπιεσμένου ύδατος, στο οποίο φυσικά λαμβάνονται υπόψη οι εξισώσεις διατήρησης, ο τρόπος που παράγεται η ενέργεια από τις σχάσεις στο πυρηνικό καύσιμο, η θερμοκρασία στα διάφορα σημεία του πυρήνα εξαιτίας της μετάδοση θερμότητας από το περίβλημα των ράβδων προς το ψυκτικό μέσο, οι θερμοφυσικές ιδιότητες του ψυκτικού μέσου και ο χρόνος. Τέλος διερευνάται η προσομοίωση ενός αντιδραστήρα WWER-1000 με πλήρη ισχύ, δηλαδή σε κατάσταση κρισιμότητας με πλήρη ισχύ και μάλιστα λίγο μετά την εκκίνησή του με νέο καύσιμο με βάση τις συνθήκες λειτουργίας σε μόνιμη κατάσταση. Για το σκοπό αυτό εξετάζεται το χωρικό και το χρονικό βήμα που μπορεί να δέχεται η προσομοίωση, της οποίας αναπτύχθηκαν τα θεωρητικά σημεία, η διατήρηση νετρονίων ανά στοιχειώδη όγκο, και η ενεργειακή ανάλυση ανά στοιχειώδη όγκο, για τον υπολογισμό των αναπτυσσόμενων θερμοκρασιών στο πυρηνικό καύσιμο, το περίβλημα της ράβδου του πυρηνικού καυσίμου και το ψυκτικό μέσο. Ο σκοπός φυσικά είναι η παρατήρηση κυρίως του αναπτυσσόμενου πεδίου θερμοκρασιών σε όλα τα κύρια υλικά του πυρήνα, ως τον σημαντικότερο παράγοντα που καθορίζει την αντοχή του πυρήνα.

## **ABSTRACT**

# **WWER-1000 NUCLEAR REACTOR SIMULATOR FOR EDUCATION**

## **PART A': OVERVIEW OF SIMULATOR PHYSICO- MATHEMATICAL MODEL COMPONENTS**

**Diploma Dissertation of S. Vasilakis**

An effective education in Nuclear Engineering in advanced undergraduate or even in early postgraduate levels has to give students all basic details regarding the safe operation of a nuclear reactor. One of the methods used to achieve this purpose is the employment of educational nuclear reactor simulators. The International Atomic Energy Agency (IAEA), in order to further support the use of such simulators in nuclear engineering education, has financed their development for the main types of today's (2014) nuclear power reactors. Subsequently, IAEA distributed these products to the member states and repeatedly organized seminars to demonstrate their usage. The WWER-1000 pressurized water nuclear reactor simulator is one of the most complete out of these simulators series, mainly because it has been developed by the same company, which supports the actual simulators for this type of reactors. This simulator has proven very useful, not only for better understanding the operation of the WWER-1000 reactor, but also for the understanding of the operation of all reactors of the pressurized water technology.

In the framework of this Dissertation, the theoretical basis, the structure and the operation of this educational simulator is investigated for the case of steady-state full power, so as to facilitate a detailed explanation of its performance. This could be proven very useful if the simulator is to be used in a simulation course for PWR nuclear power reactor, which could be organized in class or in the PC Lab of the School of Mechanical Engineering of NTUA. To this end, within this Dissertation, the generic transport equations for thermal neutrons used in the simulator are closely examined. These equations can be used to describe the variations of neutron flux even in the steady-state operation. The main factors which influence reactivity and reactor period are also presented. These factors play an important role to the solution of the system of equations governing reactor neutron economy. Main such factors are: temperature variations,

fission poisons, and fuel burn-up. The reactivity analysis is considered for one-speed thermal neutrons only, for a thermal homogeneous bare reactor, in which the fuel is natural or low enriched uranium and the moderator is light water. The analysis is further supported by thermodynamic and heat transfer considerations. These considerations are essential to the simulator, since they allow for the calculation of the reactor core temperatures, which play an important role with regard to reactivity. Core temperatures are considered as a part of an approximate fluid mechanics model, which takes into account conservation laws, the way energy is produced from fission in the nuclear fuel, the temperature at the outside of the nuclear fuel rods cladding, the thermophysical properties of the coolant, the heat transfer from the rods to the coolant and also time. Finally, the operational conditions of a WWER-1000 reactor performing in full power and in steady-state using fresh fuel are considered for simulation. To this end, the spatial and time resolution of the simulation is further reviewed along with the resulting temperatures in the fuel, at the cladding and in the coolant. The main purpose of this final overview is to observe the developed temperature field in all main reactor core components, as the decisive factor regarding the mechanical strength of the core.

# ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1

## ΕΙΣΑΓΩΓΗ

### 1.1 Γενικά

Μέχρι σήμερα, η πλειοψηφία των πυρηνικών αντιδραστήρων, που έχουν κατασκευαστεί παγκοσμίως, έχουν σχεδιαστεί για την παραγωγή ηλεκτρικής ενέργειας και ονομάζονται Πυρηνικοί Αντιδραστήρες Ισχύος (ΠΑΙ). Οι ηλεκτροπαραγωγοί σταθμοί που χρησιμοποιούν πυρηνικούς αντιδραστήρες για την παραγωγή ηλεκτρικής ενέργειας λέγονται Πυρηνοληλεκτρικοί Σταθμοί (ΠΗΣ). Μερικοί άλλοι μεγάλοι αντιδραστήρες έχουν κατασκευαστεί για την παραγωγή πλουτωνίου 239, και πολλοί μικρότεροι αντιδραστήρες έχουν κατασκευαστεί για έρευνα, παραγωγή ισοτόπων και ως δοκιμαστικοί για μεγαλύτερους αντιδραστήρες παραγωγής ενέργειας. Η πραγματικότητα όμως είναι ότι η πιο σημαντική εφαρμογή των πυρηνικών αντιδραστήρων είναι η παραγωγή ηλεκτρικής ενέργειας. Η μεγάλη προσπάθεια που έχει αφιερωθεί για την έρευνα και ανάπτυξη των ΠΑΙ και ιδιαίτερα αυτών που λειτουργούν με θερμικά νετρόνια, μπορεί να αιτιολογηθεί, διότι δίνει την ευκαιρία να χρησιμοποιηθούν ως καύσιμα για παραγωγή ενέργειας τα τεράστια παγκόσμια αποθέματα ουρανίου και θορίου.

Για τους σκοπούς της μελέτης, της κατασκευής και της αποδοτικής λειτουργίας των ΠΑΙ, έχει διαμορφωθεί συγκεκριμένος κλάδος της Μηχανολογικής Επιστήμης, ο οποίος ονομάζεται στα ελληνικά "Πυρηνική Τεχνολογία" από την ελεύθερη μετάφραση του αγγλικού όρου "Nuclear Engineering". Η Πυρηνική Τεχνολογία θεωρείται γνωστικό αντικείμενο Μηχανολόγου Μηχανικού, το οποίο συνθέτει βασικά και εφαρμοσμένα γνωστικά πεδία της Μηχανολογικής Επιστήμης, όπως για παράδειγμα η Θερμοδυναμική, η Μετάδοση Θερμότητας, η Θερμοϋδραυλική Ανάλυση, η Μηχανική Ρευστών, η Υδροδυναμική, τα Συστήματα Αυτομάτου Ελέγχου, οι Μηχανολογικές Κατασκευές, τα Τεχνικά Υλικά, η Αντοχή των Υλικών και άλλα, με βασικά και εφαρμοσμένα γνωστικά αντικείμενα κυρίως από την Πυρηνική Φυσική και την μελέτη των πυρηνικών αντιδράσεων με νετρόνια. Η Πυρηνική Τεχνολογία διδάσκεται παγκοσμίως στα Πανεπιστήμια και τα Πολυτεχνεία ως μέρος της Μηχανολογικής Επιστήμης, τόσο σε προπτυχιακό όσο και σε μεταπτυχιακό επίπεδο. Στο ΕΜΠ, η Πυρηνική Τεχνολογία

διδάσκεται συνεχώς στη Σχολή Μηχανολόγων Μηχανικών, από τον Τομέα Πυρηνικής Τεχνολογίας, από το μέσον της δεκαετίας του 1960.

Για τη διδασκαλία της Πυρηνικής Τεχνολογίας σε προχωρημένο προπτυχιακό επίπεδο όσο και σε πρώιμο μεταπτυχιακό επίπεδο, απαιτείται να μεταδοθούν στον φοιτητή οι βασικές λεπτομέρειες της λειτουργίας ενός πυρηνικού αντιδραστήρα. Ανάμεσα στους τρόπους που χρησιμοποιούνται γενικά (αλλά όχι ακόμα στο ΕΜΠ) για το σκοπό αυτό είναι και η χρήση προσομοιωτών λειτουργίας. Οι προσομοιωτές χωρίζονται σε τρεις πολύ μεγάλες κατηγορίες: (α) τους πραγματικούς, (β) τους κώδικες ελέγχου λειτουργίας και (γ) τους εκπαιδευτικούς.

Οι πραγματικοί προσομοιωτές, προσομοιώνουν ακριβώς έναν ΠΗΣ σε όλες του τις λεπτομέρειες, για όλες τις παραμέτρους λειτουργίας και για όλες τις δυνατές καταστάσεις: κανονικής λειτουργίας, έναρξης, σβέσης, έκτακτης σβέσης ή έκτακτης ανάγκης. Αυτό γίνεται με τη χρήση ενός εικονικού κέντρου ελέγχου αντιδραστήρα το οποίο είναι κατασκευασμένο στις φυσικές διαστάσεις του πραγματικού κέντρου ελέγχου και διαθέτει ακριβώς όλον τον εξοπλισμό του πραγματικού κέντρου. Ο εκπαιδευόμενος σε πραγματικό προσομοιωτή στην ουσία δεν αντιλαμβάνεται ότι βρίσκεται σε εικονικό περιβάλλον και εκπαιδεύεται να αντιδρά με την υπόθεση ότι πίσω από το εικονικό κέντρο ελέγχου βρίσκεται πράγματι ο αντιδραστήρας. Στην ουσία πίσω από το εικονικό κέντρο ελέγχου βρίσκεται ένας κώδικας Η/Υ. Γίνεται αντιληπτό ότι το κόστος ενός πραγματικού προσομοιωτή είναι πολύ σημαντικό. Ελάχιστα εκπαιδευτικά ιδρύματα έχουν την δυνατότητα να διαθέσουν πιστώσεις για τέτοιας μεγάλης κλίμακας επένδυση. Οι πραγματικοί προσομοιωτές βρίσκονται συνήθως τοποθετημένοι στα εκπαιδευτικά κέντρα των ΠΗΣ και απασχολούνται για τη εκπαίδευση των χειριστών ενός πυρηνικού αντιδραστήρα.

Οι κώδικες ελέγχου λειτουργίας είναι στην ουσία πολύ καλύτεροι κώδικες Η/Υ σε σχέση με αυτούς που τρέχουν πίσω από το εικονικό κέντρο ελέγχου. Η προσομοίωση αντιδραστήρα που γίνεται με τη χρήση τους είναι πολύ πιο ακριβής, αλλά και εξαιρετικά χρονοβόρα. Επιπλέον απουσιάζει το εικονικό περιβάλλον αλληλεπίδρασης με τον εκπαιδευόμενο. Οι εντολές δίνονται στους κώδικες μέσω απλού τερματικού και ενός στοιχειώδους γραφικού περιβάλλοντος ου και αυτό δεν υπάρχει πάντα. Με παρόμοιο τρόπο λαμβάνεται και η απόκριση του κώδικα. Το κοινό στο οποίο απευθύνεται αυτός ο τρόπος προσομοίωσης είναι πολύ περιορισμένο και πολύ εξειδικευμένο, διότι τέτοιες

ακριβείς προσομοιώσεις χρησιμοποιούνται για την εξασφάλιση της άδειας λειτουργίας ενός αντιδραστήρα. Ως εκ τούτου, οι κώδικες ελέγχου λειτουργίας χρησιμοποιούνται πολύ περιορισμένα για εκπαίδευση σε αντιδραστήρες.

Τέλος, οι εκπαιδευτικοί προσομοιωτές είναι αυτοί που, δεδομένου του κόστους ενός πραγματικού προσομοιωτή, χρησιμοποιούνται περισσότερο στα εκπαιδευτικά ιδρύματα. Οι εκπαιδευτικοί προσομοιωτές μεταφέρουν στην ουσία τη φιλοσοφία ενός "παιχνιδιού" σε προσωπικό υπολογιστή στην εκπαίδευση της Πυρηνικής Τεχνολογίας. Σε αυτούς τους προσομοιωτές η λειτουργία του αντιδραστήρα αποδίδεται σε μία ή περισσότερες οθόνες Η/Υ. Ο εκπαιδευόμενος δίνει εντολές στον αντιδραστήρα μέσω αλληλεπίδρασης με το πληκτρολόγιο και το ποντίκι. Είναι φανερό ότι για τέτοιου επιπέδου προσομοίωση το κόστος είναι περιορισμένο και ο εκπαιδευόμενος λαμβάνει ποιοτικές και ποσοτικές πληροφορίες για την λειτουργία και την απόκριση σε εντολές ενός αντιδραστήρα, αρκετά κοντά –αλλά όχι φυσικά πολύ κοντά ή ακριβώς, στις πραγματικές καταστάσεις. Εκπαιδευτικοί προσομοιωτές υπάρχουν αρκετοί για σχεδόν όλους τους σημερινά διαθέσιμους τύπους αντιδραστήρων. Παρόλα αυτά το κόστος τους, μολονότι μικρό, δεν είναι αμελητέο.

Για την ευρύτερη διάδοση των εκπαιδευτικών προσομοιωτών στην ανώτερη και ανώτατη εκπαίδευση Πυρηνικής Τεχνολογίας, ο Διεθνής Οργανισμός Ατομικής Ενέργειας (ΔΟΑΕ ή στα αγγλικά IAEA από το International Atomic Energy Agency), αποφάσισε να αγοράσει τα δικαιώματα των κυριότερων από αυτούς και να χρηματοδοτήσει την ανάπτυξη εκπαιδευτικών προσομοιωτών για ορισμένους αντιδραστήρες θερμικών νετρονίων για τους οποίους δεν υπήρχαν διαθέσιμοι. Στη συνέχεια διάθεσε τα προϊόντα αυτά δωρεάν στις χώρες – μέλη του και οργάνωσε και επαναλαμβανόμενα εκπαιδευτικά σεμινάρια για τη χρήση τους. Ως αποτέλεσμα ο ΔΟΑΕ διαθέτει σήμερα δωρεάν τους ακόλουθους εκπαιδευτικούς προσομοιωτές πυρηνικών αντιδραστήρων θερμικών νετρονίων:

- Ζέοντος Ύδατος
- Πεπιεσμένου Ύδατος
- CANDU, και
- WWER-1000

Από τον Τομέα Πυρηνικής Τεχνολογίας του ΕΜΠ, στους προσομοιωτές αυτούς έχει εκπαιδευτεί σε 15νήμερο σεμινάριο που έλαβε χώρα τον Οκτώβριο του 2009 στο

International Center for Theoretical Physics (ICTP) στη Τεργέστη της Ιταλίας, ο Επίκουρος Καθηγητής Ν. Πετρόπουλος.

Σύμφωνα με την προσωπική γνώμη του κ. Πετρόπουλου, ο πλέον πλήρης από αυτούς τους εκπαιδευτικούς προσομοιωτές είναι εκείνος του αντιδραστήρα WWER-1000, κυρίως διότι αποτελεί τμήμα του λογισμικού του αντίστοιχου πραγματικού προσομοιωτή και έχει αναπτυχθεί από την ίδια εταιρεία. Υπενθυμίζεται ότι ο αντιδραστήρας WWER-1000, είναι ένας εξαιρετικά επιτυχημένος αντιδραστήρας τύπου πεπιεσμένου ύδατος, ο οποίος αναπτύχθηκε στην τέως Σοβιετική Ένωση και βρίσκεται σε ευρεία και αναπτυσσόμενη εμπορική χρήση μέχρι σήμερα (2014).

Στα πλαίσια της παρούσας Διπλωματικής Εργασίας (ΔΕ), διερευνάται η θεωρητική βάση, η δομή και η λειτουργία του υπόψη προσομοιωτή στην μόνιμη κατάσταση υπό πλήρη ισχύ, προκειμένου να εξηγηθεί λεπτομερώς τουλάχιστον κατά το μέρος αυτό, η συμπεριφορά του, ώστε να χρησιμοποιηθεί με πρώτη ευκαιρία σε μάθημα ή μαθήματα προσομοίωσης αντιδραστήρα τύπου πεπιεσμένου ύδατος, τα οποία μπορούν να οργανωθούν είτε στην αίθουσα διδασκαλίας είτε στο Εργαστήριο Προσωπικών Υπολογιστών της Σχολής Μηχανολόγων Μηχανικών.

Στη συνέχεια της ΔΕ, όταν αναφέρεται η έννοια πυρηνικός αντιδραστήρας, θα εννοείται πάντοτε αντιδραστήρας τεχνολογίας θερμικών νετρονίων.

## **1.2 Πυρηνικοί Αντιδραστήρες Ισχύος σε ΠΗΣ**

Σε έναν Πυρηνοληλεκτρικό Σταθμό, ο πυρηνικός αντιδραστήρας ισχύος είναι το βασικότερο μέρος του και παίζει το ρόλο της πηγής θερμότητας που χρησιμεύει για την πρόσδοση ενθαλπίας στο νερό ως εργαζόμενο μέσο ενός θερμοδυναμικού κύκλου Rankine. Υπάρχουν φυσικά πολλές δυνατές παραλλαγές ΠΑΙ που μπορούν να χρησιμοποιηθούν για το σκοπό αυτό, ανάλογα με την επιλογή του καυσίμου, του επιβραδυντή και του ψυκτικού μέσου. Όπως είναι γνωστό ο πυρήνας του ΠΑΙ αποτελείται από ένα ετερογενές μίγμα πυρηνικού καυσίμου και επιβραδυντή, στο οποίο το καύσιμο είναι τοποθετημένο συνήθως μέσα σε κυλινδρικές μεταλλικές ράβδους μικρής διαμέτρου (~9-12 mm) ή λεπτές ορθογώνιες παραλληλεπίπεδες πλάκες μήκους 3-4 m βυθισμένες κατακόρυφα μέσα σε στερεό ή υγρό επιβραδυντή (συνήθως γραφίτη ή ελαφρύ ή βαρύ νερό) και σε μικρές αποστάσεις μεταξύ τους ακολουθώντας το μοτίβο ορθογώνιου ή τριγωνικού κανάβου. Οι κυλινδρικές ράβδοι θερμαίνονται από τις σχάσεις

που γίνονται στο πυρηνικό καύσιμο και η παραγόμενη θερμότητα απάγεται με κατάλληλο υγρό ψυκτικό μέσο –συνήθως νερό- στην κατάλληλη υψηλή πίεση από περίπου 70 έως περίπου 150 bar ανάλογα με τον τύπο του αντιδραστήρα. Εάν ο επιβραδυντής είναι στερεός όπως ο γραφίτης, το ψυκτικό μέσο ρέει στα διάκενα ανάμεσα στον επιβραδυντή και στις ράβδους του πυρηνικού καυσίμου. Ο τυπικός όγκος του μέρους του πυρήνα που ορίζεται κατά μήκος ενός ορθογωνίου ή τριγώνου στοιχείου του κανάβου ονομάζεται κανάλι ψύξης. Εάν ο επιβραδυντής είναι σε υγρή μορφή (ελαφρύ ή βαρύ νερό), αυτός μπορεί να λειτουργήσει και ως ψυκτικό μέσο και να κυκλοφορεί μέσα στον πυρήνα. Κατά κανόνα ο πυρήνας βρίσκεται τοποθετημένος εντός δοχείου πίεσης από χάλυβα, του οποίου οι λειτουργίες είναι να περικλείει τον επιβραδυντή και το ψυκτικό μέσο και να στηρίζει τις ράβδους με το πυρηνικό καύσιμο στις κατάλληλες θέσεις μέσα στον πυρήνα. Όπως αναφέρθηκε στο εσωτερικό του δοχείου πίεσης, η πίεση του ψυκτικού νερού μπορεί να φτάσει μέχρι και 150 bar, για να επιτρέπει υψηλές θερμοκρασίες με ελεγχόμενη ατμοποίηση ή χωρίς καμία ατμοποίηση. Το ψυκτικό μέσο νερό κυκλοφορεί μέσα στον πυρήνα συνήθως σε κατακόρυφη ροή από κάτω προς τα πάνω.

Στους πυρηνικούς αντιδραστήρες τύπου ζέοντος ύδατος το ψυκτικό μέσο είναι ταυτόχρονα και εργαζόμενο, από αυτό παραλαμβάνεται δηλαδή και μηχανικό έργο με τη βοήθεια ενός θερμοδυναμικού κύκλου Rankine. Για το σκοπό αυτό η θερμότητα που προσδίδεται στο ψυκτικό μέσο σε αυτούς τους αντιδραστήρες σε συνδυασμό με τη χαμηλότερη πίεση των 70 bar, στην οποία γίνεται αυτή η διεργασία, μετατρέπει το ψυκτικό νερό σε κορεσμένο ατμό στο άνω μέρος του πυρήνα. Ο ατμός αυτός εκτονώνεται σε κατάλληλες στροβιλογεννήτριες για την παραγωγή ηλεκτρισμού, ψύχεται για να υγροποιηθεί και επιστρέφει στο κάτω μέρος του πυρήνα στην ίδια πίεση των 70 bar με τη βοήθεια τροφοδοτικών αντλιών πολύ μεγάλης ισχύος.

Στους πυρηνικούς αντιδραστήρες τύπου πεπιεσμένου ύδατος το ψυκτικό μέσο νερό δεν είναι και εργαζόμενο. Απλά κυκλοφορεί μέσα στον πυρήνα παραμένοντας υγρό σε υψηλή πίεση περί τα 150 bar, με τη βοήθεια αντλιών κυκλοφορίας μικρής σχετικά ισχύος. Κατά τη κυκλική διαδρομή του έξω από τον πυρήνα σε κλειστό κύκλωμα το ψυκτικό νερό μεταδίδει τη θερμότητα που παραλαμβάνει από το πυρηνικό καύσιμο σε άλλο εργαζόμενο μέσο συνήθως πάλι νερό με τη βοήθεια εναλλακτών θερμότητας. Τυχόν διαστολές ή συστολές του ψυκτικού νερού εντός του κλειστού κυκλώματος οι



οποίες ενέχουν τον κίνδυνο ρήξης των σωληνώσεων και του δοχείου πίεσης λόγω απειρισμού της πίεσης ή ατμοποίησης του ψυκτικού νερού λόγω μείωσης πίεσης αντισταθμίζονται από ειδικό δοχείο διαστολής που ονομάζεται καταθλίπτης. Δεδομένου ότι το εργαζόμενο νερό ατμοποιείται προς κορεσμένο ή ελαφρά υπέρθερμο ατμό εντός των εναλλακτών, σε πίεση περίπου  $70 \text{ bar}$ , προκειμένου από αυτό να παραληφθεί μηχανικό έργο με τη βοήθεια ενός θερμοδυναμικού κύκλου Rankine, οι εναλλάκτες αυτοί ονομάζονται συνήθως ατμογεννήτριες. Φυσιολογικά υπάρχουν τέσσερα, έξι ή ακόμα και οκτώ συστήματα κυκλοφορίας του ψυκτικού μέσου προς τις ατμογεννήτριες, ώστε αν ένα ή περισσότερα από τα συστήματα αυτά να τεθεί εκτός λειτουργίας λόγω βλάβης, αυτό να μην επηρεάσει την λειτουργία του αντιδραστήρα.

Σημειώνεται ότι σύμφωνα και με την προηγούμενη περιγραφή, οι πυρηνικοί αντιδραστήρες ισχύος είναι στην ουσία συστήματα ατμοποίησης εργαζόμενου μέσου νερού, τα οποία εκτός του ιδιαίτερου τρόπου θέρμανσης που χρησιμοποιούν δεν διαφέρουν κατά τα άλλα από τα συμβατικά συστήματα ατμοπαραγωγής για παραγωγή ηλεκτρικής ενέργειας. Κατασκευαστικοί λόγοι και λόγοι ασφαλείας όμως, επιβάλλουν ο παραγόμενος κορεσμένος ατμός στους ΠΑΙ να μην είναι δυνατόν να υπερθερμαίνεται πριν εισαχθεί στον στρόβιλο ή να αναθερμαίνεται κατά την εκτόνωσή του. Για να καλυφθεί αυτή η αδυναμία σε όλες τις περιπτώσεις ο κορεσμένος ατμός παράγεται σε πίεση  $70 - 75 \text{ bar}$  και θερμοκρασία  $\sim 290 \text{ }^\circ\text{C}$  ώστε η ανώτερη θερμοκρασία του κύκλου Rankine, η οποία εν πολλοίς καθορίζει και το βαθμό απόδοσης να είναι ικανοποιητικά υψηλή. Για σύγκριση ο υπέρθερμος ατμός σε έναν συνήθη συμβατικό σταθμό ηλεκτροπαραγωγής έχει πίεση μόλις  $40 \text{ bar}$  αλλά πολύ μεγαλύτερη θερμοκρασία περίπου  $500 \text{ }^\circ\text{C}$ .

Οι εξαιρετικές ιδιότητες του νερού ως επιβραδυντή και ψυκτικό μέσο, το καθιστούν φυσική επιλογή για τους ΠΑΙ είτε τύπου ζέοντος είτε τύπου πεπιεσμένου ύδατος. Ο λόγος είναι ότι σε σχέση με τους αντιδραστήρες που χρησιμοποιούν ως επιβραδυντή γραφίτη είναι δυνατή η κατασκευή πυρήνων πολύ μικρότερων διαστάσεων, αρκεί το περιεχόμενο πυρηνικό καύσιμο να είναι εμπλουτισμένο σε  $^{235}\text{U}$  στην περιοχή πάνω από  $2.5 - 3\%$  και μέχρι περίπου  $5\%$ . Ένας πυρήνας μικρών διαστάσεων με την σειρά του επιτρέπει πολύ πιο συμπαγείς αντιδραστήρες με μεγαλύτερες πυκνότητες ισχύος και χαμηλότερα σταθερά κόστη, τα οποία αντισταθμίζουν το κόστος του αναγκαίου

υψηλότερου εμπλουτισμού του ουρανίου και την μικρή θερμική απόδοση ως αποτέλεσμα της χαμηλής θερμοκρασίας του παραγόμενου ατμού.

### **1.3 Άλλα χαρακτηριστικά των ΠΑΙ**

Οι πυρηνικοί αντιδραστήρες ισχύος περιβάλλονται συνήθως και από τη λεγόμενη βιολογική ασπίδα, η οποία εμποδίζει την διαφυγή νετρονίων και φωτονίων, που είναι επικίνδυνα για τους ανθρώπους. Η βιολογική ασπίδα ενός ΠΑΙ είναι συνήθως ένα τοίχωμα από σκυροδέμα με πάχος αρκετών μέτρων. Η επιλογή του σκυροδέματος ως υλικό γίνεται με βάση τα δομικά χαρακτηριστικά του, το χαμηλό κόστος του αλλά και λόγω του ότι είναι επαρκώς πυκνό για να είναι αποτελεσματική ασπίδα για φωτόνια. Οι μικροί ναυτικοί αντιδραστήρες που δεν μπορούν να χρησιμοποιούν βιολογική ασπίδα σκυροδέματος, χρησιμοποιούν διαδοχικές στρώσεις φύλλων χάλυβα και νερού.

Οι περισσότεροι ΠΑΙ έχουν σχεδιαστεί έτσι ώστε, όλο το προς αντικατάσταση χρησιμοποιημένο καύσιμο να εξέρχεται από τον πυρήνα κάθε φορά που σβήνουν προγραμματισμένα, δηλ. στην πράξη κάθε 1.5 έως 3 χρόνια. Για το σκοπό αυτό απομακρύνεται το άνω κάλυμμα του δοχείου πίεσης, αποσύρονται οι ράβδοι με το χρησιμοποιημένο καύσιμο και στη θέση τους τοποθετούνται άλλες με νέο. Στη συνέχεια το άνω κάλυμμα επανατοποθετείται στο δοχείο πίεσης. Ορισμένοι αντιδραστήρες έχουν σχεδιαστεί ώστε το καύσιμο να μπορεί να εισέρχεται και να εξέρχεται από τον πυρήνα, ενώ ο αντιδραστήρας λειτουργεί. Σε αυτούς τους αντιδραστήρες η μηχανή που εισάγει – εξάγει το καύσιμο, συνήθως τοποθετείται πάνω από το άνω κάλυμμα του αντιδραστήρα, και έχει πρόσβαση στις ράβδους πυρηνικού καυσίμου του πυρήνα δια μέσου κατακόρυφων στεγανών διελεύσεων.

Από την φυσική των αντιδραστήρων είναι τέλος γνωστό ότι οι σχάσεις στο πυρηνικό καύσιμο γίνονται με θερμικά νετρόνια, τα οποία παράγονται από προηγούμενες σχάσεις και τα οποία περιπλανώνται στον αντιδραστήρα με τη βοήθεια του επιβραδυντή μέχρι να απορροφηθούν στο πυρηνικό καύσιμο και να επάγουν νέες σχάσεις. Κατά συνέπεια για να σβήσει ένας αντιδραστήρας απαιτείται τα νετρόνια αυτά να αφαιρεθούν από τον όγκο του ώστε οι σχάσεις να μην συνεχισθούν. Η αφαίρεσή τους γίνεται με τη χρήση των λεγόμενων ράβδων ελέγχου. Οι ράβδοι ελέγχου είναι κυλινδρικές και μπορεί κατ' αρχήν να υποθεθεί ότι είναι της ίδιας γεωμετρίας με τις ράβδους του πυρηνικού καυσίμου. Οι ράβδοι ελέγχου αποτελούνται από υλικά που ενσωματώνουν θερμικά νετρόνια και ως εκ

τούτου τα αφαιρούν από το σύστημα του αντιδραστήρα. Για να λειτουργήσουν με αυτόν τον τρόπο οι ράβδοι ελέγχου πρέπει να εισαχθούν στον πυρήνα του αντιδραστήρα κατά την ώρα λειτουργίας. Οι κινητήρες ελέγχου των ράβδων συνήθως τοποθετούνται πάνω από τον αντιδραστήρα, και οι ράβδοι ελέγχου μετακινούνται μέσα και έξω από τον πυρήνα σε χώρους ανάμεσα στις ράβδους του πυρηνικού καυσίμου, επίσης δια μέσου κατακόρυφων στεγανών διελεύσεων.

#### **1.4 Στοιχεία για τους ΠΑΙ τύπου πεπιεσμένου ύδατος**

Μετά από πενήντα χρόνια συνεχούς εξέλιξης στις ΗΠΑ και αλλού, οι αντιδραστήρες τύπου πεπιεσμένου ύδατος (ή στα αγγλικά Pressurized Water Reactor – PWR) έχουν φθάσει σήμερα (2014) σε ένα επίπεδο όπου όσοι κατασκευάζονται είναι βασικά όμοιοι μεταξύ τους, και η ακόλουθη περιγραφή μαζί με το Διάγραμμα 1.1, μπορούν να θεωρηθούν ότι τους αντιπροσωπεύουν ικανοποιητικά. Το καύσιμο είναι  $UO_2$ , εμπλουτισμένο κατά περίπου 2.5% έως 5% σε U-235, σε μορφή μικρών κυλίνδρων με τυπική διάμετρο 8 χιλιοστών και μήκος 10 χιλιοστών, τοποθετημένα σε κυλινδρικές ράβδους από κράματα Ζιρκονίου τυπικού μήκους 3.5 - 4 μέτρων και τυπικής εξωτερικής διαμέτρου 9 - 12 χιλιοστών. Αυτές οι ράβδοι είναι πυκνά τοποθετημένες σε δέσμες τετραγωνικής διατομής πλευράς ~20 εκατοστών, όπως πχ για τους αντιδραστήρες τύπου πεπιεσμένου ύδατος πρωτότυπου σχεδίου της Westinghouse, ώστε σε κάθε δέσμη (ή αλλιώς στοιχείο καυσίμου) να περιέχονται περίπου 236 ράβδοι. Τα στοιχεία καυσίμου είναι τοποθετημένα το ένα δίπλα στο άλλο ώστε να σχηματίζουν τον πυρήνα του αντιδραστήρα, του οποίου οι διαστάσεις είναι συνήθως περίπου 3.5 μέτρα διάμετρος και 4 μέτρα ύψος, μέσα σε δοχείο πίεσης που έχει εσωτερική διάμετρο περίπου 4.5 μέτρα και ύψος περίπου 10 μέτρα. Η πίεση του νερού στον πυρήνα και στο δοχείο πίεσης είναι περίπου 150 bar και η θερμοκρασία του νερού στην είσοδο και στην έξοδο του πυρήνα είναι περίπου 290° C και 330° C αντίστοιχα. Στις ατμογεννήτριες παράγεται κορεσμένος ατμός στα 70 bar με ξηρότητα πρακτικά ίση με 100%. Ο πιο σημαντικός περιορισμός σε ένα αντιδραστήρα πεπιεσμένου ύδατος από θερμική άποψη είναι η κρίσιμη θερμοκρασία του νερού στους 374° C. Αυτή είναι η μέγιστη δυνατή θερμοκρασία του ψυκτικού μέσου στον αντιδραστήρα, ενώ στην πραγματικότητα η επιτρεπόμενη μέγιστη θερμοκρασία είναι πολύ μικρότερη, και πάντως κάτω από 350° C, για να εισάγεται ένα σημαντικό περιθώριο ασφαλείας. Οι πιέσεις κορεσμού που αντιστοιχούν σε αυτές τις θερμοκρασίες είναι πολύ υψηλές, και σε έναν αντιδραστήρα πεπιεσμένου ύδατος η πίεση του

συστήματος πρέπει να είναι μεγαλύτερη από την πίεση κορεσμού που αντιστοιχεί στην μέγιστη θερμοκρασία του νερού, ώστε να αποφευχθεί ο βρασμός. Τα κύρια θερμικά χαρακτηριστικά ενός αντιδραστήρα πεπιεσμένου ύδατος, επομένως είναι οι πολύ υψηλές πιέσεις και οι σχετικά χαμηλές θερμοκρασίες του ψυκτικού μέσου. Ένας σύγχρονος αντιδραστήρας τύπου πεπιεσμένου ύδατος μπορεί να παράγει θερμική ισχύ μέχρι και *3800 MW*, ενώ η αντίστοιχη ηλεκτρική ισχύς που αποδίδει είναι *1300 MW*. Οι αντιδραστήρες πεπιεσμένου ύδατος είναι με διαφορά οι πλέον χρησιμοποιούμενοι στον κόσμο. Μεγάλοι αριθμοί έχουν κατασκευαστεί στις ΗΠΑ, ενώ ο συγκεκριμένος τύπος αντιδραστήρα έχει υιοθετηθεί και από αρκετές χώρες της Δυτικής Ευρώπης, από τη Ρωσία, από την Νότιο Κορέα και την Κίνα.

### **1.5 Στοιχεία για τους ΠΑΙ τύπου ζέοντος ύδατος**

Παρόλο που οι αντιδραστήρες τύπου ζέοντος ύδατος (στα αγγλικά Boiling Water Reactor - BWR) δεν απασχολούν άμεσα την παρούσα ΔΕ, θα δοθούν για λόγους πληρότητας και κάποια στοιχεία που τους αφορούν, διότι στην ουσία πρόκειται για τον πιο διαδεδομένο τύπο μετά από τον τύπο πεπιεσμένου ύδατος. Πιο συγκεκριμένα, σε έναν αντιδραστήρα με ψυκτικό μέσο νερό, που χρησιμοποιεί επίσης το νερό ως επιβραδυντή, υπάρχουν προφανή πλεονεκτήματα στο να επιτραπεί στον νερό να βράσει μέσα στον πυρήνα, ειδικά εάν ο κορεσμένος ατμός που θα παραχθεί στον πυρήνα, αφού πρώτα διαχωριστεί από το κορεσμένο νερό, προωθηθεί κατευθείαν στους στροβίλους σε έναν άμεσο κύκλο, όπως φαίνεται και στο Διάγραμμα 1.2. Το σύστημα αυτό εξαλείφει την ανάγκη ύπαρξης ατμογεννητριών οι οποίες είναι αναγκαίες για τον αντιδραστήρα τύπου πεπιεσμένου ύδατος με τις αναπόφευκτες θερμοδυναμικές απώλειες και το αυξημένο κατασκευαστικό κόστος. Επιπλέον, εφόσον δεν καταβάλλεται προσπάθεια να περιοριστεί ο βρασμός, η πίεση στον αντιδραστήρα τύπου ζέοντος ύδατος μπορεί να είναι πολύ μικρότερη από την πίεση σε ένα αντιδραστήρα τύπου πεπιεσμένου ύδατος που παράγει ατμό μέσω ατμογεννητριών στις ίδιες συνθήκες. Κατά την ανάπτυξη των αντιδραστήρων αυτού του τύπου διατυπώθηκαν αμφιβολίες που αφορούσαν την επίδραση στην ασφάλεια και στην σταθερότητα του αντιδραστήρα, όταν πραγματοποιείται βρασμός μέσα στον πυρήνα, αλλά και στον κίνδυνο ραδιενεργής μόλυνσης στον άμεσο κύκλο, όταν ο ατμός που παράγεται στον ραδιενεργό πυρήνα του αντιδραστήρα κυκλοφορεί και εκτονώνεται μέσα στους στροβίλους. Η εμπειρία απέδειξε ότι αυτοί οι δύο προβληματισμοί δεν έχουν ουσιαστική βάση. Ο βρασμός στον πυρήνα

έχει αποδειχθεί ότι είναι ασφαλής, και έχει επιτευχθεί η ξηρότητα του ατμού που εξέρχεται από τον πυρήνα φτάνει μέχρι το 15%. Το πρόβλημα της ραδιενεργής μόλυνσης μπορεί να αντιμετωπιστεί σε μεγάλο βαθμό, με το να εξασφαλίζεται η λειτουργία του συστήματος με αποϊονισμένο νερό πολύ υψηλής καθαρότητας.

Στον αντιδραστήρα τύπου ζέοντος ύδατος γενικά χρησιμοποιούνται παρόμοιοι μικροί κύλινδροι καυσίμου  $UO_2$  εντός παρόμοιων κυλινδρικών ράβδων από κράμα ζirkονίου, όπως και στον αντιδραστήρα τύπου πεπιεσμένου ύδατος. Ο εμπλουτισμός του καυσίμου σε  $^{235}U$  είναι επίσης στο ίδιο εύρος. Επιπλέον οι διαστάσεις του πυρήνα δεν είναι πολύ διαφορετικές, η διάμετρος του πυρήνα του αντιδραστήρα ζέοντος ύδατος είναι 4 μέτρα και το ύψος 4.7 μέτρα. Παρόλα αυτά τα κοινά χαρακτηριστικά, οι δύο τύποι αντιδραστήρων έχουν και σημαντικές διαφορές. Ο βρασμός του νερού στον πυρήνα παράγει ένα κορεσμένο μίγμα νερού-ατμού με ξηρότητα στην περιοχή από 10% έως 15%. Αυτό το μίγμα είτε περνά μέσα από έναν διαχωριστήρα νερού - ατμού πάνω από τον πυρήνα (σχεδιασμός της General Electric), είτε οδηγείται σε τύμπανο ξήρανσης όπως στους κλασσικούς αμοπαγωγούς. Η τεχνική του τυμπάνου εφαρμόζεται στους αντιδραστήρες τύπου ζέοντος ύδατος της τεχνολογίας RBMK που αναπτύχθηκαν στην τέως Σοβιετική Ένωση και μικρός αριθμός των οποίων λειτουργεί ακόμα και σήμερα (2014). Το νερό που συλλέγεται από τον διαχωριστήρα ή το τύμπανο οδηγείται μέσω αντλιών πίσω στο κάτω μέρος του πυρήνα. Στην περίπτωση των διαχωριστήρων ο σχεδόν ξηρός ατμός εισέρχεται σε ειδικούς ξηραντήρες στο άνω μέρος του δοχείου πίεσεως, πριν οδηγηθεί στους στροβίλους. Ένα άλλο χαρακτηριστικό στο οποίο διαφέρουν ο αντιδραστήρας τύπου ζέοντος ύδατος με τον αντιδραστήρα τύπου πεπιεσμένου ύδατος είναι ότι, λόγω της ύπαρξης διαχωριστήρων και ξηραντήρων ατμού πάνω από τον πυρήνα του αντιδραστήρα, οι ράβδοι ελέγχου εισέρχονται στον πυρήνα από το κάτω μέρος του δοχείου πίεσεως, ενώ στον αντιδραστήρα τύπου πεπιεσμένου ύδατος (όπως και γενικά στους περισσότερους άλλους αντιδραστήρες) οι ράβδοι ελέγχου εισέρχονται πάνω από τον πυρήνα. Οι διαστάσεις του δοχείου πίεσεως ενός αντιδραστήρα τύπου ζέοντος ύδατος με διαχωριστήρα και ξηραντήρες είναι 6 μέτρα διάμετρος, 21 μέτρα ύψος, 145 χιλιοστά πάχος. Σημειώνεται ότι η θερμοδυναμική κατάσταση του κορεσμένου ατμού στην έξοδο από το δοχείο πίεσης είναι περίπου στα 73 bar και 290° C. Συγκρίνοντας αυτά τα στοιχεία με αυτά για αντιδραστήρα τύπου πεπιεσμένου ύδατος, φαίνεται ότι η κατάσταση του ατμού στην είσοδο του στροβίλου

είναι σχεδόν ίδια και στους δύο τύπους αντιδραστήρων, παρόλο που η πίεση στον πυρήνα του ζέοντος ύδατος είναι περίπου η μισή από αυτή στον πυρήνα του αντιδραστήρα πεπιεσμένου ύδατος, με μία επακόλουθη μείωση στο πάχος του δοχείου πίεσεως.

Ένας σύγχρονος αντιδραστήρας τύπου ζέοντος ύδατος με τις παραπάνω διαστάσεις παράγει θερμική ισχύ έως και  $3600\text{ MW}$ , ενώ η αντίστοιχη ηλεκτρική ισχύς που αποδίδει είναι  $1200\text{ MW}$ . Οι αντιδραστήρες τύπου ζέοντος ύδατος αναπτύχθηκαν σχεδόν παράλληλα με τους αντιδραστήρες τύπου πεπιεσμένου ύδατος στις ΗΠΑ και την Ρωσία, αλλά και την Γερμανία, την Ελβετία και την Ιαπωνία.

### **1.5 Στοιχεία για τους ΠΑΙ τύπου βαρέως ύδατος τεχνολογίας CANDU**

Παρόλο που οι αντιδραστήρες τύπου βαρέως ύδατος τεχνολογίας CANDU (στα αγγλικά CANadian Deuterium Uranium – CANDU) δεν απασχολούν άμεσα την παρούσα ΔΕ, θα δοθούν για λόγους πληρότητας και κάποια στοιχεία που τους αφορούν, διότι πρόκειται για τον τρίτο πιο διαδεδομένο τύπο αντιδραστήρα. Στην ουσία πρόκειται για αντιδραστήρες τύπου πεπιεσμένου ύδατος με ψυκτικό μέσο βαρύ νερό. Η πολύ μικρή ικανότητα απορροφήσεως νετρονίων του βαρέως ύδατος, το καθιστά ιδανικό επιβραδυντή, και επιτρέπει την χρήση φυσικού ουρανίου ως καύσιμο. Οι αντιδραστήρες αυτού του τύπου έχουν πολύ καλή οικονομία νετρονίων, έχοντας ως αποτέλεσμα καλό συντελεστή πολλαπλασιασμού νετρονίων, υψηλή εκμετάλλευση του καυσίμου καθώς και μειωμένο κόστος καυσίμου. Από την άλλη, τα μειονεκτήματα του βαρέως ύδατος ως ψυκτικό είναι το πολύ υψηλό κόστος του και, όπως και για το ελαφρύ νερό, ο περιορισμός της ίδιας περίπου κρίσιμης θερμοκρασίας. Το πολύ υψηλό κόστος καθιστά επιτακτική την αποφυγή διαρροής του βαρέως νερού υψηλής πίεσεως. Οι αντιδραστήρες που χρησιμοποιούν βαρύ νερό ως επιβραδυντή και ψυκτικό μέσο αναπτύχθηκαν κυρίως στον Καναδά, και αποτελούν τη βάση του προγράμματος πυρηνικής ενέργειας σε εκείνη τη χώρα, για αυτό εξάλλου φέρουν και το όνομα CANDU. Έχουν αρκετά χαρακτηριστικά που τους διαχωρίζουν από άλλους τύπους αντιδραστήρων. Ο επιβραδυντής βαρέως ύδατος περιέχεται υπό χαμηλή πίεση και θερμοκρασία σε ένα οριζόντιο κυλινδρικό δοχείο από ανοξείδωτο χάλυβα, που ονομάζεται Calandria. Ένας μεγάλος αριθμός σωλήνων από κράμα ζirkονίου είναι τοποθετημένος στο εσωτερικό του κυλίνδρου παράλληλα προς τον άξονα του. Τα στοιχεία καυσίμου είναι συνήθως δέσμες 28 ράβδων από κράμα ζirkονίου. Κάθε ράβδος περιέχει φυσικό  $\text{UO}_2$  σε μικρούς

κυλίνδρους και έχει εξωτερική διάμετρο  $15.2\text{ mm}$ . Κάθε στοιχείο καυσίμου τοποθετείται σε σωλήνα πίεσεως από κράμα ζirkονίου μέσα στον οποίο κυκλοφορεί υγρό βαρύ νερό υψηλής πίεσης  $\sim 100\text{ bar}$  και υψηλής θερμοκρασίας, εισόδου  $\sim 250^\circ\text{ C}$  και εξόδου  $\sim 295^\circ\text{ C}$ . Κάθε σωλήνας πίεσεως τοποθετείται μέσα σε έναν από τους διαθέσιμους σωλήνες του Calandria. Η διάμετρος ενός σωλήνα πίεσεως είναι  $1.5\text{ εκατοστά}$  μικρότερη από την εσωτερική διάμετρο των σωλήνων του Calandria. Το δακτυλιοειδές κενό μεταξύ των δύο σωλήνων γεμίζεται με αέριο ως θερμική μόνωση μεταξύ του υψηλής πίεσεως και θερμοκρασίας βαρέως ύδατος, που λειτουργεί ως ψυκτικό μέσο, μέσα στους σωλήνες πίεσεως και του χαμηλής πίεσεως και θερμοκρασίας βαρύ νερού, μέσα στο Calandria, που λειτουργεί ως επιβραδυντής. Μέσα στους σωλήνες πίεσεως δεν επιτρέπεται ο βρασμός του ψυκτικού βαρέως ύδατος. Ο ξηρός κορεσμένος ατμός που χρειάζεται για την ηλεκτροπαραγωγή παράγεται σε ατμογεννήτριες σε πίεση  $\sim 40\text{ bar}$  και θερμοκρασία  $250^\circ\text{ C}$ . Από θερμοδυναμική άποψη ο αντιδραστήρας τύπου CANDU και ο αντιδραστήρας τύπου πεπιεσμένου ύδατος είναι παρόμοιοι, παρόλο που οι πιέσεις και οι θερμοκρασίες στον CANDU είναι αρκετά μικρότερες. Το σχέδιο του πυρήνα, των ατμογεννητριών και του θερμοδυναμικού κύκλου ατμού για αυτούς τους αντιδραστήρες δίνεται στο Διάγραμμα 1.3. Αντιδραστήρες με τα πιο πάνω χαρακτηριστικά υπάρχουν στον Καναδά και παράγουν θερμική ισχύ  $1750\text{ MW}$ , ενώ η ηλεκτρική ισχύς που αποδίδεται είναι  $\sim 500\text{ MW}$ . Η τεχνολογία αυτή σε ίδια ή μεγαλύτερη ισχύ υπάρχει σήμερα (2014) κυρίως στον Καναδά, στην Ινδία, στην Νότια Κορέα, στην Κίνα και τη Ρουμανία.

## **1.6 Στοιχεία για την παγκόσμια χρήση των ΠΑΙ**

Στις ΗΠΑ, που μέχρι σήμερα έχει, με διαφορά, το μεγαλύτερο πυρηνικό πρόγραμμα παραγωγής ηλεκτρικής ενέργειας στον κόσμο, λειτουργούν 104 πυρηνικοί αντιδραστήρες (69 αντιδραστήρες τύπου πεπιεσμένου ύδατος και 35 αντιδραστήρες τύπου ζέοντος ύδατος) κατανομημένοι σε 65 ΠΗΣ, παράγοντας το 19,6% της ετήσιας παραγωγής ηλεκτρικής ενέργειας της χώρας. Μέχρι το 1980 στις ΗΠΑ λειτουργούσαν περίπου 80 ΠΗΣ. Το σοβαρό ατύχημα στο Three Mile Island το 1979 επιβράδυνε το ρυθμό εξάπλωσης των ΠΗΣ, και δόθηκε μεγαλύτερη έμφαση στην ασφάλεια που συνοδεύεται από εξαιρετικά μακρόχρονες διαδικασίες αδειοδότησης επιβράδυναν την περαιτέρω εξάπλωση της πυρηνικής ηλεκτροπαραγωγής. Στην Δυτική Ευρώπη, η Γαλλία ξεκίνησε την πυρηνική της ηλεκτροπαραγωγή με λίγους αερόψυκτους

αντιδραστήρες γραφίτη, παρόμοιους με τα πρώτα βρετανικά σχέδια, αλλά σύντομα πραγματοποίησε μια μεγάλη στροφή στους αντιδραστήρες τύπου πεπιεσμένου ύδατος αναπτύσσοντας το πιο φιλόδοξο πρόγραμμα πυρηνικής ηλεκτροπαραγωγής στη Δυτική Ευρώπη. Αποτέλεσμα αυτού του προγράμματος είναι ότι σήμερα (2014) η Πυρηνική Τεχνολογία αποτελεί τον κύριο τρόπο παραγωγής ηλεκτρικής ενέργειας στην Γαλλία με τη βοήθεια 58 αντιδραστήρων, καλύπτοντας τουλάχιστον το 75% των ετήσιων αναγκών της, που είναι το μεγαλύτερο ποσοστό παγκοσμίως. Στην Γερμανία, που ξεκίνησε με ένα αρκετά φιλόδοξο πυρηνικό πρόγραμμα στα τέλη της δεκαετίας του 1950, λειτουργούν σήμερα (2013) 7 αντιδραστήρες τύπου πεπιεσμένου ύδατος και 2 τύπου ζέοντος ύδατος. Σήμερα, η Γερμανία καλύπτει το ~12% των ετήσιων ενεργειακών αναγκών της με Πυρηνική Τεχνολογία. Άλλες χώρες της Δυτικής Ευρώπης όπως η Ισπανία η Ελβετία και το Βέλγιο διαθέτουν μικρό αριθμό ΠΗΣ ενώ η Σουηδία έχει 3 ΠΗΣ με 10 συνολικά αντιδραστήρες που καλύπτουν το 35-40% της ετήσιας παραγωγής ηλεκτρικής ενέργειας. Σχεδόν όλοι οι αντιδραστήρες που λειτουργούν σε αυτές τις χώρες είναι αντιδραστήρες πεπιεσμένου ύδατος και αντιδραστήρες ζέοντος ύδατος. Ο Καναδάς, όπως προαναφέρθηκε, χρησιμοποιεί τον δικής του κατασκευής αντιδραστήρα CANDU, ο οποίος έχει αναπτυχθεί τα τελευταία 50 χρόνια. Σήμερα στον Καναδά λειτουργούν 19 αντιδραστήρες τύπου CANDU, οι οποίοι καλύπτουν μεγάλο ποσοστό των ηλεκτρικών αναγκών των πολιτειών του Ontario και του Quebec, ενώ συνολικά καλύπτουν περίπου το 15% της παραγωγής ηλεκτρικής ενέργειας της χώρας. Η Ιαπωνία, μέχρι πριν το πυρηνικό ατύχημα στην Fukushima (2011), παρήγαγε το 30% της ετήσιας ηλεκτρικής ενέργειας της από ΠΗΣ, χρησιμοποιώντας 50 αντιδραστήρες, ενώ υπήρχαν σχέδια να αυξηθεί αυτό το ποσοστό στο 40%. Μετά το ατύχημα, σχεδόν όλοι οι αντιδραστήρες έκλεισαν ή οι λειτουργίες τους αναστάλησαν για επιθεωρήσεις ασφαλείας. Μέχρι σήμερα (2014) μόλις 2 πυρηνικοί αντιδραστήρες λειτουργούν σε ολόκληρη την Ιαπωνία. Στην Ρωσία, οι ΠΗΣ παράγουν περίπου το 16% της συνολικής παραγωγής ηλεκτρικής ενέργειας. Σήμερα (2013), στη Ρωσία υπάρχουν 33 αντιδραστήρες διαφόρων τύπων κυρίως πεπιεσμένου ύδατος και ζέοντος ύδατος, ενώ υπάρχουν σχέδια για αύξηση του αριθμού τους σε 59, ούτως ώστε να φθάσουν να καλύπτουν το 25% της ετήσιας παραγωγής ηλεκτρικής ενέργειας μέχρι το 2030. Επιπλέον, η Ρωσία φιλοδοξεί να αυξήσει τον αριθμό των πωλήσεων των δικών της αντιδραστήρων σε άλλες χώρες ανά τον κόσμο. Η Κίνα, μέχρι σήμερα (2014), διαθέτει 17 πυρηνικούς αντιδραστήρες σε τέσσερις διαφορετικούς ΠΗΣ ενώ άλλοι 26 είναι υπό κατασκευή. Η πρόθεση της Κίνας



είναι να αυξήσει το ποσοστό της ηλεκτρικής ενέργειας που παράγεται από πυρηνικούς αντιδραστήρες από το 1% στο 6% της συνολικής παραγόμενης ηλεκτρικής ενέργειας της χώρας.

Από αυτήν την σύντομη περίληψη φαίνεται ότι η πυρηνική ενέργεια συνεχίζει να αναπτύσσεται στις περισσότερες από τις αναπτυγμένες χώρες, ειδικότερα σε αυτές που δεν έχουν εγχώριες πηγές ενέργειας όπως πετρέλαιο ή γαιάνθρακες. Αρκετές λιγότερο αναπτυγμένες χώρες στην Ασία και στην Νότια Αμερική έχουν αναπτύξει τα δικά τους προγράμματα πυρηνικής ηλεκτροπαραγωγής με την βοήθεια των πιο αναπτυγμένων χωρών. Η εξάπλωση της πυρηνικής ενέργειας σε ολόκληρο τον κόσμο ακολουθείται όμως από μια σειρά γνωστών πολιτικών και κοινωνικών προβλημάτων.

## 1.7 Αρχές συστημάτων ελέγχου ΠΑΙ

Το σύστημα ελέγχου ενός αντιδραστήρα απαιτείται να παρακολουθεί και να ελέγχει το συντελεστή πολλαπλασιασμού νετρονίων  $k_{eff}$  ενός αντιδραστήρα, ή ένα ισοδύναμο αλλά τεχνικά πιο πρόσφορο μέγεθος που ονομάζεται αντιδραστικότητα  $\rho$  και ορίζεται ως:

$$\rho = \frac{k_{eff} - 1}{k_{eff}}$$

Ένα σύστημα ελέγχου ενός ΠΑΙ συνήθως χρησιμοποιείται για τρεις βασικές λειτουργίες, οι οποίες ονομαστικά είναι:

1. Η εκκίνηση και η κανονική σβέση: Στην περίπτωση της εκκίνησης το σύστημα ελέγχου επιφέρει μικρές αυξήσεις στην αντιδραστικότητα που είναι απαραίτητες για την εκκίνηση του αντιδραστήρα, και την μεταβολή του επιπέδου ισχύος, στην επιθυμητή τιμή. Στην περίπτωση της κανονικής σβέσης το σύστημα ελέγχου επιφέρει μικρές μεταβολές στην αντιδραστικότητα που είναι απαραίτητες για την ομαλή μείωση του επιπέδου ισχύος και την σβέση του αντιδραστήρα
2. Η παρακολούθηση της κανονικής λειτουργίας: Στην περίπτωση αυτή το σύστημα απορροφά τυχόν αναπτυχθείσα πλεονάζουσα αντιδραστικότητα και αντισταθμίζει τυχόν αρνητικές μεταβολές της αντιδραστικότητας που προέρχονται από την επίδραση της υψηλής θερμοκρασίας, τη μείωση της συγκέντρωσης των σχάσιμων πυρήνων και την αύξηση της συγκέντρωσης των δηλητηρίων της σχάσης.

3. Η έκτακτη σβέση (στα αγγλικά reactor SCRAM ή reactor TRIP<sup>1</sup>). Στην περίπτωση αυτή το σύστημα ελέγχου παρέχει αυτόματα μία ακολουθία ενεργειών απαραίτητων για την έκτακτη σβέση ενός αντιδραστήρα σε μία περίπτωση ανάγκης εισάγοντας ένα μεγάλο ποσό αρνητικής αντιδραστικότητας.

Σε πολλούς αντιδραστήρες χρησιμοποιούνται δύο ή τρία συστήματα ελέγχου, ένα για κάθε βασική λειτουργία, όμως διαφορετικοί τύποι αντιδραστήρων χρησιμοποιούν διαφορετικά συστήματα ελέγχου. Ένα σύστημα ελέγχου πρέπει να μπορεί να παρακολουθεί και να διαχειρίζεται μία συνισταμένη αντιδραστικότητα, αποτελούμενη από δύο συνιστώσες την ενδογενή, η οποία αναπτύσσεται ή καταναλώνεται από τον ίδιο τον αντιδραστήρα (στα αγγλικά inherent reactivity) και την εξωγενή (στα αγγλικά external reactivity) η οποία εισάγεται ή αφαιρείται από τον αντιδραστήρα με τη χρήση τεχνικών μέσων.

Η ενδογενής αντιδραστικότητα, σε ό,τι αφορά έναν αντιδραστήρα θερμικών νετρονίων με επιβραδυντή ελαφρύ ή βαρύ ύδωρ, ψυκτικό ελαφρύ ή βαρύ ύδωρ και πυρηνικό καύσιμο φυσικό ή εμπλουτισμένο ουράνιο (μέχρι ~5% σε <sup>235</sup>U), είναι ένα άθροισμα που προέρχεται από επιμέρους συνιστώσες ως εξής:

(α) τα ταχεία νετρόνια που προέρχονται από τις σχάσεις (ακαριαία και καθυστερημένα). Ο ρυθμός παραγωγής των ταχέων νετρονίων μειώνεται σταδιακά με το χρόνο λόγω της μείωσης της συγκέντρωσης του μίγματος του αντιδραστήρα σε σχάσιμους πυρήνες.

(β) τα ταχεία και θερμικά νετρόνια που απορροφούνται στο εσωτερικό του αντιδραστήρα από τα δηλητήρια της σχάσης, των οποίων η συγκέντρωση μεταβάλλεται σταδιακά με το χρόνο, ιδιαίτερα αν ο αντιδραστήρας αυξομειώνει συχνά την ισχύ του με μεγάλες ταχύτητες.

(γ) τα ταχεία νετρόνια που απορροφούνται στο εσωτερικό του αντιδραστήρα εξαιτίας της διεύρυνσης του πλάτους των αιχμών εκλεκτικότητας συναρτήσει της θερμοκρασίας του πυρηνικού καυσίμου. Το φαινόμενο αυτό εξαρτάται από τα θερμοϋδραυλικά χαρακτηριστικά του αντιδραστήρα.

Η εξωγενής αντιδραστικότητα σε ό,τι αφορά έναν τέτοιο αντιδραστήρα θερμικών νετρονίων είναι ένα άθροισμα που προέρχεται από επιμέρους συνιστώσες ως εξής:

---

<sup>1</sup> για αντιδραστήρες τύπου BWR και τύπου PWR αντίστοιχα (πρόκειται για συνήθη αλλά όχι αποκλειστική σύμβαση).

(i) τις μεταβολές πυκνότητας νετρονίων που επάγονται από μεταβολές στις θέσεις των ράβδων ελέγχου.

(ii) τις μεταβολές πυκνότητας νετρονίων που επάγονται από μεταβολές στη συγκέντρωση άλλων απορροφητών, όπως π.χ. διαλύματα βορίου που εισάγονται στον επιβραδυντή.

και

(iii) τις απότομες μειώσεις πυκνότητας νετρονίων που επάγονται από την εισαγωγή των ράβδων ασφαλείας σε περίπτωση που απαιτείται έκτακτη σβέση.

Οι πιο πάνω πηγές ή καταναλώσεις νετρονίων από ενδογενή και εξωγενή αντιδραστικότητα, αθροίζουν στην συνολική αντιδραστικότητα του αντιδραστήρα και είναι είσοδος στην διαφορική εξίσωση ισοζυγίου θερμικών νετρονίων του αντιδραστήρα, η λύση της οποίας καθορίζει τη ροή των θερμικών νετρονίων σε κάθε σημείο του αντιδραστήρα και επομένως και το ρυθμό των σχάσεων σε κάθε σημείο του αντιδραστήρα. Ο ρυθμός των σχάσεων καθορίζει την πυκνότητα θερμικής ισχύος (π.χ σε  $Wcm^{-3}$ ) σε κάθε σημείο του αντιδραστήρα. Το άνω όριο της πυκνότητας θερμικής ισχύος που μπορεί να παράγει ένας τέτοιος αντιδραστήρας περιορίζεται τόσο από την αντοχή των υλικών του σε αυξημένες θερμοκρασίες, όσο και από τα θερμοϋδραυλικά του χαρακτηριστικά, δηλαδή τη μέγιστη θερμική ισχύ που μπορεί να απάγει το ψυκτικό μέσο χωρίς ζημία του αντιδραστήρα.

Το σύστημα ελέγχου ρυθμίζει την συνολική αντιδραστικότητα προφανώς επεμβαίνοντας στην εξωγενή αντιδραστικότητα. Για το μέγεθος, τη χρονική στιγμή και τη διάρκεια των επεμβάσεων, το σύστημα ελέγχου βασίζεται τόσο στη συνεχή επίλυση της διαφορικής εξίσωσης ισοζυγίου θερμικών νετρονίων του αντιδραστήρα, όσο και στην διαρκή επαλήθευση των λύσεων από μετρήσεις ροής νετρονίων σε διάφορα κατάλληλα σημεία του πυρήνα. Ταυτόχρονα για τον ίδιο σκοπό το σύστημα ελέγχου βασίζεται και στη συνεχή επίλυση των εξισώσεων μετάδοσης θερμότητας προς το ψυκτικό, όσο και στη διαρκή επαλήθευση των λύσεων από μετρήσεις θερμοκρασίας σε διάφορα κατάλληλα σημεία του πυρήνα.

Το Διάγραμμα 1.4 παρουσιάζει τις συνιστώσες της ενδογενούς αντιδραστικότητας και το Διάγραμμα 1.5 τις συνιστώσες της εξωγενούς αντιδραστικότητας. Οι αγγλικοί όροι των δύο Διαγραμμάτων αποδίδονται με αντίστοιχα υπομνήματα.

## 1.8 Πρακτική λειτουργία συστημάτων ελέγχου ΠΑΙ

Το πιο κοινό σύστημα ελέγχου για αντιδραστήρες θερμικών νετρονίων που εξυπηρετεί τις αναφερθείσες λειτουργίες "1" και "2", δηλαδή της εκκίνησης, της κανονικής σβέσης και της παρακολούθησης της κανονικής λειτουργίας αποτελείται από τις λεγόμενες ράβδους ελέγχου, οι οποίες περιέχουν υλικό με σημαντική ικανότητα απορρόφησης νετρονίων, όπως Βόριο, Κάδμιο ή Άφνιο. Αυτές οι ράβδοι βυθίζονται εντός ή αποσύρονται εκτός του πυρήνα μέσω μηχανισμών κίνησης που μπορούν να ελέγχονται με ακρίβεια από το σύστημα ελέγχου. Κατά αυτόν τον τρόπο αφαιρείται ή αντίστοιχα εισάγεται εξωγενής αντιδραστικότητα στον αντιδραστήρα με μικρά άλματα. Το συγκεκριμένο σύστημα είναι καλό για την εκκίνηση, την μεταβολή ισχύος και την κανονική σβέση του αντιδραστήρα αλλά είναι μάλλον ακατάλληλο για την ταχεία αφαίρεση όλης της αναπτυχθείσας αντιδραστικότητας στον αντιδραστήρα, σε περίπτωση έκτακτης ανάγκης, διότι η πυκνότητα αντιδράσεων απορρόφησης στις ράβδους ελέγχου μολονότι σημαντική δεν είναι υψηλή. Ο σκοπός των ράβδων ελέγχου είναι μικρορυθμίσεις της αντιδραστικότητας και επομένως είναι διαφορετικός από την εξυπηρέτηση μιας έκτακτης σβέσης.

Το σύστημα ελέγχου για αντιδραστήρες θερμικών νετρονίων που εξυπηρετεί την αναφερθείσα λειτουργία "3", δηλαδή την έκτακτη σβέση αποτελείται από τις λεγόμενες ράβδους ασφαλείας, οι οποίες περιέχουν υλικό με πολύ μεγάλη ικανότητα απορρόφησης νετρονίων από παρόμοιους πυρήνες όπως οι ράβδοι ελέγχου και σε μεγαλύτερη συγκέντρωση. Αυτές οι ράβδοι, στην περίπτωση ανάγκης έκτακτης σβέσης βυθίζονται ταχύτατα εντός του πυρήνα μέσω αυτόματων μηχανισμών που ελέγχονται από το σύστημα ελέγχου για έκτακτη σβέση. Κατά αυτόν τον τρόπο αφαιρείται απότομα το μεγαλύτερο μέρος της αντιδραστικότητας του αντιδραστήρα. Το συγκεκριμένο σύστημα με ράβδους ασφαλείας δεν είναι κατάλληλο για την εκκίνηση, την μεταβολή ισχύος και την κανονική σβέση του αντιδραστήρα διότι η πυκνότητα αντιδράσεων απορρόφησης στις ράβδους ασφαλείας είναι πολύ υψηλή και ακατάλληλη για μικρορυθμίσεις αντιδραστικότητας. Ως εκ τούτου, οι ράβδοι ασφαλείας, κρατούνται μέσω ηλεκτρομαγνητικών συμπλεκτών μόνιμα εκτός του αντιδραστήρα κατά την διάρκεια της εκκίνησης ή της κανονικής σβέσης ή της ομαλής λειτουργίας. Σε περίπτωση ανάγκης για έκτακτη σβέση, οι συμπλέκτες απελευθερώνονται και οι ράβδοι εισάγονται ταχύτατα στον πυρήνα. Αν η ταχύτητα εισαγωγής των ράβδων ασφαλείας στον πυρήνα δεν είναι

αρκετά μεγάλη, η ροή νετρονίων στον πυρήνα θα παραμορφωθεί (αυξηθεί) σημαντικά στην περιοχή του πυρήνα στην οποία δεν έχουν ακόμα εισέρθει οι ράβδοι ασφαλείας με αποτέλεσμα οι θερμοκρασίες του καυσίμου στις περιοχές αυτές να αυξηθούν απότομα και σε ορισμένες περιπτώσεις περισσότερο από το όριο αντοχής των ράβδων που περιέχουν το πυρηνικό καύσιμο. Το φαινόμενο αποδίδεται σχηματικά στο Διάγραμμα 1.6 και είναι δυνατόν να συμβεί λιγότερο έντονα και με τη χρήση των ράβδων ελέγχου, αν αυτές εισαχθούν ταχέως αλλά μερικώς στον πυρήνα.

Ένα σύστημα ελέγχου μπορεί να χρησιμοποιεί εκτός από τις ράβδους ελέγχου και άλλες τεχνικές για τον έλεγχο και τη μεταβολή της αντιδραστικότητας σε έναν αντιδραστήρα με πολύ μικρή παράγωγο. Οι σημαντικότερες από αυτές είναι:

- αν απαιτείται σταδιακή αντιστάθμιση της αντιδραστικότητας λόγω κατανάλωσής της από άλλες αιτίες, χρησιμοποιούνται τα ονομαζόμενα "καιόμενα δηλητήρια"
- αν απαιτείται σταδιακή μείωση αντιδραστικότητας λόγω αύξησής της από άλλες αιτίες, χρησιμοποιούνται τα ονομαζόμενα "διαλυόμενα δηλητήρια" και η μετατόπιση του φάσματος ενέργειας των νετρονίων του αντιδραστήρα.

Τα καιόμενα δηλητήρια είναι υλικά που έχουν μεγάλες ενεργές διατομές απορρόφησης νετρονίων, και τα οποία όταν απορροφήσουν νετρόνια παράγουν υλικά με μικρές ενεργές διατομές απορρόφησης. Το Βόριο-10 (που αποτελεί το 18,8% του βορίου που συναντάται ελεύθερο στη φύση) είναι ένα τέτοιο υλικό, και η πυρηνική αντίδραση  $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$  παράγει ισότοπα με πολύ μικρή ενεργό διατομή απορρόφησης. Στην μέθοδο ελέγχου μέσω χρήσης καιόμενων δηλητηρίων, π.χ. Βόριο-10 αναμιγνύεται (με τη μορφή οξειδίου) με το πυρηνικό καύσιμο για να απορροφήσει την πλεονάζουσα αντιδραστικότητα ενός νέου αντιδραστήρα. Όσο η λειτουργία του αντιδραστήρα συνεχίζεται, το  $^{10}\text{B}$  "εξαντλείται" λόγω της ενσωμάτωσης και η επίδραση της αρνητικής αντιδραστικότητας του μειώνεται, αντισταθμίζοντας έτσι τη σταδιακή μείωση της συγκεντρώσεως σχάσιμων πυρήνων. Η συγκέντρωση του βορίου στο πυρηνικό καύσιμο δεν μπορεί να ρυθμισθεί κατά τη λειτουργία, μόνο μειώνεται.

Τα διαλυόμενα δηλητήρια είναι υλικά που έχουν επίσης μεγάλες ενεργές διατομές απορρόφησης νετρονίων, και τα οποία όταν απορροφήσουν νετρόνια παράγουν υλικά με μικρές ενεργές διατομές απορρόφησης. Στην μέθοδο ελέγχου μέσω χρήσης διαλυόμενων δηλητηρίων, μία ένωση π.χ. του βορίου με τη μορφή βορικού οξέως διαλύεται στον

επιβραδυντή. Η συγκέντρωση του βορίου στον επιβραδυντή κατά τη διάρκεια λειτουργίας του αντιδραστήρα μπορεί να αυξηθεί ή να μειωθεί είτε μέσω εισαγωγής περισσότερου βορίου είτε περνώντας τον επιβραδυντή μέσα από μία στήλη ανταλλαγής ιόντων για την απομάκρυνση του βορίου. Βεβαίως η εισαγωγή διαλυόμενου δηλητηρίου στον πυρήνα μπορεί να είναι πολύ ταχεία, αλλά η αφαίρεσή του είναι εξαιρετικά αργή. Αυτή η μέθοδος των διαλυόμενων δηλητηρίων έχει το πλεονέκτημα ότι η ροή του ψυκτικού δεν διαταράσσεται από την παρουσία του βορικού οξέως ή άλλης κατάλληλης ενώσεως παντού στον πυρήνα, με τον τρόπο που διαταράσσεται με τις ράβδους ελέγχου.

Η μέθοδος της φασματικής μετατόπισης της ενέργειας των νετρονίων ενός αντιδραστήρα θερμικών νετρονίων μπορεί να εφαρμόζεται κυρίως στους αντιδραστήρες τύπου CANDU, στους οποίους ο επιβραδυντής είναι βαρύ ύδωρ. Κατά τη μέθοδο αυτή προστίθενται σε κατάλληλες θέσεις στον πυρήνα, διαμπερείς σωλήνες οι οποίες πληρώνονται αν χρειάζεται με ελαφρύ ύδωρ, το οποίο επιδρά με δύο τρόπους: (α) μειώνει την αντιδραστικότητα διότι αφαιρεί νετρόνια από το μίγμα λόγω αυξημένης μικροσκοπικής ενεργού διατομής απορρόφησης νετρονίων (ισοδύναμα λόγω μικρότερης τιμής στις σχέσης επιβραδύνσεως σε σχέση με το βαρύ ύδωρ) και (β) μεταφέρει την κατανομή ενέργειας των νετρονίων του αντιδραστήρα πολύ περισσότερο προς τη θερμική περιοχή λόγω καλύτερης τιμής της ικανότητας επιβράδυνσης σε σχέση με εκείνη του βαρέως ύδατος. Η επίδραση (β) είναι πολύ σημαντική διότι αυξάνει την πιθανότητα διαφυγής των εκλεκτικών ενσωματώσεως στο  $^{238}\text{U}$ , με αποτέλεσμα την αύξηση του  $k_{\infty}$  του αντιδραστήρα και την αύξηση της αντιδραστικότητας παρόλο που η πυκνότητα νετρονίων μπορεί να έχει μειωθεί λόγω της επίδρασης (α). Με αυτό τον τρόπο ελέγχου οι αιχμές εκλεκτικότητας απορρόφησης του  $^{238}\text{U}$ , στην αρχή της ζωής του πυρήνα ενός αντιδραστήρα περιορίζουν την αναπτυσσόμενη πλεονάζουσα αντιδραστικότητα και το πλεόνασμα νετρονίων απορροφάται από το  $^{238}\text{U}$  για να σχηματιστεί  $^{239}\text{Pu}$ . Όσο περνάει ο χρόνος η μειούμενη αντιδραστικότητα λόγω της μείωσης της συγκέντρωσης των σχάσιμων πυρήνων  $^{235}\text{U}$  αντισταθμίζεται με την μειούμενη αιχμή εκλεκτικότητας απορρόφησης στο  $^{238}\text{U}$ , με αποτέλεσμα να ολοκληρωθεί και η πρακτικά χρήσιμη παραγωγή του  $^{239}\text{Pu}$ . Τη στιγμή εκείνη συμφέρει η απομάκρυνση του ενεργειακού φάσματος των νετρονίων από την ενεργειακή περιοχή εκλεκτικής ενσωμάτωσης στο  $^{238}\text{U}$  και αυτό επιτυγχάνεται και με την προσθήκη ελαφρού ύδατος.

## 1.9 Συγκρότηση προσομοιωτή και περιεχόμενο εργασίας

Κατ' αναλογία με τα συστήματα ελέγχου ενός πραγματικού αντιδραστήρα θερμικών νετρονίων, ένας προσομοιωτής αντιδραστήρα πρέπει να περιέχει τα εξής κύρια μέρη, τα οποία να προσομοιώνουν υπολογιστικά την πραγματική λειτουργία:

- (1) μοντέλο προσομοίωσης οικονομίας νετρονίων
- (2) μοντέλο προσομοίωσης κατανάλωσης σχάσιμων πυρήνων
- (3) μοντέλο σχηματισμού δηλητηρίων σχάσης ιδιαίτερα κατά τις διαδικασίες κανονικής ή έκτακτης σβέσης
- (4) μοντέλο εκπομπής ισχύος από τις σχάσεις
- (5) μοντέλο θερμοδυναμικής και θερμοϋδραυλικής
- (6) μοντέλο υπολογισμού της επίδρασης της θερμοκρασίας στην αντιδραστικότητα (ή βιβλιοθήκες τέτοιων δεδομένων)
- (7) μοντέλο επαλήθευσης / επιτήρησης της ροής νετρονίων και της θερμοκρασίας σε επιλεγμένα σημεία του αντιδραστήρα και τέλος
- (8) μοντέλο εισαγωγής ή αφαίρεσης εξωγενούς αντιδραστικότητας.

Στην παρούσα ΔΕ περιγράφονται σε διαδοχικά και κατά το δυνατόν αντίστοιχα Κεφάλαια τα βασικά σημεία από τις πιο πάνω αναφερόμενες διαδικασίες, και συμπληρώνονται με στοιχεία από τον τρόπο που αυτές μοντελοποιούνται / υλοποιούνται για τον εκπαιδευτικό προσομοιωτή του αντιδραστήρα τύπου WWER-1000.

Πιο συγκεκριμένα στο 2<sup>ο</sup> Κεφάλαιο εξετάζεται χονδρικά ο τρόπος με τον οποίο μεταβάλλεται η ροή νετρονίων κυρίως όταν ένας αντιδραστήρας λειτουργεί ως κρίσιμος. Για το σκοπό αυτό παρουσιάζονται οι εξισώσεις που περιγράφουν την κινητική θερμικών νετρονίων του αντιδραστήρα που χρησιμοποιούνται στον εκπαιδευτικό προσομοιωτή του αντιδραστήρα τύπου WWER-1000. Αυτό γίνεται με βάση στοιχεία από τη θεωρία της σημειακής και της χωρικής κινητικής των θερμικών νετρονίων, και ορισμένες απαραίτητες παραδοχές ώστε τελικά να παρατεθούν τα συστήματα των εξισώσεων που περιγράφουν το αριθμητικό μοντέλο της κινητικής νετρονίων του αντιδραστήρα και που χρησιμοποιούνται στον εκπαιδευτικό προσομοιωτή του

αντιδραστήρα τύπου WWER-1000. Το αριθμητικό μοντέλο φαίνεται να είναι αντιπροσωπευτικό της φυσικής συμπεριφοράς των θερμικών νετρονίων και λύνεται εύκολα με κλασσικές αριθμητικές μεθόδους, αρκεί να διατίθενται οι κατάλληλες χωρικές και χρονικές οριακές συνθήκες, των οποίων λεπτομέρειες εξετάζονται σταδιακά στα επόμενα Κεφάλαια. Είναι βασικό, ότι στο Κεφάλαιο αυτό καθορίζεται και η διακριτικότητα της χωρικής ανάλυσης του εκπαιδευτικού προσομοιωτή του αντιδραστήρα WWER-1000 σε ό,τι αφορά κατ' αρχήν την νετρονική ανάλυση. Για το σκοπό αυτό παρουσιάζεται και ο στοιχειώδης όγκος υπολογισμών, τον οποίο έχουν επιλέξει αυτοί που ανέπτυξαν τον προσομοιωτή.

Στο επόμενο 3ο Κεφάλαιο, εξετάζονται σε ειδική ανάλυση οι κύριοι παράγοντες που επηρεάζουν την αντιδραστικότητα και επομένως και την περίοδο του αντιδραστήρα, η οποία παίζει σημαντικό ρόλο στο προς επίλυση σύστημα εξισώσεων. Τέτοιοι παράγοντες είναι οι αλλαγές της θερμοκρασίας, η ανάπτυξη δηλητηρίων της σχάσεως, και η μείωση λόγω κατανάλωσης, της συγκέντρωσης σχάσιμων πυρήνων στο μίγμα του αντιδραστήρα. Η ανάλυση αντιδραστικότητας γίνεται για μία ενεργειακή ομάδα νετρονίων, τα θερμικά νετρόνια και για ομογενή αντιδραστήρα θερμικών νετρονίων με καύσιμο φυσικό ή ελαφρά εμπλουτισμένο ουράνιο, με ελαφρύ επιβραδυντή μαζικού αριθμού  $< 12$  (εδώ εννοείται το ελαφρύ νερό), ο οποίος αντιδραστήρας μάλιστα σε ορισμένες από τις φάσεις της ανάλυσης θεωρείται για ευκολία απείρων διαστάσεων. Παρουσιάζονται φυσικά στοιχεία και οι εξισώσεις που περιγράφουν την ανάλυση αντιδραστικότητας που χρησιμοποιούνται στον εκπαιδευτικό προσομοιωτή του αντιδραστήρα τύπου WWER-1000. Από την ανάλυση γίνεται φανερό ότι για μεγάλες μεταβολές αντιδραστικότητας που οφείλονται σε εξωγενή εισαγωγή π.χ. αρνητικής αντιδραστικότητας ο αντιδραστήρας και η κινητική του είναι δυνατόν να παρουσιάσουν συμπεριφορά με έντονη εξάρτηση από το χρόνο. Το τμήμα αυτό της ανάλυσης δεν θα απασχολήσει την παρούσα Διπλωματική Εργασία στην οποία δίνεται βάρος μόνο στην προσομοίωση της μόνιμης κατάστασης λειτουργίας αντιδραστήρα WWER-1000.

Στο 4<sup>ο</sup> Κεφάλαιο δίνονται θεωρητικά στοιχεία από τη θερμοδυναμική και την μετάδοση θερμότητας στον πυρήνα του αντιδραστήρα με έμφαση στον πυρήνα των αντιδραστήρων τύπου πεπιεσμένου ύδατος. Τα στοιχεία αυτά είναι αναγκαία και στο επίπεδο της προσομοίωσης του αντιδραστήρα WWER-1000, διότι επιτρέπουν τον υπολογισμό των θερμοκρασιών στον πυρήνα, οι οποίες έχουν όπως παρουσιάστηκε σημαντική επίδραση



στην αντιδραστικότητα, και των οποίων η γνώση είναι απαραίτητη για τον έλεγχο της μηχανικής αντοχής των μηχανολογικών στοιχείων του πυρήνα.

Στο 5<sup>ο</sup> Κεφάλαιο διατυπώνεται ένα προσεγγιστικό αριθμητικό μοντέλο ρευστομηχανικής και μεταφοράς θερμότητας και μάζας για έναν αντιδραστήρα πεπιεσμένου ύδατος, στο οποίο φυσικά να λαμβάνονται υπόψη οι εξισώσεις διατήρησης, οι θερμοφυσικές ιδιότητες του ψυκτικού μέσου και ο χρόνος. Ειδικά οι θερμοφυσικές ιδιότητες εξαρτώνται από την πίεση και την θερμοκρασία. Για το σκοπό αυτό δίνεται προσοχή και στο πως εξαρτάται η θερμοκρασία στα διάφορα σημεία του πυρήνα από το συντελεστή συναγωγής για τη μετάδοση θερμότητας από το περίβλημα των ράβδων προς το ψυκτικό μέσο. Οι εξισώσεις του ρευστομηχανικού μοντέλου που δίνονται σε αυτό το Κεφάλαιο, βασίζονται φυσικά σε εκείνες που αναφέρουν τα κλασσικά συγγράμματα Μηχανικής Ρευστών και Μεταφοράς Θερμότητας και Μάζας. Τέλος, για τον τρόπο που παράγεται η ενέργεια από τις σχάσεις και εισάγεται στο ρευστομηχανικό μοντέλο, παρουσιάζονται επίσης σχετικές απλές εξισώσεις.

Στο τελευταίο 6<sup>ο</sup> Κεφάλαιο αναπτύσσονται στο επίπεδο της εξεταζόμενης προσομοίωσης, τα βασικά στοιχεία και οι οριακές συνθήκες λειτουργίας σε μόνιμη κατάσταση ενός αντιδραστήρα WWER-1000 με πλήρη ισχύ, δηλαδή σε κατάσταση κρισιμότητας με πλήρη ισχύ και μάλιστα λίγο μετά την εκκίνησή του με νέο καύσιμο, σύμφωνα και με σύνθεση των προηγούμενων. Για το σκοπό αυτό εξετάζεται το χωρικό και το χρονικό βήμα που μπορεί να δέχεται η προσομοίωση της οποίας αναπτύχθηκαν τα θεωρητικά σημεία, η διατήρηση νετρονίων ανά στοιχειώδη όγκο, και η ενεργειακή ανάλυση ανά στοιχειώδη όγκο, για τον υπολογισμό των αναπτυσσόμενων θερμοκρασιών στο πυρηνικό καύσιμο, το περίβλημα της ράβδου του πυρηνικού καυσίμου και το ψυκτικό μέσο. Ο σκοπός φυσικά είναι η παρατήρηση κυρίως του αναπτυσσόμενου πεδίου θερμοκρασιών σε όλα τα κύρια υλικά του πυρήνα, ως τον σημαντικότερο παράγοντα που καθορίζει την αντοχή του πυρήνα.

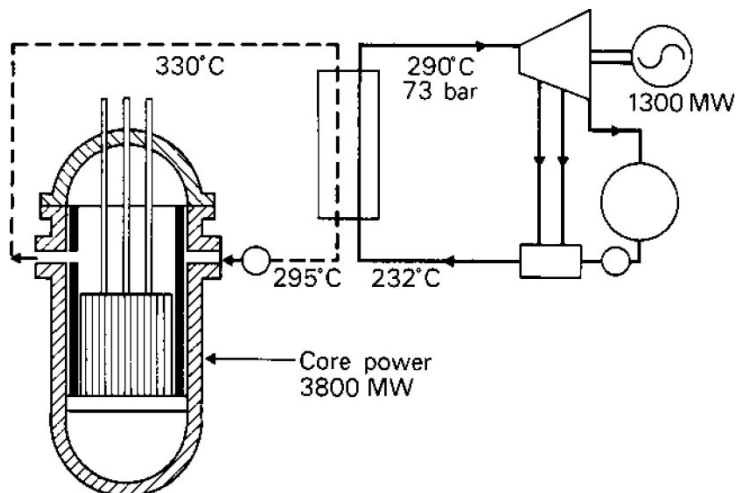
Στην ενότητα του Επιλόγου, δίνονται γενικές παρατηρήσεις και σχόλια πάνω στα θεωρητικά στοιχεία του προσομοιωτή όπως παρουσιάστηκαν, καθώς και ειδικές παρατηρήσεις και σχόλια σχετικά με τον τρόπο που φαίνεται να μπορεί να λειτουργεί ο προσομοιωτής σε μία μόνιμη κατάσταση κανονικής λειτουργίας με πλήρη ισχύ.

Όταν χρειάζεται, τα Κεφάλαια συνοδεύονται με Πίνακες Συμβόλων – Μονάδων, δεδομένου ότι τα εξεταζόμενα μεγέθη είναι πολλά και σε μερικές περιπτώσεις οι

μονάδες τους ποικίλλουν. Σε Παράρτημα στο τέλος της ΔΕ παρουσιάζονται τεχνικές λεπτομέρειες του αντιδραστήρα WWER-1000 σε σύγκριση και με τους αντίστοιχους αντιδραστήρες τύπου PWR. Στο ίδιο Παράρτημα δίνονται αποσπασματικά σε πίνακα και δυνατά αποτελέσματα των διεργασιών που προσομοιώνει ο εξεταζόμενος προσομοιωτής.

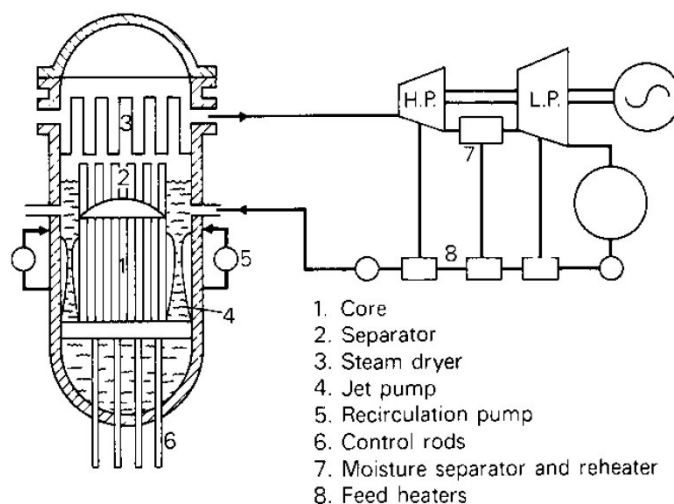
Πέρα από την χρησιμοποιούμενη κατά περίπτωση ειδική βιβλιογραφία, η γενική βιβλιογραφία που καλύπτει την παρουσιαζόμενη ανάλυση συνοψίζεται στα ακόλουθα ελληνικά και ξένα συγγράμματα: Bennet (1981), Αγγελόπουλος (1983), Σιμόπουλος (1983), Lamarsh (1999) και Lewis (2008). Σε ό,τι αφορά τον προσομοιωτή του αντιδραστήρα WWER-1000 ο βασικότερες αναφορές είναι τα IAEA (2005) και Tikhonov (2011).

## ΔΙΑΓΡΑΜΜΑΤΑ ΤΟΥ 1<sup>ου</sup> ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ



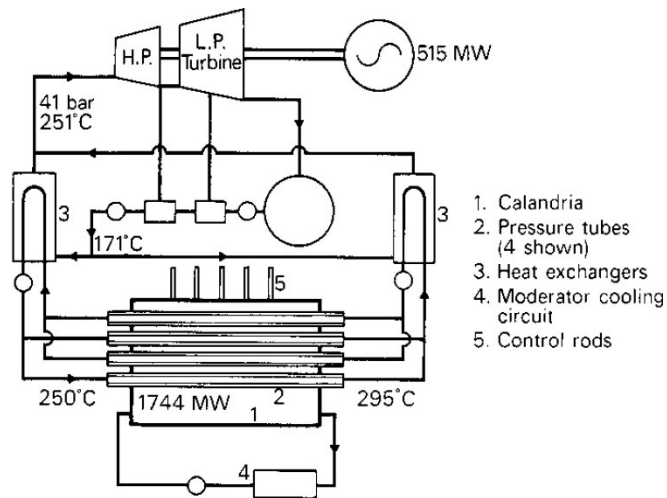
Διάγραμμα 1.1

Σχηματικό διάγραμμα του πυρήνα (core), του δοχείου πίεσης και του απλοποιημένου θερμοδυναμικού κύκλου ενός αντιδραστήρα τύπου πεπιεσμένου ύδατος (όπως αποδίδεται στον Bennet, 1981)



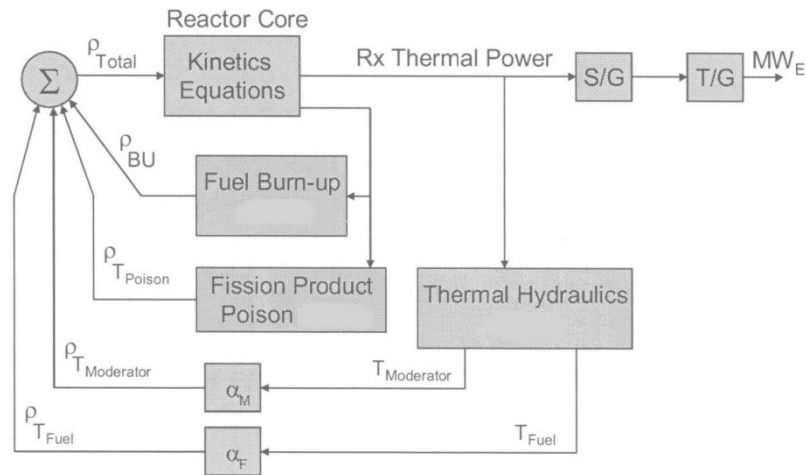
Διάγραμμα 1.2

Σχηματικό διάγραμμα ενός αντιδραστήρα τύπου ζέοντος ύδατος (όπως αποδίδεται στον Bennet, 1981). Core: πυρήνας, Separator: διαχωριστής νερού – ατμού, Steam dryer: ξηραντήρας ατμού, Jet pump: αντλία φλέβας, Recirculation pump: αντλία ανακυκλοφορίας, Control rods: ράβδοι ελέγχου, Moisture separator and reheater: απομάστευση ξήρανσης και αναθέρμανσης, Feed heaters: προθερμαντήρες τροφοδοτικού νερού, HP (High Pressure): υψηλή πίεση, LP (Low Pressure): χαμηλή πίεση.



**Διάγραμμα 1.3**

**Σχηματικό διάγραμμα του Calandria, των εναλλακτών θερμότητας και του απλοποιημένου θερμοδυναμικού κύκλου ενός αντιδραστήρα τύπου CANDU (όπως αποδίδεται στον Bennet, 1981). Pressure tubes: σωλήνες πίεσης (παρουσιάζονται 4), Heat exchangers: εναλλάκτες θερμότητας, Moderator cooling circuit: κύκλωμα ψύξεως επιβραδυντή, Control rods: ράβδοι ελέγχου.**



**Διάγραμμα 1.4**

**Συνιστώσες ενδογενούς αντιδραστικότητας  
(όπως αποδίδονται από τον Foulke, 2009)**

**ΥΠΟΜΝΗΜΑ**

**$\rho_{BU}$ : μείωση αντιδραστικότητας λόγω μείωσης συγκέντρωσης σχάσιμων πυρήνων (Fuel Burn-up)**

**$\rho_{T_{poison}}$ : μείωση αντιδραστικότητας λόγω αύξησης συγκέντρωσης δηλητηρίων σχάσης (Fission Product Poison)**

**$\rho_{T_{moderator}}$ : μείωση αντιδραστικότητας λόγω αύξησης θερμοκρασίας επιβραδυντή κατά το θερμοκρασιακό συντελεστή αντιδραστικότητας  $\alpha_M$**

**$\rho_{T_{fuel}}$ : μείωση αντιδραστικότητας λόγω αύξησης θερμοκρασίας πυρηνικού καυσίμου κατά το θερμοκρασιακό συντελεστή αντιδραστικότητας  $\alpha_F$**

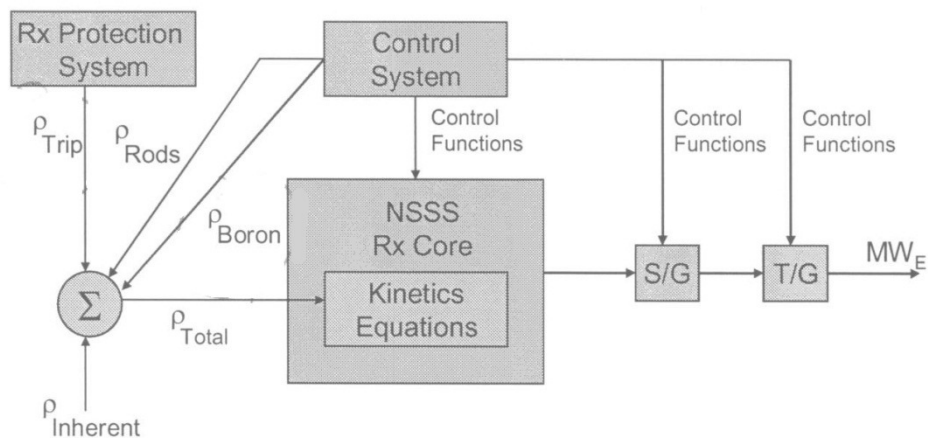
**$\rho_{Total}$ : άθροιση αντιδραστικότητας ( $\Sigma$ ) και είσοδος στη διαφορική εξίσωση ισοζυγίου νετρονίων (Kinetics Equation)**

**Rx Thermal Power (Rx = Reactor): παραγόμενη θερμική ισχύς από σχάσεις**

**S/G (Steam Generator): Ατμογεννήτρια**

**T/G (Turbine & Electricity Generator): Στρόβιλος και ηλεκτρογεννήτρια**

**T<sub>moderator</sub> / T<sub>fuel</sub>: θερμοκρασίες επιβραδυντή και πυρηνικού καυσίμου που προκύπτουν από την παραγόμενη θερμική ισχύ μέσω θερμοϋδραυλικής ανάλυσης.**



**Διάγραμμα 1.4**

**Συνιστώσες εξωγενούς αντιδραστικότητας και δράσεις του συστήματος ελέγχου (όπως αποδίδονται από τον Foulke, 2009)**

**ΥΠΟΜΝΗΜΑ**

**$\rho_{inherent}$ : ενδογενής αντιδραστικότητα**

**$\rho_{Trip}$ : μείωση αντιδραστικότητας λόγω έκτακτης σβέσης που διαχειρίζεται το σύστημα ελέγχου για έκτακτη σβέση (Rx Protection System)**

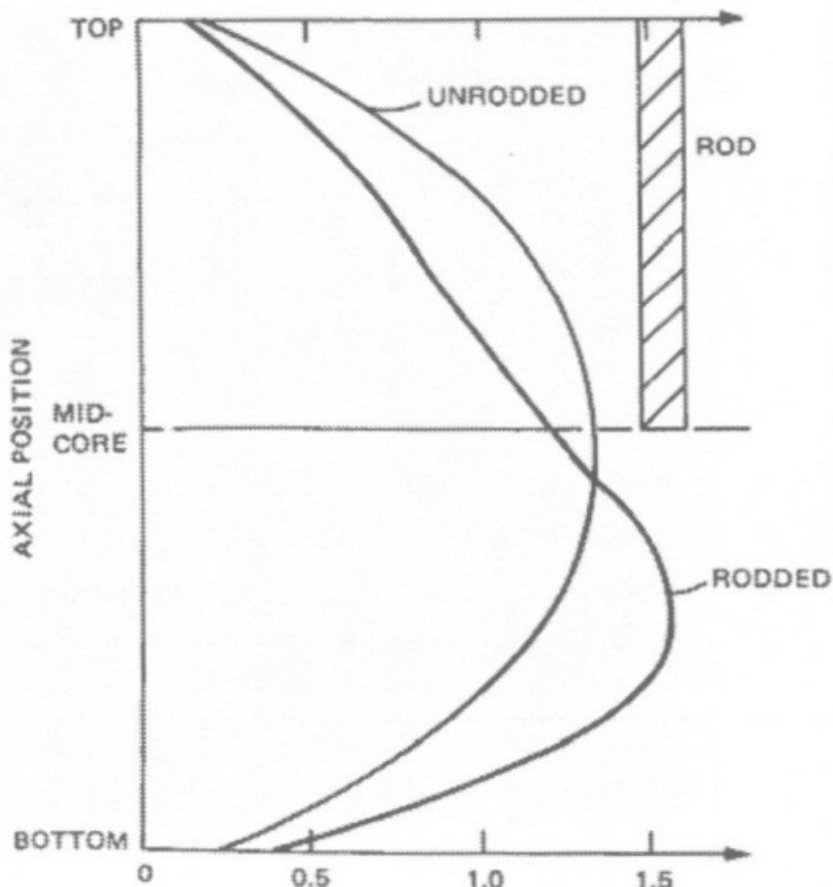
**$\rho_{Rods}$ : μεταβολές αντιδραστικότητας (αυξήσεις ή μειώσεις) μέσω των ράβδων ελέγχου που διαχειρίζεται το σύστημα ελέγχου εκκίνησης, κανονικής λειτουργίας και κανονικής σβέσης (Control System)**

**$\rho_{Boron}$ : μεταβολές αντιδραστικότητας (αυξήσεις ή μειώσεις) μέσω διαλυόμενων δηλητηρίων που διαχειρίζεται το σύστημα ελέγχου εκκίνησης, κανονικής λειτουργίας και κανονικής σβέσης (Control System)**

**Control Functions: Εντολές ελέγχου**

**$\rho_{Total}$ : άθροιση αντιδραστικότητας ( $\Sigma$ ) και είσοδος στη διαφορική εξίσωση ισοζυγίου νετρονίων (Kinetics Equation)**

**NSSS: Nuclear Steam Supply System.**



**Διάγραμμα 1.6**

**Κανονικοποιημένη ροή θερμικών νετρονίων (οριζόντιος άξονας) σε συνάρτηση με το ύψος του αντιδραστήρα (axial position, όπως αποδίδονται από τον Foulke, 2009 ).**

**Διακρίνονται δύο περιπτώσεις:**

- (a) Unrodded:** Οι ράβδοι δεν έχουν εισέρθει. Η ροή νετρονίων παρουσιάζει μέγιστο στο κέντρο του πυρήνα (mid-core)
- (b) Rodded:** Οι ράβδοι ασφαλείας έχουν εισέρθει μερικώς. Η ροή νετρονίων παρουσιάζει μέγιστο εντός του χαμηλού μισού του πυρήνα.

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2

### ΣΤΟΙΧΕΙΑ ΝΕΤΡΟΝΙΚΗΣ ΟΙΚΟΝΟΜΙΑΣ ΠΥΡΗΝΙΚΩΝ

#### ΑΝΤΙΔΡΑΣΤΗΡΩΝ ΙΣΧΥΟΣ,

#### ΜΕΡΟΣ Α': ΚΙΝΗΤΙΚΗ ΑΝΤΙΔΡΑΣΤΗΡΑ

##### 2.1 Εισαγωγή

Οι συνθήκες για τις οποίες έχουν σχεδιασθεί και κάτω από τις οποίες λειτουργούν οι πυρηνικοί αντιδραστήρες ισχύος συνεπάγονται, όπως αναφέρθηκε και στο 1<sup>ο</sup> Κεφάλαιο, ότι παράγουν μεγάλη θερμική ισχύ της τάξεως των 3000 MW χωρίς μεταβολές για μεγάλες χρονικές περιόδους. Στη μόνιμη κατάσταση, ο συντελεστής πολλαπλασιασμού νετρονίων του αντίστοιχου συστήματος περιορισμένων διαστάσεων είναι κατά μέσο όρο χωρικά και χρονικά ίσος με τη μονάδα –δηλ. οι επιτρεπόμενες διακυμάνσεις είναι πολύ μικρές, και η ροή νετρονίων, επομένως και ο επαγόμενος ρυθμός σχάσεων δεν μεταβάλλονται με το χρόνο. Παρόλα αυτά υπάρχουν και καταστάσεις ενός ΠΑΙ, στις οποίες υπάρχει εξάρτηση με το χρόνο λόγω ισχυρών ή ασθενών μεταβολών της αντιδραστικότητας, εξωγενών όπως π.χ. λόγω εκκίνησης, η σβέσης ή έκτακτης σβέσης και μεταβολών της ζητούμενης θερμικής ισχύος ή άλλων, ή ενδογενών όπως π.χ. λόγω μεταβολής της θερμοκρασίας, ανάπτυξης των δηλητηρίων της σχάσεως και μείωσης της συγκέντρωσης σχάσιμων πυρήνων στο μίγμα του αντιδραστήρα. Είναι απαραίτητο λοιπόν να εξεταστούν και αυτές οι πτυχές της λειτουργίας ενός ΠΑΙ από την άποψη του πως αυτές επηρεάζουν το ισοζύγιο νετρονίων. Σε αυτό το Κεφάλαιο εξετάζεται χονδρικά ο τρόπος με τον οποίο μεταβάλλεται η ροή νετρονίων κυρίως όταν ένας αντιδραστήρας λειτουργεί ως κρίσιμος, δεδομένου ότι η θεωρητική περιγραφή της προσομοίωσης της κρίσιμης κατάστασης λειτουργίας ενός αντιδραστήρα WWER-1000 στην ονομαστική ισχύ είναι ο σημαντικότερος σκοπός της Διπλωματικής Εργασίας. Η σχετική θεωρία ονομάζεται κινητική του αντιδραστήρα και είναι το αποτέλεσμα ανάλυσης της κινητικής των νετρονίων σε κρίσιμο αντιδραστήρα στον οποίο παρατηρούνται μικρές μεταβολές – αυξήσεις ή μειώσεις της αντιδραστικότητας. Τέτοιες σχετικά σταθερές καταστάσεις υπάρχουν όταν ένας αντιδραστήρας παράγει σταθερή θερμική ισχύ. Σημειώνεται ότι ως εργαλεία για την περιγραφή της κινητικής του αντιδραστήρα χρησιμοποιούνται η ανάλυση σημειακής κινητικής νετρονίων και η πιο ακριβής ανάλυση χωρικής κινητικής νετρονίων. Ακολούθως παρουσιάζονται στοιχεία και από τις δύο αναλύσεις καθώς και οι



εξισώσεις που περιγράφουν την κινητική του αντιδραστήρα που χρησιμοποιούνται στον εκπαιδευτικό προσομοιωτή του αντιδραστήρα τύπου WWER-1000.

## 2.2 Στοιχεία σημειακής κινητικής νετρονίων για τον αντιδραστήρα απείρων διαστάσεων

### 2.2.1 Γενικά για την κινητική

Η μελέτη της ανάδρασης ενός αντιδραστήρα σε μία μεταβολή του συντελεστή κρισιμότητας από την τιμή "1", στην οποία ο αντιδραστήρας λειτουργεί σε μόνιμη κατάσταση, προς μία άλλη ελαφρώς μεγαλύτερη ή μικρότερη του "1" είναι γνωστή ως κινητική του αντιδραστήρα. Σε αυτό το σημείο είναι σκόπιμο να δοθούν μερικοί αναγκαίοι ορισμοί απαραίτητων μεγεθών.

Στην θεωρία κινητικής για έναν αντιδραστήρα περιορισμένων διαστάσεων χρησιμοποιείται συνήθως το μέγεθος αντιδραστικότητα  $\rho$ , στη θέση του συντελεστή πολλαπλασιασμού νετρονίων  $k_{eff} = k_e$ . Η αντιδραστικότητα ορίζεται ως εξής:

$$\rho = \frac{k_e - 1}{k_e} \quad (2.1)$$

Είναι φανερό ότι για

κρίσιμο αντιδραστήρα  $\rho = 0$  ( $k_e = 1$ )

υπερκρίσιμο αντιδραστήρα  $\rho > 0$  ( $k_e > 1$ ), και

υποκρίσιμο αντιδραστήρα  $\rho < 0$  ( $k_e < 1$ )

Η σχέση (2.1) γράφεται και ως:

$$\rho = \frac{\delta k}{k_e} \quad (2.2)$$

Δεδομένου ότι στις περιπτώσεις των πραγματικών ΠΑΙ πάντοτε  $k_e \approx 1$  (πράγμα που σημαίνει ελαφρά μικρότερο ή ελαφρά μεγαλύτερο ή ακριβώς ίσο με τη μονάδα), ισχύει:

$$\rho \approx \delta k \quad (2.3)$$

Η αντιδραστικότητα δεν έχει μονάδες, παρόλα αυτά, για διευκόλυνση της κατανόησής της έχουν εισαχθεί κάποιες οι κυριότερες των οποίων είναι (βλ. π.χ. και Foulke, 2009):

- χιλιοστά του  $k_e$  ή αλλιώς  $mk$  ( $1 mk = 0.001$ ), και

- επί τοις εκατό του χιλιοστού του  $\rho$  ή αλλιώς *percent millirho* ή *pcm*  
( $1 \text{ pcm} = 0.00001$ )

Άλλο ένα σημαντικό μέγεθος στη μελέτη της κινητικής του αντιδραστήρα είναι ο μέσος χρόνος ζωής των νετρονίων,  $l_p$ , που μεσολαβεί από τη στιγμή της γέννησης των ταχέων νετρονίων από την σχάση και της τελικής τους απορρόφησης στον αντιδραστήρα ως θερμικά. Σε έναν αντιδραστήρα θερμικών νετρονίων (ΘΝ), ο χρόνος αυτός είναι το άθροισμα του μέσου χρόνου επιβράδυνσης των ταχέων νετρονίων, κατά τον οποίο τα ταχέα νετρόνια επιβραδύνονται και μετατρέπονται σε θερμικά και του μέσου χρόνου διάχυσης, κατά τον οποίο τα θερμικά πλέον νετρόνια διαχέονται μέχρι την απορρόφηση τους. Σε όλους τους αντιδραστήρες θερμικών νετρονίων, ο χρόνος διάχυσης είναι πολύ μεγαλύτερος από τον χρόνο επιβράδυνσης των νετρονίων, με τυπικές τιμές περίπου  $10^{-3}$  δευτερόλεπτα και  $10^{-5}$  δευτερόλεπτα αντίστοιχα. Αυτό σημαίνει ότι, ο μέσος χρόνος ζωής των νετρονίων είναι σχεδόν ίσος με τον χρόνο διάχυσης. Ο μέσος χρόνος διάχυσης  $t_d$  για θερμικά νετρόνια σε έναν αντιδραστήρα θερμικών νετρονίων υπολογίζεται ως:

$$t_d = \frac{\text{μέση ελεύθερα διαδρομή απορρόφησης } \Theta N \text{ στον αντιδραστήρα } (\lambda_a)}{\text{μέση ταχύτητα } \Theta N} =$$

$$\frac{\lambda_a}{\bar{v}} = \frac{1}{\Sigma_a \bar{v}} \quad (2.4)$$

όπου

$\bar{\Sigma}_a$  η μέση μακροσκοπική ενεργός διατομή απορρόφησης, και

$\bar{v}$  η μέση ταχύτητα των θερμικών νετρονίων.

Όπως είναι γνωστό (Αγγελόπουλος, 1983), ο χρόνος διάχυσης μπορεί να εκφραστεί σε όρους μακροσκοπικής ενεργής διατομής απορρόφησης του επιβραδυντή  $\bar{\Sigma}_{aM}$ , χρησιμοποιώντας την σχέση:

$$\bar{\Sigma}_{aM} = (1-f)\bar{\Sigma}_a \quad (2.5)$$

Με βάση την προηγούμενη σχέση προκύπτει:

$$t_d = \frac{1-f}{\bar{\Sigma}_{aM} \bar{v}} \quad (2.6)$$

Με την (πολύ) χονδρική υπόθεση ότι ο επιβραδυντής είναι απορροφητής  $-1/v$ , ισχύει:

$$\bar{\Sigma}_{aM} \bar{V} = \Sigma_{aM0} \nu_0 \quad (2.7)$$

Χρησιμοποιώντας αυτό το αποτέλεσμα στην (2.6) προκύπτει:

$$t_d = \frac{1-f}{\Sigma_{aM0} \nu_0} \quad (2.8)$$

όπου

$\Sigma_{aM0}$  η μακροσκοπική ενεργός διατομή απορρόφησης του επιβραδυντή στην ταχύτητα αναφοράς των νετρονίων, και

$\nu_0 = 2200 \text{ m/s}$  η συμβατική ταχύτητα αναφοράς των νετρονίων.

Από αντικατάσταση προκύπτει ότι οι αντιδραστήρες εμπλουτισμένου ουρανίου ( $f \approx 0.9$ ), που χρησιμοποιούν νερό ως επιβραδυντή, έχουν τυπική τιμή για τον μέσο χρόνο ζωής των νετρονίων ίσο με μόλις  $10^{-4}$  δευτερόλεπτα. Αυτός ο χρόνος φαίνεται κατ' αρχήν πολύ μικρός σε σχέση με τους χρόνους αντίδρασης ακόμα και των πιο εξελιγμένων συστημάτων αυτομάτου ελέγχου και δεν επιτρέπει ανθρώπινη παρέμβαση στην οικονομία των νετρονίων του αντιδραστήρα.

## 2.2.2 Κινητική αντιδραστήρα αποκλειστικά με ακαριαία νετρόνια

Όπως είναι γνωστό, όλα τα νετρόνια που παράγονται εξαιτίας των σχάσεων δεν εκπέμπονται ακαριαία την στιγμή της σχάσης. Πολύ λίγα νετρόνια, λιγότερα από το 1%, τα οποία ονομάζονται καθυστερημένα νετρόνια, εκπέμπονται σε μεταγενέστερο χρόνο μετά την ραδιενεργό διάσπαση συγκεκριμένων προϊόντων της σχάσης. Οι ιδιότητες των καθυστερημένων νετρονίων θα αναφερθούν αργότερα, ωστόσο για να τονιστεί η σπουδαιότητα τους στην κινητική του αντιδραστήρα, θα ελεγχθεί αρχικά η ανάδραση ενός αντιδραστήρα θερμικών νετρονίων σε μία μικρή μεταβολή της αντιδραστικότητας του, με βάση την εσφαλμένη υπόθεση ότι όλα τα νετρόνια της σχάσης είναι ακαριαία. Το πρόβλημα μπορεί να απλοποιηθεί, χωρίς μεγάλη μείωση της ακρίβειας, με το να θεωρηθεί αντιδραστήρας άπειρων διαστάσεων (δηλ. με μηδενική διαρροή νετρονίων).

Αν υποτεθεί ότι ενδιαφέρουν μόνο τα θερμικά νετρόνια και ότι ο αντιδραστήρας είναι ένα διακριτό σημείο στον κενό χώρο, τότε ισχύει η εξίσωση ισοζυγίου θερμικών νετρονίων η οποία μπορεί να γράφεται ως εξής:

$$\frac{dn_T}{dt} = (k_\infty - 1) \bar{\Sigma}_a \Phi_T = (k_\infty - 1) \bar{\Sigma}_a n_T \bar{v} = \frac{k_\infty - 1}{l_p} n_T \quad (2.9)$$

όπου

$\Phi_T$  η ροή θερμικών νετρονίων,

$n_T$  η πυκνότητα θερμικών νετρονίων και

$T$  δείκτης που δηλώνει θερμικά νετρόνια.

Η γενική λύση αυτής της διαφορικής εξίσωσης για μία βαθμιαία μεταβολή της αντιδραστικότητας τη χρονική στιγμή  $t = 0$  είναι:

$$n_T = n_0 \exp \left[ \frac{(k_\infty - 1)t}{l_p} \right] \quad (2.10)$$

όπου

$n_0$  η πυκνότητα θερμικών νετρονίων στη σταθερή κατάσταση, πριν την μεταβολή της αντιδραστικότητας.

Η εξίσωση (2.10) δείχνει ότι η πυκνότητα των νετρονίων, και επομένως και η ισχύς του αντιδραστήρα, μεταβάλλονται εκθετικά με την αντιδραστικότητα, και ο ρυθμός αυτής της μεταβολής, που μπορεί να είναι αυξανόμενος ή μειούμενος ανάλογα με το αν η μεταβολή της αντιδραστικότητας είναι θετική ή αρνητική, χαρακτηρίζεται από τον χαρακτηριστικό χρόνο  $T$ , που είναι ο χρόνος που απαιτείται ώστε η ισχύς να μεταβληθεί κατά ένα συντελεστή  $e$ . Ο χρόνος αυτός ονομάζεται περίοδος του αντιδραστήρα και δίνεται από την σχέση:

$$T = \frac{l_p}{k_\infty - 1} \quad (2.11)$$

Σε όρους της περιόδου, η εξίσωση (2.10) γράφεται ως:

$$n_T = n_0 e^{t/T} \quad (2.12)$$

Ως μία εφαρμογή αυτού του αποτελέσματος, θεωρείται ένας αντιδραστήρας θερμικών νετρονίων άπειρων διαστάσεων, στον οποίο ο μέσος χρόνος ζωής των νετρονίων είναι π.χ. 0.001 δευτερόλεπτα, και ο συντελεστής κρισιμότητας απείρου συστήματος  $k_\infty$  μεταβάλλεται από 1 σε 1.001 ώστε να δώσει πλεονάζουσα αντιδραστικότητα ίση με

0.001 (10 mk ή 100 pcm). Από την εξίσωση (2.11) η υπολογιζόμενη περίοδος του αντιδραστήρα είναι μόλις 1 δευτερόλεπτο, και εφαρμόζοντας την (2.12) για 10 δευτερόλεπτα η ισχύς του αντιδραστήρα αυξάνεται κατά έναν παράγοντα  $e^{10}$  ή περίπου 22000 φορές. Αυτός είναι ένας πολύ ταχύς ρυθμός αύξησης ισχύος που είναι δύσκολο να ελεγχθεί. Στην περίπτωση μίας αρνητικής μεταβολής της αντιδραστικότητας (για παράδειγμα στο σβήσιμο ενός αντιδραστήρα), η πυκνότητα νετρονίων του αντιδραστήρα θα μειωθεί εκθετικά με έναν αντίστοιχα πολύ ταχύ ρυθμό.

Το συμπέρασμα από την προηγηθείσα συζήτηση είναι ότι, με απουσία των καθυστερημένων νετρονίων, τα επίπεδα ισχύος του αντιδραστήρα απείρων διαστάσεων θα μεταβάλλονται πολύ γρήγορα ως αποτέλεσμα των μεταβολών της αντιδραστικότητας, και ο έλεγχος κατά την εκκίνηση θα ήταν πολύ δύσκολος. Από την άλλη η σβέση θα ήταν ιδανικά ταχύτατη.

### 2.2.3 Κινητική αντιδραστήρα με καθυστερημένα νετρόνια

Τα καθυστερημένα νετρόνια είναι ταχέα νετρόνια που παράγονται σε μεταγενέστερο χρόνο μετά τη σχάση των σχάσιμων πυρήνων, ως αποτέλεσμα της διάσπασης συγκεκριμένων ραδιενεργών προϊόντων της σχάσης, κυρίως ισοτόπων του βρωμίου και του ιωδίου. Τα ισότοπα αυτά ονομάζονται πρόδρομοι πυρήνες. Το Διάγραμμα 2.1 δείχνει τον μηχανισμό διάσπασης ενός τέτοιου πρόδρομου πυρήνα, του  $^{87}\text{Br}$ . Τα καθυστερημένα νετρόνια διακρίνονται σε ομάδες ανάλογα με το μέσο χρόνο ζωής του πρόδρομου πυρήνα από τον οποίο προέρχονται. Ο μέσος χρόνος, κατά τον οποίο καθυστερεί η εκπομπή της κάθε ομάδας νετρονίων, είναι ίσος με αυτό το μέσο χρόνο ζωής. Στην τυπική περίπτωση του  $^{87}\text{Br}$  αυτός είναι περίπου 80 δευτερόλεπτα. Οι πρόδρομοι πυρήνες μπορούν να ομαδοποιηθούν σε συνολικά έξι ομάδες σύμφωνα με το μέσο χρόνο ζωής τους κατά τον Πίνακα 2.1 που αναφέρεται σε πρόδρομους πυρήνες που προκύπτουν από τις σχάσεις του  $^{235}\text{U}$ .

Το ποσοστό των καθυστερημένων νετρονίων  $\beta$  επί του συνόλου των ταχέων νετρονίων ενός αντιδραστήρα θερμικών νετρονίων είναι:

$$\beta = \sum_{i=1}^6 \beta_i \quad (2.13)$$

και η τιμή του για σχάσιμο πυρήνα  $^{235}\text{U}$  είναι 0.0065.

Η μέση τιμή του μέσου χρόνου ζωής  $\bar{t}_m$  όλων των πρόδρομων πυρήνων δίνεται από την ακόλουθη εξίσωση:

$$\bar{t}_m = \frac{1}{\beta} \sum_{i=1}^6 \beta_i t_{mi} \quad (2.14)$$

Οι τιμές των  $\bar{t}_m$  και  $\beta\bar{t}_m$  για σχάσιμο πυρήνα  $^{235}\text{U}$  είναι περίπου 12.5 και 0.08 δευτερόλεπτα αντίστοιχα. Συνάγεται ότι ο μέσος χρόνος ζωής  $l$  όλων των νετρονίων, δηλαδή και των ακαριαίων και των καθυστερημένων, θα είναι:

$$l = (1 - \beta)l_p + \beta(\bar{t}_m + l_p) \approx l_p + \beta\bar{t}_m \quad (2.15)$$

αφού  $\beta\bar{t}_m \gg l_p$ ,  $l \approx \beta\bar{t}_m$ , που είναι 0.08 δευτερόλεπτα. Υπενθυμίζεται ότι  $l_p = 10^{-4}$  sec.

Επιστρέφοντας στην εφαρμογή της προηγούμενης παραγράφου και υποθέτοντας εύλογα ότι η εξίσωση (2.11) μπορεί να χρησιμοποιηθεί για το μέσο χρόνο ζωής  $l$ , τότε μία μεταβολή του συντελεστή πολλαπλασιασμού νετρονίων άπειρου συστήματος  $k_\infty$  της τάξης του 0.1% θα έχει ως αποτέλεσμα μία περίοδο 80 δευτερολέπτων. Αυτό συνεπάγεται έναν πολύ πιο αργό ρυθμό μεταβολής ισχύος που μπορεί εύκολα να ελεγχθεί. Δυστυχώς, η μέθοδος αυτή δεν μπορεί να προβλέψει σωστά την ανάδραση του αντιδραστήρα για μεγάλες στιγμιαίες μεταβολές της αντιδραστικότητας (μεγάλο ακαριαίο άλμα, βλ. και Αγγελόπουλος, 1983), και η περίοδος που υπολογίζεται με αυτήν την μέθοδο είναι σωστή μόνο για αντιδραστικότητες μικρότερες από περίπου 0.0005.

Με σκοπό να προβλεφτεί πιο ορθά η ανάδραση ενός αντιδραστήρα σε μία μεταβολή της αντιδραστικότητας, είναι απαραίτητο να ληφθούν υπόψη στην εξίσωση ισοζυγίου θερμικών νετρονίων τόσο τα ακαριαία νετρόνια καθώς επίσης και η παραγωγή και διάσπαση των πρόδρομων πυρήνων, οι οποίοι παράγουν τα καθυστερημένα νετρόνια. Ας θεωρηθεί πάλι ένας σημειακός αντιδραστήρας θερμικών νετρονίων άπειρων διαστάσεων. Η εξίσωση ισοζυγίου των θερμικών νετρονίων και με τη συμβολή των καθυστερημένων θα είναι τροποποίηση της (2.9):

$$\frac{dn_T}{dt} = k_\infty (1 - \beta) \bar{\Sigma}_a \Phi_T + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i - \bar{\Sigma}_a \Phi_T \quad (2.16)$$

όπου στο δεξιό μέρος αυτής της εξίσωσης,

- ο πρώτος όρος περιγράφει το ρυθμό παραγωγής ακαριαίων νετρονίων λαμβάνοντας υπόψη το γεγονός ότι μόνο ένα μέρος  $(1-\beta)$  όλων των νετρονίων των είναι ακαριαία, και
- ο δεύτερος όρος είναι στην πραγματικότητα έξι όροι, ένας για κάθε ομάδα πρόδρομων πυρήνων, όπου το σύμβολο  $C_i$  είναι η συγκέντρωση της  $i$ -οστής ομάδας πρόδρομων πυρήνων. Αν είναι  $\lambda_i$  η σταθερά διάσπασης της  $i$ -οστής ομάδας πρόδρομων πυρήνων τότε ο όρος  $\lambda_i C_i$  είναι ο ρυθμός διασπάσεων της  $i$ -οστής ομάδας πρόδρομων πυρήνων και ισοδύναμα ο ρυθμός παραγωγής καθυστερημένων νετρονίων από αυτήν την συγκεκριμένη ομάδα.

Η (2.15) ξαναγράφεται ως:

$$\frac{dn_T}{dt} = \bar{\Sigma}_a \Phi_T [k_\infty (1-\beta) - 1] + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i$$

ή

$$\frac{dn_T}{dt} = \bar{\Sigma}_a n_T \bar{v} [k_\infty (1-\beta) - 1] + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i$$

ή

$$\frac{dn_T}{dt} = \frac{n_T}{l_p} k_\infty \left[ (1-\beta) - \frac{1}{k_\infty} \right] + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i$$

ή

$$\frac{dn_T}{dt} = \frac{n_T}{l_p} k_\infty \left[ \left( 1 - \frac{1}{k_\infty} \right) - \beta \right] + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i$$

και τέλος

$$\frac{dn_T}{dt} = \frac{n_T}{l_p} k_\infty (\rho - \beta) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i \quad (2.17)$$

Υπάρχουν προφανώς έξι εξισώσεις ισοζυγίου για τις συγκεντρώσεις των έξι ομάδων των πρόδρομων πυρήνων, όπου κάθε μία είναι στην μορφή:

$$\begin{aligned}
& (\text{Ρυθμός μεταβολής της συγκέντρωσης } i \text{ – στις ομάδες πρόδρομων πυρήνων) =} \\
& (\text{Ρυθμός σχηματισμού } i \text{ – στις ομάδες πρόδρομων πυρήνων) –} \\
& (\text{Ρυθμός διασπάσεων } i \text{ – στις ομάδες πρόδρομων πυρήνων)
\end{aligned}$$

Άρα:

$$\frac{dC_i}{dt} = k_{\infty} \beta_i \bar{\Sigma}_a n_T \bar{v} - \lambda_i C_i \quad (2.18)$$

με  $i = 1$  έως  $6$

ή ισοδύναμα

$$\frac{dC_i}{dt} = \frac{k_{\infty} \beta_i n_T}{l_p} - \lambda_i C_i \quad (2.19)$$

Η ανάδραση κινητικής νετρονίων ενός αντιδραστήρα σε μία κατ' ακαριαίο άλμα μεταβολή της αντιδραστικότητας προσδιορίζεται από την λύση του συστήματος των επτά γραμμικών διαφορικών εξισώσεων (2.17) και (2.18). Η λύση είναι επίπονη αλλά το αποτέλεσμα μπορεί εύκολα να προκύψει από την λύση των εξισώσεων σε ηλεκτρονικό υπολογιστή. Τα βασικά χαρακτηριστικά της λύσης μπορούν να φανούν απλοποιώντας το πρόβλημα και αντικαθιστώντας τις έξι ομάδες των πρόδρομων πυρήνων με μία μόνο ομάδα. Η τιμή του  $\beta$  για όλες τις ομάδες πρόδρομων πυρήνων δίνεται από την εξίσωση (2.13) και η τιμή της σταθεράς διασπάσεως  $\lambda$  για όλες τις ομάδες πρόδρομων πυρήνων δίνεται από την σχέση που συνδέει το μέσο χρόνο ζωής ραδιενεργού πυρήνα με την πιθανότητα διασπάσεώς του. Αν θεωρηθεί ότι ο μέσος χρόνος ζωής  $\bar{t}_m$  των πρόδρομων πυρήνων δίνεται από την εξίσωση (2.14), τότε:

$$\lambda = \frac{1}{\bar{t}_m}$$

Η τιμή του  $\lambda$  για έναν αντιδραστήρα που χρησιμοποιεί ως σχάσιμους πυρήνες  $^{235}\text{U}$  είναι περίπου  $0.08 \text{ s}^{-1}$ .

Με αυτές τις απλοποιήσεις οι επτά εξισώσεις (2.17) και (2.18) μπορούν να μειωθούν σε δύο, την:

$$\frac{dn_T}{dt} = \frac{n_T}{l_p} k_{\infty} (\rho - \beta) + \lambda C \quad (2.20)$$



και την:

$$\frac{dC}{dt} = \frac{k_{\infty} \beta n_T}{l_p} - \lambda C \quad (2.21)$$

όπου  $C$  θεωρείται τώρα η συγκέντρωση όλων των πρόδρομων πυρήνων.

Παρατηρώντας την εξίσωση (2.19), είναι δυνατόν να αποδοθεί μία ποιοτική ιδέα της ανάδρασης του αντιδραστήρα σε μία θετική κατ' ακαριαίο άλμα της αντιδραστικότητας. Εάν η αντιδραστικότητα  $\rho$  είναι θετική και μικρότερη από το  $\beta$ , ο πρώτος όρος στο δεξιό μέλος της εξίσωσης (2.20) θα είναι αρνητικός, και η αύξηση της πυκνότητας των νετρονίων υπαγορεύεται από το θετικό γινόμενο  $\lambda C$ , που είναι ο ρυθμός με τον οποίο διασπώνται οι πρόδρομοι πυρήνες, ο οποίος όπως έχει αναφερθεί είναι αρκετά μικρός. Εάν  $\rho = \beta$ , τότε  $dn/dt = \lambda C = \text{σταθερό}$ , και ο αντιδραστήρας παρουσιάζει συντελεστή πολλαπλασιασμού ακαριαίων νετρονίων ίσο με τη μονάδα (δηλ.  $\rho - \beta = 0$ , όσα ακαριαία παράγονται τόσα χάνονται), ενώ ο ρυθμός αύξησης της πυκνότητας των θερμικών νετρονίων είναι ίσος με τον ρυθμό παραγωγής καθυστερημένων νετρονίων. Σε αυτή την κατάσταση ο αντιδραστήρας ορίζεται ότι βρίσκεται σε κατάσταση ακαριαίας κρισιμότητας (ή στα αγγλικά prompt criticality). Εάν  $\rho > \beta$ , τότε και οι δύο όροι του δεξιού μέλους της εξίσωσης (2.20) είναι θετικοί και ο πρώτος όρος παράγει μία εκθετική αύξηση μέσα σε πολύ σύντομο χρονικό διάστημα, λόγω της μικρής τιμής του  $l_p$ . Αυτή είναι μια παρόμοια κατάσταση με αυτή που υπήρχε στην περίπτωση που τα καθυστερημένα νετρόνια αμελούνται. Το συμπέρασμα από την παραπάνω ανάλυση είναι ότι εάν η δεδομένη αντιδραστικότητα  $\rho$  είναι μικρότερη από το  $\beta$ , τότε ο ρυθμός αύξησης ισχύος, που ακολουθεί μία κατ' ακαριαίο άλμα μεταβολή της αντιδραστικότητας, είναι αρκετά αργός και μπορεί να ελεγχθεί. Από την άλλη μεριά, εάν η  $\rho$  είναι μεγαλύτερη από το  $\beta$ , τότε ο ρυθμός αύξησης ισχύος είναι ταχύς και πολύ δύσκολο, εάν όχι αδύνατον να ελεγχθεί. Το κριτήριο για ασφαλή λειτουργία κατά την εκκίνηση και την αύξηση ισχύος ενός αντιδραστήρα είναι ότι δεν πρέπει σε καμία περίπτωση να επιτραπεί στον αντιδραστήρα να γίνει ακαριαία κρίσιμος.

Οι εξισώσεις (2.20) και (2.21) μπορούν να λυθούν και με απλές μεθόδους. Εάν υποτεθεί ότι  $k_{\infty} = 1$  τότε:

$$\frac{dn_T}{dt} = \frac{n_T}{l_p} (\rho - \beta) + \lambda C \quad (2.22)$$

και

$$\frac{dC}{dt} = \frac{\beta n_T}{l_p} - \lambda C \quad (2.23)$$

Δεδομένης της μαθηματικής μορφής των (2.22) και (2.23) αναζητούνται ειδικές λύσεις της μορφής:

$$n_T(t) = A e^{\omega t} \quad (2.24)$$

και

$$C(t) = B e^{\omega t} \quad (2.25)$$

Με αντικατάσταση στην (2.22):

$$B = -\frac{\beta}{l_p \omega} A \quad (2.26)$$

Με αντικατάσταση των (2.24) και (2.26) στην (2.22):

$$\frac{\lambda(\rho - \beta)}{\omega + \lambda} - \beta = \omega l_p$$

και τότε προκύπτει η ακόλουθη δευτεροβάθμια εξίσωση ως προς το  $\omega$ :

$$\omega^2 l_p + \omega(\beta - \rho + l_p \lambda) - \lambda \beta = 0 \quad (2.27)$$

Για αντιδραστήρα αρκετά "χαμηλότερα" από την κατάσταση ακαριαίας κρισιμότητας  $(\beta - \rho + l_p \lambda)^2 \gg |4l_p \lambda \rho|$  και  $l_p \lambda \ll (\beta - \rho)$ , τότε οι δύο τιμές του  $\omega$  που ικανοποιούν την παραπάνω εξίσωση είναι περίπου ίσες με:

$$\omega_1 \approx \frac{\lambda \rho}{\beta - \rho} \quad \text{και} \quad \omega_2 \approx \frac{\rho - \beta}{l_p}$$

Οι προσεγγίσεις αυτές είναι έγκυρες όταν οι τιμές της  $\rho$  είναι μικρότερες από περίπου  $\beta/2$ , όπως μπορεί να διαπιστωθεί με αντικατάσταση των ακόλουθων τιμών στις πιο πάνω ανισότητες:

$$\beta = 0.0065, \quad \rho = 0.003, \quad \lambda = 0.08s^{-1}, \quad l_p = 0.001s$$

Η λύση για την πυκνότητα θερμικών νετρονίων  $n_T$  προκύπτει από το γεγονός ότι οποιοσδήποτε γραμμικός των ειδικών λύσεων αποτελεί επίσης λύση. Επομένως:

$$n_T = A_1 e^{\omega_1 t} + A_2 e^{\omega_2 t} \quad (2.28)$$

Οι τιμές των  $A_1$  και  $A_2$  δίνονται προσεγγιστικά από τις ακόλουθες σχέσεις:

$$A_1 \approx \frac{\beta}{\beta - \rho} n_0 \quad \text{και} \quad A_2 \approx \frac{-\rho}{\beta - \rho} n_0$$

όπου  $n_0$  η σε μόνιμη κατάσταση πυκνότητα των θερμικών νετρονίων, πριν την αλλαγή αντιδραστικότητας κατά ακαριαίο άλμα. Με αντικατάσταση προκύπτει:

$$n_T = n_0 \left[ \frac{\beta}{\beta - \rho} \exp\left(\left(\frac{\lambda\rho}{\rho - \beta} - \lambda\right)t\right) - \frac{\rho}{\beta - \rho} \exp\left(\left(\frac{\rho - \beta}{l_p} - \lambda\right)t\right) \right] \quad (2.29)$$

Η παραπάνω εξίσωση ισχύει, όπως προαναφέρθηκε, για τιμές της  $\rho$  μικρότερες από περίπου  $\beta/2$ . Εάν η  $\rho$  είναι θετική, η λύση αποτελείται από έναν θετικό όρο υψωμένο σε θετική δύναμη, της οποίας η περίοδος είναι  $(\beta - \rho)/\lambda\rho$ , και έναν αρνητικό όρο υψωμένο σε αρνητική δύναμη που φθίνει γρήγορα επειδή η περίοδος του είναι  $l_p/(\beta - \rho)$ . Η λύση για την πυκνότητα θερμικών νετρονίων σε έναν αντιδραστήρα θερμικών νετρονίων με σχάσιμους πυρήνες  $^{235}\text{U}$  και μέσο χρόνο ζωής νετρονίων ίσο με  $0.001$  δευτερόλεπτα, ακολουθώντας μία κατά ακαριαίο άλμα αύξηση της αντιδραστικότητας ίσης με  $+0.002$  φαίνεται στο Διάγραμμα 2.2. Παρατηρείται ότι μετά από μία αρχική γρήγορη αύξηση της πυκνότητας των νετρονίων κατά έναν παράγοντα  $\beta/(\beta - \rho)$  μέσα σε περίπου 1 δευτερόλεπτο, ο ρυθμός της αύξησης μειώνεται και η πυκνότητα των νετρονίων αυξάνεται εκθετικά με μία σταθερή περίοδο:

$$T = \frac{\beta - \rho}{\lambda\rho} \quad (2.30)$$

Στο παράδειγμα του Διαγράμματος 2.2, μία θετική κατά ακαριαίο άλμα μεταβολή της αντιδραστικότητας ίση με  $0.002$  έχει ως αποτέλεσμα η ισχύς να αυξηθεί άμεσα κατά έναν παράγοντα ίσο με  $1.44$ , και ακολούθως να αυξάνεται εκθετικά με μία σταθερή περίοδο περίπου  $28.1$  δευτερολέπτων, πράγμα που καθιστά τον αντιδραστήρα εύκολο να ελεγχθεί. Μικρότερα ακαριαία άλματα αντιδραστικότητας έχουν ως αποτέλεσμα μικρότερη άμεση αύξηση και μεγαλύτερη σταθερή περίοδο.

Μολονότι αυτά τα αποτελέσματα δεν είναι ακριβή λόγω της σύμφυτης ανακρίβειας της παραδοχής καθυστερημένων νετρονίων του ίδιου μέσου χρόνου ζωής, δίνουν μία αντιπροσωπευτική ποιοτική ιδέα του τρόπου με τον οποίο ένας αντιδραστήρας αντιδρά

σε μία αύξηση της αντιδραστικότητας, ενώ για μικρές αντιδραστικότητες όταν π.χ. η  $\rho$  είναι μικρότερη από περίπου  $0.1\beta$ , τα αποτελέσματα είναι αρκετά ακριβή.

Η ανάδραση ενός αντιδραστήρα σε μία αρνητική κατά ακαριαίο άλμα μεταβολή της αντιδραστικότητας, όπως θα συνέβαινε κατά τη σβέση του αντιδραστήρα, μπορεί επίσης να υπολογιστεί από την εξίσωση (2.29). Σε αυτή την περίπτωση η  $\rho$  θα είναι αρνητική και τα δύο μέρη της λύσης για το  $n$  έχουν θετικές βάσεις και αρνητικούς εκθέτες. Ο πρώτος εκθετικός όρος της (2.29) θα έχει σχετικά μεγάλη περίοδο και επομένως θα επιφέρει μία αργή μείωση της πυκνότητας των θερμικών νετρονίων. Ο δεύτερος εκθετικός όρος της (2.29) θα έχει πολύ μικρή περίοδο και επομένως θα επιφέρει μία γρήγορη μείωση της πυκνότητας των θερμικών νετρονίων. Η αργά μειούμενη πυκνότητα που υπαγορεύεται από τον πρώτο όρο, οφείλεται στο γεγονός ότι μετά την παύση των σχάσεων συνεχίζουν να παράγονται καθυστερημένα νετρόνια από τις διασπάσεις πρόδρομων πυρήνων, που βρίσκονταν στον αντιδραστήρα πριν τη σβέση. Για μεγάλες αρνητικές αντιδραστικότητες, που πιθανόν είναι αποτέλεσμα της εισόδου όλων των ράβδων ελέγχου κατά την διάρκεια μιας έκτακτης σβέσης, όπου  $\beta - \rho \approx \rho$ , και μετά την ταχεία πτώση που οφείλεται στον δεύτερο όρο, η πυκνότητα των θερμικών νετρονίων μειώνεται με περίοδο περίπου  $1/\lambda$ , που είναι η μέση διάρκεια ζωής των πρόδρομων πυρήνων. Αυτό φαίνεται στο Διάγραμμα 2.3 για μία αρνητική αντιδραστικότητα ίση με  $-0.05$ .

Η παραδοχή καθυστερημένων νετρονίων ίδιας μέσης διάρκειας ζωής δεν μπορεί να προβλέψει σωστά τον τελικό ρυθμό μείωσης της πυκνότητας των θερμικών νετρονίων μετά τη σβέση ενός αντιδραστήρα. Σύμφωνα με την προσεγγιστική λύση που παρουσιάστηκε η περίοδος της μείωσης ισχύος θα είναι  $1/\lambda$ , που είναι περίπου 12 δευτερόλεπτα σε έναν αντιδραστήρα με σχάσιμους πυρήνες  $^{235}\text{U}$ . Στην πραγματικότητα, η πυκνότητα των θερμικών νετρονίων τελικά μειώνεται με μία περίοδο ίση με την μέση διάρκεια ζωής του μακροβιότερου πρόδρομου πυρήνα, που είναι περίπου 80 δευτερόλεπτα. Αυτό σημαίνει ότι είναι αδύνατο να σβήσει εντελώς ένας αντιδραστήρας σε μερικά δευτερόλεπτα, και θα χρειαστεί να παρέλθουν πολλά λεπτά προτού η ισχύς του από τα χιλιάδες MW της κανονικής λειτουργίας να μειωθεί στην τάξη μεγέθους των δεκάδων MW. Το αποτέλεσμα αυτό είναι ακόμα πιο έντονο σε αντιδραστήρες με επιβραδυντή βαρύ νερό. Η  $-\gamma$  ακτινοβολία από τα ραδιενεργά προϊόντα της σχάσης προκαλεί ραδιενεργές ενσωματώσεις στο Δευτέριο με αποτέλεσμα να παράγονται

καθυστερημένα νετρόνια για μεγάλο χρονικό διάστημα μετά το σβήσιμο. Συνεπώς, ο χρόνος που χρειάζεται για να μειωθεί σε πολύ χαμηλά επίπεδα η ισχύς ενός τέτοιου αντιδραστήρα παρατείνεται.

### 2.3 Στοιχεία σημειακής κινητικής νετρονίων για τον αντιδραστήρα περιορισμένων διαστάσεων

Τα προηγούμενα ποιοτικά συμπεράσματα, που έχουν προέλθει από τη θεώρηση ενός αντιδραστήρα άπειρων διαστάσεων, είναι επίσης έγκυρα και για έναν αντιδραστήρα περιορισμένων διαστάσεων με τη διαφορά ότι ο συντελεστής πολλαπλασιασμού νετρονίων απείρου συστήματος  $k_{\infty}$  στις προηγούμενες εξισώσεις πρέπει να αντικατασταθεί από τον συντελεστή κρισιμότητας συστήματος περιορισμένων διαστάσεων  $k_e$ . Επίσης, ο μέσος χρόνος ζωής των νετρονίων σε έναν αντιδραστήρα περιορισμένων διαστάσεων είναι ελαφρώς μικρότερος από ότι σε έναν αντιδραστήρα άπειρων διαστάσεων, λόγω της διαρροής νετρονίων. Ο λόγος για αυτό είναι ότι τα νετρόνια που περιπλανώνται στον πυρήνα έχουν μικρότερο χρόνο επιβίωσης από τον μέσο διότι οι διαρροές τον μειώνουν. Επομένως, στην περίπτωση ενός αντιδραστήρα περιορισμένων διαστάσεων και με την υπόθεση ότι όλα τα καθυστερημένα νετρόνια μπορούν να περιγράφονται απλά με τρεις όρους τον  $\beta$ , τον  $\lambda$  και τον  $C$ , ας θεωρηθεί πάλι ένας σημειακός αντιδραστήρας θερμικών νετρονίων. Η εξίσωση ισοζυγίου των θερμικών νετρονίων και με τη συμβολή των καθυστερημένων θα είναι τροποποίηση της (2.16):

$$\frac{\partial n_T}{\partial t} = k_{\infty} (1 - \beta) \bar{\Sigma}_a P_f \Phi_T - \bar{\Sigma}_a \Phi_T + \lambda C \quad (2.31)$$

όπου

$P_f$  η πιθανότητα μη διαρροής ταχέων νετρονίων

Όπως είναι γνωστό:

$$k_{\infty} P_f = \frac{k_e}{P_t}$$

όπου

$P_t$  η πιθανότητα μη διαρροής θερμικών νετρονίων

Με αντικατάσταση:

$$\frac{\partial n_T}{\partial t} = \frac{k_e}{P_t} (1 - \beta) \bar{\Sigma}_a \Phi_T - \bar{\Sigma}_a \Phi_T + \lambda C \quad (2.32)$$

ή

$$\frac{1}{\bar{v}} \frac{\partial \Phi_T}{\partial t} = \frac{k_e}{P_t} (1 - \beta) \bar{\Sigma}_a \Phi_T - \bar{\Sigma}_a \Phi_T + \lambda C \quad (2.33)$$

Η διαφορική εξίσωση (2.21) για τους πρόδρομους πυρήνες παραμένει ως έχει, και η λύση του συστήματος υπακούει και πάλι σε δύο κύριες χαρακτηριστικές συχνότητες  $\omega_1$  και  $\omega_2$ , με τα ίδια χαρακτηριστικά σε ό,τι αφορά τη λειτουργία ενός αντιδραστήρα θερμικών νετρονίων.

## 2.4 Στοιχεία χωρικής κινητικής νετρονίων για τον αντιδραστήρα περιορισμένων διαστάσεων

Η εξίσωση διάχυσης θερμικών νετρονίων για ομογενή γυμνό αντιδραστήρα θερμικών νετρονίων είναι ως γνωστό:

$$\frac{1}{\bar{v}} \frac{\partial \Phi_T}{\partial t} = \text{div} \bar{D}(\vec{r}, t) \text{grad} \Phi_T(\vec{r}, t) + \frac{k_e}{P_t} (1 - \beta) \bar{\Sigma}_a(\vec{r}, t) \Phi_T(\vec{r}, t) + \lambda C(\vec{r}, t) - \bar{\Sigma}_a(\vec{r}, t) \Phi_T(\vec{r}, t) \quad (2.34)$$

όπου στην ουσία η (2.34) είναι η (2.33) στην οποία προστέθηκε η εξάρτηση από τη θέση, καθώς και ένας όρος στο δεξί μέλος που περιγράφει την μεταφορά θερμικών νετρονίων στον αντιδραστήρα μέσω διάχυσης.

Η εξίσωση ισοζυγίου προδρόμων πυρήνων για τον ίδιο αντιδραστήρα θα είναι με παρόμοιο τρόπο αυτή που προκύπτει από την (2.18) αν ληφθεί υπόψη η εξάρτηση από τη θέση:

$$\frac{dC}{dt} = \frac{k_e}{P_t} \beta \bar{\Sigma}_a(\vec{r}, t) \Phi_T(\vec{r}, t) - \lambda C(\vec{r}, t) \quad (2.35)$$

Δεδομένης της μαθηματικής μορφής των (2.34) και (2.35) το σύστημα μπορεί να επιλυθεί με τη μέθοδο του χωρισμού των ανεξαρτήτων μεταβλητών της θέσης και του χρόνου. Για το σκοπό αυτό αναζητούνται ειδικές, λύσεις ώστε:

$$\Phi_T(\vec{r}, t) = \phi(\vec{r}) \theta(t) \quad (2.36)$$

και

$$C(\vec{r}, t) = c(\vec{r})\theta(t) \quad (2.37)$$

ή (για περισσότερη ακρίβεια) ώστε:

$$\Phi_T(\vec{r}, t) = \phi(\vec{r}, t)\theta(t) \quad (2.38)$$

και

$$C(\vec{r}, t) = c(\vec{r}, t)\theta(t) \quad (2.39)$$

Μάλιστα, οι ειδικές αυτές λύσεις, κατ' αναλογία με εκείνες από τη σημειακή κινητική μπορούν να έχουν τη μορφή:

$$\Phi_T(\vec{r}, t) = \phi(\vec{r}, t)e^{\omega t} \quad (2.40)$$

και

$$C(\vec{r}, t) = c(\vec{r}, t)e^{\omega t} \quad (2.41)$$

## 2.5 Εξομοίωση χωρικής κινητικής στον προσομοιωτή του WWER-1000

### 2.5.1 Γενικά

Η εξίσωση διάχυσης θερμικών νετρονίων για ομογενή αντιδραστήρα θερμικών νετρονίων μπορεί να γράφεται παρόμοια όπως η (2.34):

$$\frac{1}{\bar{v}} \frac{\partial \Phi_T}{\partial t} = \text{div} \bar{D}(\vec{r}, t) \text{grad} \Phi_T(\vec{r}, t) + (1 - \beta) \nu \bar{\Sigma}_f(\vec{r}, t) \Phi_T(\vec{r}, t) + \lambda C(\vec{r}, t) - \bar{\Sigma}_a(\vec{r}, t) \Phi_T(\vec{r}, t) \quad (2.42)$$

όπου οι πηγές των ακαριαίων νετρονίων που γίνονται θερμικά έχουν κατά προσέγγιση αντικατασταθεί ως εξής:

$$\frac{k_e}{P_t} (1 - \beta) \bar{\Sigma}_a(\vec{r}, t) \Phi_T(\vec{r}, t) \approx (1 - \beta) \nu \bar{\Sigma}_f(\vec{r}, t) \Phi_T(\vec{r}, t) \quad (2.43)$$

Η εξίσωση ισοζυγίου προδρόμων πυρήνων για τον ίδιο αντιδραστήρα θα είναι με παρόμοιο τρόπο αυτή που προκύπτει από την (2.33) αν ληφθούν πηγές προδρόμων πυρήνων παρόμοια με την (2.43). Δηλαδή αν:

$$\frac{k_e}{P_i} \beta \bar{\Sigma}_a(\vec{r}, t) \Phi_T(\vec{r}, t) \approx \beta \nu \bar{\Sigma}_f(\vec{r}, t) \Phi_T(\vec{r}, t) \quad (2.44)$$

Τότε:

$$\frac{dC}{dt} = \beta \nu \bar{\Sigma}_f(\vec{r}, t) \Phi_T(\vec{r}, t) - \lambda C(\vec{r}, t) \quad (2.45)$$

Το σύστημα των εξισώσεων (2.42) και (2.45) βελτιώνεται πολύ (και φυσικά μεγαλώνει από δύο σε επτά εξισώσεις), αν οι ποσότητες  $\beta$ ,  $\lambda$  και  $C$  ως αντιπροσωπευτικές της συμβολής των προδρόμων πυρήνων στα καθυστερημένα νετρόνια που γίνονται θερμικά αντικατασταθούν, όπως και πρέπει, από τα κατάλληλα αθροίσματα που περιέχουν τις ποσότητες  $\beta_i$ ,  $\lambda_i$  και  $C_i$ , ως εξής:

$$\frac{1}{\bar{v}} \frac{\partial \Phi_T}{\partial t} = \text{div} \bar{D}(\vec{r}, t) \text{grad} \Phi_T(\vec{r}, t) + (1 - \beta) \nu \bar{\Sigma}_f(\vec{r}, t) \Phi_T(\vec{r}, t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i(\vec{r}, t) - \bar{\Sigma}_a(\vec{r}, t) \Phi_T(\vec{r}, t) \quad (2.46)$$

και

$$\frac{dC_i}{dt} = \beta_i \nu \bar{\Sigma}_f(\vec{r}, t) \Phi_T(\vec{r}, t) - \lambda_i C_i(\vec{r}, t) \quad (2.47)$$

### 2.5.2 Αριθμητικό μοντέλο

Το αριθμητικό μοντέλο του προσομοιωτή, όπως περιγράφεται στοιχειωδώς στο IAEA (2005), φαίνεται ότι περιλαμβάνει μόνο μία ενεργειακή ομάδα νετρονίων, τα θερμικά, τα οποία θεωρούνται μονοενεργειακά, και επιπλέον δεν υπολογίζει εξαρτήσεις από τη γωνία των σκεδάσεων. Πρόκειται για ένα πολύ απλοποιημένο μοντέλο χωρικής κινητικής και γενικά μεταφοράς νετρονίων. Παρ' όλα αυτά και μολονότι ο εξεταζόμενος προσομοιωτής για τον αντιδραστήρα WWER-1000 είναι σαφέστατα εκπαιδευτικός, γίνεται προσπάθεια υλοποίησης χωρικής κινητικής έστω και με απλό τρόπο, πράγμα που γενικά αποφεύγεται σε τέτοιας μικρής κλίμακας και ποιοτικές εξομοιώσεις για τις οποίες συνήθως το ισοζύγιο των νετρονίων εκφράζεται με σημειακή κινητική.

Για το σκοπό του αριθμητικού μοντέλου, ο αντιδραστήρας θεωρείται ότι αποτελείται από 1630 πεπερασμένους όγκους εξάγωνων πρισμάτων όπως αυτοί του Διαγράμματος 2.4. Κάθε ένας από τους όγκους αυτούς λαμβάνεται με ύψος  $\sim 35.5 \text{ cm}$  και απόσταση των παράλληλων πλευρών του εξαγώνου ίση με  $\sim 23.6 \text{ cm}$ . Οι όγκοι αυτοί θεωρούνται



κατανεμημένοι σε  $n = 10$  επίπεδα κατά ύψος, κάθε ένα από τα οποία έχει ύψος  $35.5\text{ cm}$ , τα οποία αθροίζουν φυσικά στο ύψος του πυρήνα του αντιδραστήρα που είναι ίσο με  $\sim 3.55\text{ m}$ . Το κέντρο βάρους κάθε τέτοιου όγκου απέχει από τα κέντρα βάρους κάθε ενός από τους όμορους του  $\sim 23.6\text{ cm}$ , όσο δηλαδή η απόσταση μεταξύ των δεσμών ράβδων σε έναν αντιδραστήρα τύπου WWER-1000 (IAEA, 2005). Κάθε επίπεδο θεωρείται ότι έχει  $m = 163$  τέτοιους πεπερασμένους όγκους που όταν ενώνονται κατακόρυφα σχηματίζουν τις  $163$  θέσεις για εξαγωνικές δέσμες ράβδων καυσίμου όπως παρουσιάζεται στο IAEA (2005) και αλλού (βλ. π.χ. Kheradmand Saadi, 2010). Κάθε δέσμη ράβδων καυσίμου περιέχει  $312$  ράβδους με πυρηνικό καύσιμο, ο εμπλουτισμός των οποίων γενικά είναι διαφορετικός,  $18$  θέσεις για ράβδους απορρόφησης (ελέγχου ή ασφαλείας), μία κενή κεντρική ράβδο και μία ράβδο για εγκατάσταση αισθητήρων θερμοκρασίας και νετρονίων. Το Διάγραμμα 2.5 παρουσιάζει την τομή του πυρήνα του αντιδραστήρα WWER-1000 ως τομή κυψέλης με  $163$  θέσεις. Στην δεξιά πλευρά του Διαγράμματος 2.5 παρουσιάζεται η τομή μιας δέσμης ράβδων, όπου με πράσινο χρώμα σε κόκκινο κύκλο εμφανίζονται οι δυνατές θέσεις των ράβδων απορρόφησης. Από τις  $163$  δέσμες μόνο  $61$  έχουν ράβδους απορρόφησης. Στο Διάγραμμα 2.6 εμφανίζονται οι θέσεις των  $61$  δεσμών με ράβδους απορρόφησης. Οι  $61$  δέσμες αυτές χωρίζονται σε ομάδες από περίπου  $6$  δέσμες με αριθμούς ομάδων από "1" έως και "10". Κατά την κανονική λειτουργία του αντιδραστήρα, μόνο οι ράβδοι απορρόφησης που ανήκουν στην ομάδα "10", ρυθμίζουν την αντιδραστικότητα οπότε αυτές είναι και οι ράβδοι ελέγχου του αντιδραστήρα. Όλες οι υπόλοιπες ράβδοι απορρόφησης κρατούνται εκτός πυρήνα, οπότε αυτές είναι οι ράβδοι ασφαλείας.

Η ανάλυση του μοντέλου που θα ακολουθήσει βασίζεται τόσο στο IAEA (2005), όσο και στις εξηγήσεις που δίδονται σχετικά με τέτοια μοντέλα στον Duderstadt (1976, Κεφ. 5). Αν το σύνολο του αντιδραστήρα του αντιδραστήρα WWER-1000, θεωρηθεί με μικρό λάθος, ότι είναι κύλινδρος, τότε για ένα τέτοιο σύστημα ομογενούς κρίσιμου κυλινδρικού αντιδραστήρα όπου

(α) ο συντελεστής διάχυσης  $D$  δεν εξαρτάται από τη θέση και το χρόνο,

(β) η αρχή των συντεταγμένων εννοείται ότι είναι το κέντρο βάρους του πυρήνα, ώστε να εξασφαλίζονται οι προϋποθέσεις συμμετρικών λύσεων, και

(γ) ο όρος  $divgrad$  της εξίσωσης (2.45) ξαναγράφεται για σύστημα κυλινδρικών συντεταγμένων (ακτίνα, γωνία, ύψος ή  $r, \psi, z$  αντίστοιχα) στο οποίο η  $\psi$  διάσταση δεν παίζει ρόλο λόγω της ομογένειας και της συμμετρίας ως εξής:

$$divD(\vec{r},t) grad\Phi_T(\vec{r},t) = \bar{D} \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial \Phi_T(r,t)}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \Phi_T(z,t)}{\partial z^2} \right] \quad (2.48)$$

οπότε με αντικατάσταση στην (2.45) όπου εννοείται ότι οι μέσες μακροσκοπικές ενεργές διατομές αναφέρονται στην ενέργεια των θερμικών νετρονίων, ισχύει:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\bar{v}} \frac{\partial \Phi_T}{\partial t} = \\ & \bar{D} \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi_T(r,t)}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Phi_T(r,t)}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 \Phi_T(z,t)}{\partial z^2} \right] + \\ & (1-\beta) \nu \bar{\Sigma}_f(\vec{r},t) \Phi_T(\vec{r},t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i(\vec{r},t) - \bar{\Sigma}_a(\vec{r},t) \Phi_T(\vec{r},t) \end{aligned} \quad (2.49)$$

Η φυσική του αντιδραστήρα επιτρέπει σε επίπεδο κόμβου να θεωρηθεί ότι:

$$\frac{\partial \Phi_T(r,t)}{\partial r} \approx 0$$

Επίσης με μορφή πεπερασμένων διαφορών και για όμορους κατά την ακτίνα κόμβους:

$$\left. \frac{\partial^2 \Phi_T(r,t)}{\partial r^2} \right|_{r_n z_m} \approx \frac{\Phi_{n-1,m} - 2\Phi_{n,m} + \Phi_{n+1,m}}{(\Delta r)^2}, \text{ με } (\Delta r)^2 = (23.6)^2 \text{ cm}^2 \quad (2.50)$$

και για όμορους κατά το ύψος κόμβους

$$\left. \frac{\partial^2 \Phi_T(z,t)}{\partial z^2} \right|_{r_n z_m} \approx \frac{\Phi_{n,m-1} - 2\Phi_{n,m} + \Phi_{n,m+1}}{(\Delta z)^2}, \text{ με } (\Delta z)^2 = (35.5)^2 \text{ cm}^2 \quad (2.51)$$

Επομένως η (2.48) για τον εξομοιωτή της κινητικής των θερμικών νετρονίων προσεγγιστικά σε μορφή πεπερασμένων διαφορών γράφεται ως εξής:

$$\frac{1}{\bar{v}} \frac{\partial \Phi_k}{\partial t} = D_k \left[ \frac{\Phi_{n-1,m} - 2\Phi_k + \Phi_{n+1,m}}{(\Delta r)^2} + \frac{\Phi_{n,m-1} - 2\Phi_k + \Phi_{n,m+1}}{(\Delta z)^2} \right] + (1-\beta) \nu \bar{\Sigma}_f^k \Phi_k + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i^k - \bar{\Sigma}_a^k \Phi_k \quad (2.52)$$

όπου με δείκτη ή εκθέτη  $k$  συμβολίζεται η θέση  $(m,n)$ .

$$\frac{1}{\bar{v}} \frac{\partial \Phi_k}{\partial t} = D_k \left[ \frac{\Phi_{m-1,n} - \Phi_k}{(\Delta r)^2} + \frac{\Phi_{m+1,n} - \Phi_k}{(\Delta r)^2} + \frac{\Phi_{m,n-1} - \Phi_k}{(\Delta z)^2} + \frac{\Phi_{m,n+1} - \Phi_k}{(\Delta z)^2} \right] + (1-\beta) \nu \bar{\Sigma}_f^k \Phi_k + \bar{\Sigma}_a^k \Phi_k + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i^k \quad (2.53)$$

Στην (2.53) εννοείται φυσικά ότι:

$$\Phi_{m,n} - \Phi_k = 0$$

Αν ληφθούν πεπερασμένες διαφορές στο χρόνο:

$$\frac{1}{\bar{v}} \frac{\Phi_k(t+\Delta t) - \Phi_k(t)}{\Delta t} = D_{m,n} \left[ \frac{\Phi_{m-1,n}(t+\Delta t) - \Phi_k(t+\Delta t)}{(\Delta r)^2} + \frac{\Phi_{m+1,n}(t+\Delta t) - \Phi_k(t+\Delta t)}{(\Delta r)^2} + \frac{\Phi_{m,n-1}(t+\Delta t) - \Phi_k(t+\Delta t)}{(\Delta z)^2} + \frac{\Phi_{m,n+1}(t+\Delta t) - \Phi_k(t+\Delta t)}{(\Delta z)^2} \right] + (1-\beta) \nu \bar{\Sigma}_f^k \Phi_k(t+\Delta t) + \bar{\Sigma}_a^k \Phi_k(t+\Delta t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i^k(t+\Delta t) \quad (2.54)$$

Η (2.54) είναι στην ουσία ένα σύστημα 1630 εξισώσεων ( $= 163 \times 10$ ) και είναι ανάλογη της (2.1.11) από το ΙΑΕΑ (2005). Η αρχή του συστήματος των κυλινδρικών συντεταγμένων ( $m = 0, n = 0$ ) ορίζεται στον κόμβο που ταυτίζεται με το κέντρο βάρους του πυρήνα. Η λύση γίνεται με αριθμητικές μεθόδους, των οποίων η εφαρμογή δεν είναι στο περιεχόμενο της Διπλωματικής Εργασίας. Ως γενικός κανόνας το βήμα χρόνου  $\Delta t$  πρέπει να είναι πολύ μικρότερο από την τρέχουσα περίοδο του αντιδραστήρα, η

ελάχιστη επιτρεπόμενη τιμή της οποίας είναι 10 s (βλ. και IAEA 2005), ώστε η αριθμητική μέθοδος να αποτρέψει επιλύσεις του συστήματος κοντά ή πέρα από την μη επιτρεπόμενη περιοχή της ακαριαίας κρισιμότητας.

Για τη λύση πρέπει να είναι γνωστές οι

(α) οριακές συνθήκες χώρου και χρόνου,

(β) οι αρχικές τιμές της ροής νετρονίων για αντιδραστήρα που λειτουργεί σε κρίσιμη ή κοντά στην κρίσιμη κατάσταση για θερμική ισχύ κοντά στην ονομαστική και πάντως όχι πολύ μικρότερη από αυτή

(γ) οι τιμές των μέσων μακροσκοπικών ενεργών διατομών,

(δ) οι τιμές των ποσοτήτων:

$$C_i^k(t + \Delta t) \text{ και } \Phi_k(t + \Delta t)$$

και

(ε) η τρέχουσα περίοδος του αντιδραστήρα, η οποία εξαρτάται από την αντιδραστικότητα, όπως παρουσιάστηκε και στην παράγραφο 2.2.3.

Προφανώς οι ποσότητες αυτές εξαρτώνται μόνο από το χρόνο, οι χωρικές συντεταγμένες δίνονται από το  $k$ .

Για πάροδο χρόνου  $\Delta t$ , για τα  $C_i^k(t + \Delta t)$  όπως προκύπτει από τις γενικές λύσεις των δ.ε. (2.47), θα είναι:

$$C_i^k(t + \Delta t) = C_i^k(t) \exp(-\lambda_i \Delta t) + \beta_i \bar{\nu} \Sigma_f^k \Phi_k(t + \Delta t) \frac{1 - \exp(-\lambda_i \Delta t)}{\lambda_i} \quad (2.55)$$

Η (2.55) είναι παρόμοια με την (2.1.15) του IAEA (2005).

Για πάροδο χρόνου  $\Delta t$ , για τα  $\Phi_k(t + \Delta t)$  σύμφωνα με την (2.38), ισχύει (βλ. και σελ. 31 στο IAEA, 2005):

$$\Phi_k(t + \Delta t) = \phi_k(t + \Delta t) \cdot \exp(\omega_k \Delta t) \quad (2.56)$$

Αντικαθιστώντας στην (2.45)

$$\begin{aligned}
& \frac{1}{\bar{v}} \frac{\partial [\phi_k(t + \Delta t) \cdot \exp(\omega_k \Delta t)]}{\partial t} = \\
& \text{div} \bar{D}(\bar{r}, t) \text{grad} [\phi_k(t + \Delta t) \cdot \exp(\omega_k \Delta t)] + \\
& (1 - \beta) \nu \bar{\Sigma}_f^k \phi_k(t + \Delta t) \cdot \exp(\omega_k \Delta t) + \\
& \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i^k - \bar{\Sigma}_a^k \phi_k(t + \Delta t) \cdot \exp(\omega_k \Delta t)
\end{aligned} \tag{2.57}$$

και επειδη δεν υπαρχει χωρική εξάρτηση κατά κόμβο, η (2.57) γίνεται:

$$\begin{aligned}
& \frac{1}{\bar{v}} \frac{\partial [\phi_k(t + \Delta t) \cdot \exp(\omega_k \Delta t)]}{\partial t} = \\
& (1 - \beta) \nu \bar{\Sigma}_f^k \phi_k(t + \Delta t) \cdot \exp(\omega_k \Delta t) + \\
& \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i^k - \bar{\Sigma}_a^k \phi_k(t + \Delta t) \cdot \exp(\omega_k \Delta t)
\end{aligned} \tag{2.58}$$

Αντικαθιστώντας στην (2.58) την (2.55), θα είναι:

$$\begin{aligned}
& \frac{1}{\bar{v}} \frac{\partial [\phi_k(t + \Delta t) \cdot \exp(\omega_k \Delta t)]}{\partial t} = \\
& (1 - \beta) \nu \bar{\Sigma}_f^k \phi_k(t + \Delta t) \cdot \exp(\omega_k \Delta t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i^k(t) \exp(-\lambda_i \Delta t) + \\
& \sum_{i=1}^6 \lambda_i \beta_i \nu \bar{\Sigma}_f^k \phi_k(t + \Delta t) \cdot \exp(\omega_k \Delta t) \frac{1 - \exp(-\lambda_i \Delta t)}{\lambda_i} - \bar{\Sigma}_a^k \phi_k(t + \Delta t) \cdot \exp(\omega_k \Delta t)
\end{aligned} \tag{2.59}$$

Μετά από πράξεις:

$$\begin{aligned}
& \frac{1}{\bar{v}} \frac{\partial [\phi_k(t + \Delta t) \cdot \exp(\omega_k \Delta t)]}{\partial t} = \\
& (1 - \beta) \nu \bar{\Sigma}_f^k \phi_k(t + \Delta t) \cdot \exp(\omega_k \Delta t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i^k(t) \exp(-\lambda_i \Delta t) + \\
& \sum_{i=1}^6 \lambda_i \beta_i \nu \bar{\Sigma}_f^k \phi_k(t + \Delta t) \frac{\exp(\omega_k \Delta t) - \exp[-(\lambda_i + \omega_k) \Delta t]}{\lambda_i} - \bar{\Sigma}_a^k \phi_k(t + \Delta t) \cdot \exp(\omega_k \Delta t)
\end{aligned} \tag{2.60}$$

Σύμφωνα με τα όσα αναφέρονται στο IAEA (2005) είναι  $\omega < 0.05 \text{ s}^{-1}$  (με επιτρεπόμενη περιοχή τιμών από  $0.005$  έως  $0.1 \text{ s}^{-1}$ ) και η ποσότητα  $\exp(\omega \Delta t)$  μπορεί να θεωρηθεί περίπου ίση με  $1 + \omega \Delta t$ , για το αριστερό μέλος στο οποίο υπάρχει παράγωγος και περίπου ίση με την μονάδα για το δεξιό μέλος, οπότε:

$$\frac{1}{\bar{v}} \frac{\partial [\phi_k(t + \Delta t) \cdot (1 + \omega_k \Delta t)]}{\partial t} = (1 - \beta) \nu \bar{\Sigma}_f^k \phi_k(t + \Delta t) + \quad (2.61)$$

$$\sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i^k(t) \exp(-\lambda_i \Delta t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i \beta_i \nu \bar{\Sigma}_f^k \phi_k(t + \Delta t) \frac{1 - \exp[-(\lambda_i + \omega_k) \Delta t]}{\lambda_i} - \bar{\Sigma}_a^k \phi_k(t + \Delta t)$$

Μετά από πράξεις:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\bar{v}} (1 + \omega_k \Delta t) \frac{d\phi_k(t + \Delta t)}{dt} + \frac{1}{\bar{v}} \omega_k \phi_k(t + \Delta t) = \\ & (1 - \beta) \nu \bar{\Sigma}_f^k \phi_k(t + \Delta t) + \\ & \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i^k(t) \exp(-\lambda_i \Delta t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i \beta_i \nu \bar{\Sigma}_f^k \phi_k(t + \Delta t) \frac{1 - \exp[-(\lambda_i + \omega_k) \Delta t]}{\lambda_i} - \bar{\Sigma}_a^k \phi_k(t + \Delta t) \end{aligned} \quad (2.62)$$

και με πεπερασμένες διαφορές για το χρόνο:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\bar{v}} (1 + \omega_k \Delta t) \frac{\phi_k(t + \Delta t) - \phi_k(t)}{\Delta t} + \frac{1}{\bar{v}} \omega_k \phi_k(t + \Delta t) = \\ & (1 - \beta) \nu \bar{\Sigma}_f^k \phi_k(t + \Delta t) + \quad (2.63) \\ & \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i^k(t) \exp(-\lambda_i \Delta t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i \beta_i \nu \bar{\Sigma}_f^k \phi_k(t + \Delta t) \frac{1 - \exp[-(\lambda_i + \omega_k) \Delta t]}{\lambda_i} - \bar{\Sigma}_a^k \phi_k(t + \Delta t) \end{aligned}$$

και

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\bar{v}} \left( \frac{1}{\Delta t} + \omega_k \right) [\phi_k(t + \Delta t) - \phi_k(t)] + \frac{1}{\bar{v}} \omega_k \phi_k(t + \Delta t) = \\ & (1 - \beta) \nu \bar{\Sigma}_f^k \phi_k(t + \Delta t) + \quad (2.64) \\ & \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i^k(t) \exp(-\lambda_i \Delta t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i \beta_i \nu \bar{\Sigma}_f^k \phi_k(t + \Delta t) \frac{1 - \exp[-(\lambda_i + \omega_k) \Delta t]}{\lambda_i} - \bar{\Sigma}_a^k \phi_k(t + \Delta t) \end{aligned}$$

και

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\bar{v}} \left( \frac{1}{\Delta t} + \omega_k \right) \phi_k(t + \Delta t) - \frac{1}{\bar{v}} \left( \frac{1}{\Delta t} + \omega_k \right) \phi_k(t) + \frac{1}{\bar{v}} \omega_k \phi_k(t + \Delta t) = \\ & (1 - \beta) \nu \bar{\Sigma}_f^k \phi_k(t + \Delta t) + \quad (2.65) \\ & \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i^k(t) \exp(-\lambda_i \Delta t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i \beta_i \nu \bar{\Sigma}_f^k \phi_k(t + \Delta t) \frac{1 - \exp[-(\lambda_i + \omega_k) \Delta t]}{\lambda_i} - \bar{\Sigma}_a^k \phi_k(t + \Delta t) \end{aligned}$$

και

$$\frac{1}{\bar{v}} \left( \frac{1}{\Delta t} + \omega_k \right) \phi_k(t + \Delta t) - \frac{1}{\bar{v}} \frac{\phi_k(t)}{\Delta t} - \frac{\omega_k \phi_k(t)}{\bar{v}} + \frac{1}{\bar{v}} \omega_k \phi_k(t + \Delta t) =$$

$$(1 - \beta) \nu \bar{\Sigma}_f^k \phi_k(t + \Delta t) + \quad (2.66)$$

$$\sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i^k(t) \exp(-\lambda_i \Delta t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i \beta_i \nu \bar{\Sigma}_f^k \phi_k(t + \Delta t) \frac{1 - \exp[-(\lambda_i + \omega_k) \Delta t]}{\lambda_i} - \bar{\Sigma}_a^k \phi_k(t + \Delta t)$$

και

$$\bar{\Sigma}_a^k \phi_k(t + \Delta t) - (1 - \beta) \nu \bar{\Sigma}_f^k \phi_k(t + \Delta t) -$$

$$\sum_{i=1}^6 \lambda_i \beta_i \nu \bar{\Sigma}_f^k \phi_k(t + \Delta t) \frac{1 - \exp[-(\lambda_i + \omega_k) \Delta t]}{\lambda_i} + \frac{1}{\bar{v}} \left( \frac{1}{\Delta t} + \omega_k \right) \phi_k(t + \Delta t) - \quad (2.67)$$

$$\frac{\omega_k \phi_k(t)}{\bar{v}} + \frac{\omega_k}{\bar{v}} \phi_k(t + \Delta t) = \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i^k(t) \exp(-\lambda_i \Delta t) + \frac{1}{\bar{v}} \frac{\phi_k(t)}{\Delta t}$$

και

$$\bar{\Sigma}_a^k \phi_k(t + \Delta t) - (1 - \beta) \nu \bar{\Sigma}_f^k \phi_k(t + \Delta t) -$$

$$\sum_{i=1}^6 \lambda_i \beta_i \nu \bar{\Sigma}_f^k \phi_k(t + \Delta t) \frac{1 - \exp[-(\lambda_i + \omega_k) \Delta t]}{\lambda_i} + \frac{1}{\bar{v}} \left( \frac{1}{\Delta t} + \omega_k \right) \phi_k(t + \Delta t) + \frac{\omega_k}{\bar{v}} \phi_k(t + \Delta t) =$$

$$\sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i^k(t) \exp(-\lambda_i \Delta t) + \frac{1}{\bar{v}} \frac{\phi_k(t)}{\Delta t} + \frac{\omega_k \phi_k(t)}{\bar{v}} \quad (2.68)$$

και

$$\phi_k(t + \Delta t) \left\{ \bar{\Sigma}_a^k - (1 - \beta) \nu \bar{\Sigma}_f^k - \sum_{i=1}^6 \lambda_i \beta_i \nu \bar{\Sigma}_f^k \frac{1 - \exp[-(\lambda_i + \omega_k) \Delta t]}{\lambda_i} + \frac{1}{\bar{v}} \left( \frac{1}{\Delta t} + \omega_k \right) + \frac{\omega_k}{\bar{v}} \right\} =$$

$$\sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i^k(t) \exp(-\lambda_i \Delta t) + \frac{1}{\bar{v}} \frac{\phi_k(t)}{\Delta t} + \frac{\omega_k \phi_k(t)}{\bar{v}} \quad (2.69)$$

η οποία μπορεί να χρησιμοποιηθεί ως έχει ή επειδή  $\frac{\omega_k}{\bar{v}}$  αρκετά μικρό πιο απλά ως [βλ.

και την (2.1.17) από το IAEA, 2005]:

$$\phi_k(t + \Delta t) \left\{ \bar{\Sigma}_a^k + (1 - \beta) \nu \bar{\Sigma}_f^k - \sum_{i=1}^6 \lambda_i \beta_i \nu \bar{\Sigma}_f^k \frac{1 - \exp[-(\lambda_i + \omega_k) \Delta t]}{\lambda_i + \omega_k} + \frac{1}{\bar{v}} \left( \frac{1}{\Delta t} + \omega_k \right) \right\} \approx$$

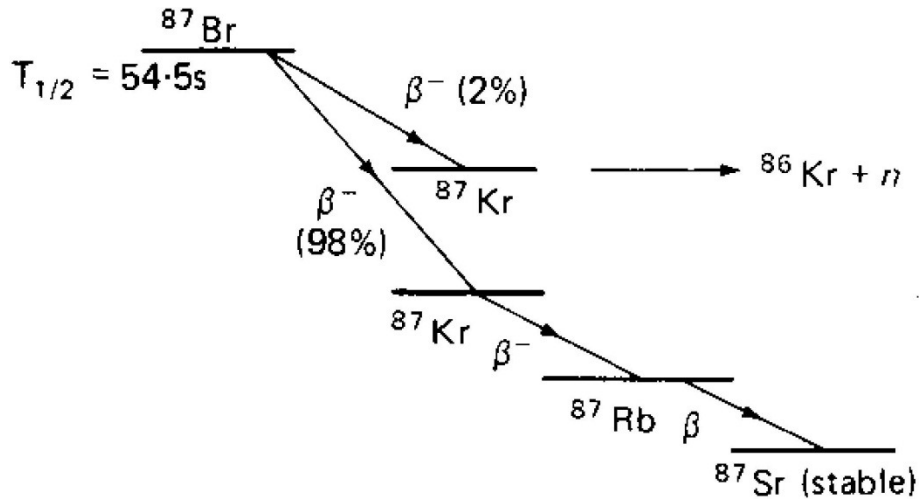
$$\sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i^k(t) \exp[-(\lambda_i + \omega_k) \Delta t] + \frac{1}{\bar{v}} \frac{\phi_k(t)}{\Delta t} \quad (2.70)$$

## 2.6 Σχόλια και παρατηρήσεις

Με βάση στοιχεία από τη θεωρία της σημειακής και της χωρικής κινητικής των θερμικών νετρονίων, και ορισμένες απαραίτητες παραδοχές διερευνήθηκαν και αναλύθηκαν στα προηγούμενα τα συστήματα των εξισώσεων που περιγράφουν το αριθμητικό μοντέλο της κινητικής του αντιδραστήρα και που χρησιμοποιούνται στον εκπαιδευτικό προσομοιωτή του αντιδραστήρα τύπου WWER-1000. Η ανάλυση έγινε κυρίως με τη βοήθεια του ΙΑΕΑ (2005) και του Duderstadt (1976). Τα συστήματα αυτά παρουσιάζονται πολύ περιληπτικά και αποσπασματικά στο ΙΑΕΑ (2005), κυρίως διότι όπως φαίνεται, (α) υπήρχαν περιορισμοί στην έκταση που έπρεπε να λάβει το ΙΑΕΑ (2005) (~80 σελ.), (β) οι δημιουργοί του προσομοιωτή δεν επιθυμούσαν να αποκαλύψουν λεπτομέρειες του προσομοιωτή τους στο εκπαιδευτικό επίπεδο και (γ) το ΙΑΕΑ (2005) βασίζεται, όπως φαίνεται, σε κάποια τμήματα του εγχειριδίου του πραγματικού προσομοιωτή του αντιδραστήρα WWER-1000 που παρέχεται από την ίδια εταιρεία προγραμματισμού, και ο οποίος είναι φυσικομαθηματικά πολύ πιο πολύπλοκος. Επίσης στο ΙΑΕΑ (2005) παρατηρούνται ένα ή δύο μικρά λάθη κυρίως σε πρόσημα. Σε κάθε περίπτωση το αριθμητικό μοντέλο είναι αντιπροσωπευτικό της φυσικής συμπεριφοράς των θερμικών νετρονίων και λύνεται εύκολα με κλασικές αριθμητικές μεθόδους, αρκεί να διατίθενται οι κατάλληλες χωρικές και χρονικές οριακές συνθήκες, των οποίων λεπτομέρειες θα εξετασθούν σταδιακά στα επόμενα Κεφάλαια. Στο επόμενο 3<sup>ο</sup> Κεφάλαιο, εξετάζονται σε ειδική ανάλυση οι παράγοντες που επηρεάζουν την αντιδραστικότητα και επομένως και την περίοδο του αντιδραστήρα, η οποία παίζει σημαντικό ρόλο στο προς επίλυση σύστημα εξισώσεων.

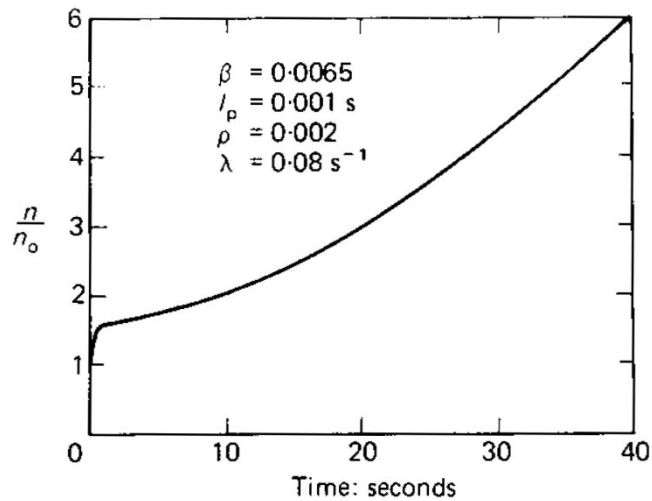


## ΔΙΑΓΡΑΜΜΑΤΑ ΤΟΥ 2<sup>ο</sup> ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ



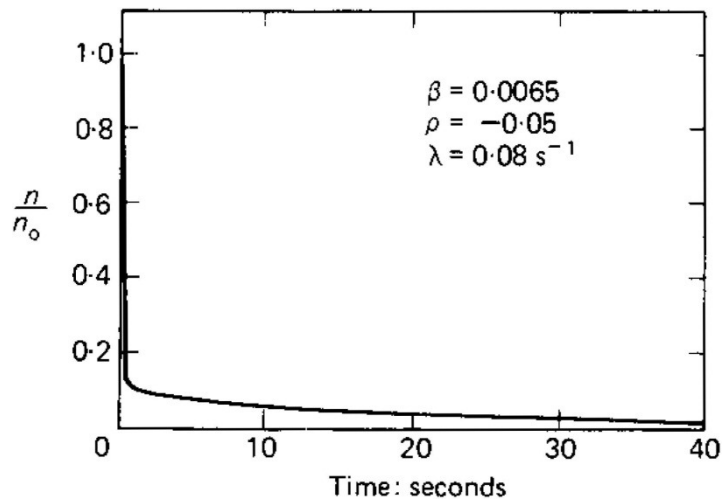
Διάγραμμα 2.1

Μηχανισμός διάσπασης του θραύσματος σχάσης Βρομίου-87 (βλ. και Bennet, 1981).



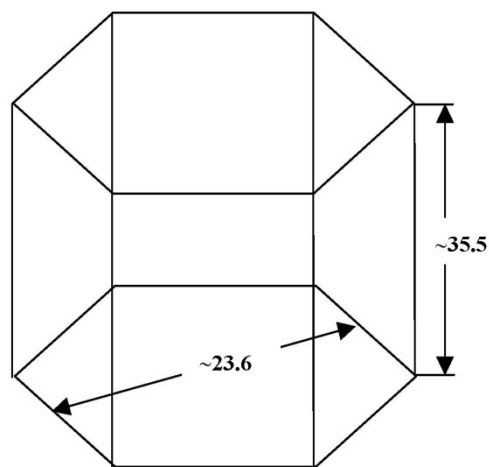
Διάγραμμα 2.2

Ανάδραση αντιδραστήρα σε μικρό ακαριαίο βήμα αύξησης αντιδραστικότητας (βλ. και Bennet, 1981).



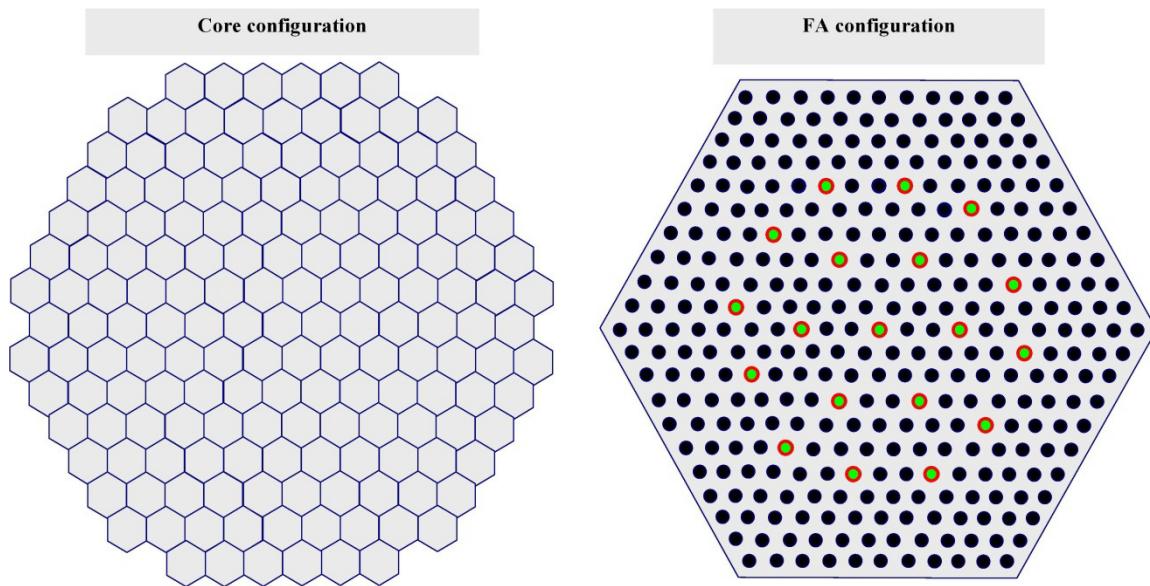
**Διάγραμμα 2.3**

**Ανάδραση αντιδραστήρα σε αρνητική μεταβολή αντιδραστικότητας (βλ. και Bennet, 1981).**



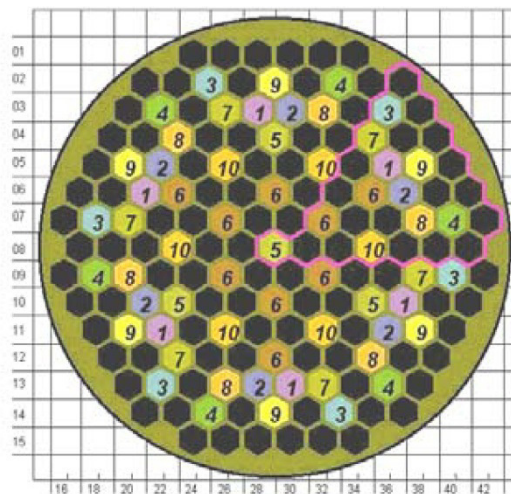
**Διάγραμμα 2.4**

**Στοιχειώδης όγκος ελέγχου γεωμετρίας εξάγωνου πρίσματος για το αριθμητικό μοντέλο της χωρικής κινητικής θερμικών νετρονίων – διαστάσεις σε cm (βλ. και IAEA 2005).**



**Διάγραμμα 2.5**

**Τομή πυρήνα αντιδραστήρα WWER-1000 (αριστερά) και τομή δέσμης ράβδων καυσίμου (δεξιά), (βλ. και IAEA 2005).**



**Διάγραμμα 2.6**

**Διάταξη δεσμών ράβδων απορρόφησης στον πυρήνα του αντιδραστήρα WWER-1000 (βλ. και IAEA 2005).**

## ΠΙΝΑΚΕΣ ΤΟΥ 2<sup>ου</sup> ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ

Πίνακας 2.1

Στοιχεία καθυστερημένων νετρονίων των σχάσιμων πυρήνων U-233, U-235 και Pu-239 (βλ. και Αγγελόπουλος, 1983 και Tuttle, 1975)

U-233					
Όμαδα	Χρόνος υπο-διπλασιασμού $T_{1/2}$ (sec)	Σταθερά διάσπασης $\lambda_i$ (sec <sup>-1</sup> )	Μέση καθυστέρηση $\tau_i$ (sec)	Νετρόνια ανά σχάση ομάδας i	Σχετικό ποσοστό $\beta_i/\beta$
1	55,00	0,0126	79,4	0,00057	0,086
2	20,75	0,0334	29,9	0,00182	0,274
3	5,29	0,131	7,63	0,00151	0,227
4	2,29	0,302	3,31	0,00210	0,317
5	0,546	1,27	0,79	0,00048	0,073
6	0,221	3,13	0,32	0,00015	0,023
Μέσο συνολικό πλήθος καθυστερημένων νετρονίων ανά σχάση = $\nu\beta = 0,00664$					
U-235					
1	54,57	0,0127	78,7	0,00063	0,038
2	21,86	0,0317	31,5	0,00352	0,213
3	6,03	0,115	8,70	0,00311	0,188
4	2,23	0,311	3,22	0,00673	0,407
5	0,495	1,40	0,71	0,00212	0,128
6	0,179	3,87	0,26	0,00043	0,026
Μέσο συνολικό πλήθος καθυστερημένων νετρονίων ανά σχάση = $\nu\beta = 0,01654$					
Pu-239					
1	53,72	0,0129	77,5	0,00024	0,038
2	22,28	0,0311	32,2	0,00175	0,280
3	5,17	0,134	7,46	0,00135	0,216
4	2,09	0,331	3,02	0,00205	0,328
5	0,55	1,26	0,79	0,00064	0,103
6	0,216	3,21	0,31	0,00022	0,035
Μέσο συνολικό πλήθος καθυστερημένων νετρονίων ανά σχάση = $\nu\beta = 0,00624$					

## Πίνακας 2.2

### Υπόμνημα Συμβόλων – Μονάδων

(με σειρά εμφάνισης)

*Οι αποδιδόμενες μονάδες είναι οι συνήθως χρησιμοποιούμενες και δεν είναι πάντα μονάδες SI*

$\rho$	αντιδραστικότητα (καθαρός αριθμός)
$k_e$	συντελεστής πολλαπλασιασμού νετρονίων συστήματος περιορισμένων διαστάσεων (καθαρός αριθμός)
$l_p$	μέσος χρόνος ζωής ακαριαίων νετρονίων, σε $s$
$t_d$	μέσος χρόνος διάχυσης νετρονίων, σε $s$
$\bar{v}$	μέση ταχύτητα των θερμικών νετρονίων, σε $m/s$
$\bar{\Sigma}_a$	μέση μακροσκοπική ενεργός διατομή απορρόφησης, σε $cm^{-1}$
$\lambda_a$	μέση ελεύθερη διαδρομή απορρόφησης θερμικών νετρονίων στον αντιδραστήρα, σε $cm^{-1}$
$\bar{\Sigma}_{aM}$	μακροσκοπική ενεργή διατομή απορρόφησης του επιβραδυντή, σε $cm^{-1}$
$f$	συντελεστής χρησιμοποίησης θερμικών νετρονίων (καθαρός αριθμός)
$\Sigma_{aMo}$	η μακροσκοπική ενεργός διατομή απορρόφησης του επιβραδυντή στην ταχύτητα αναφοράς των νετρονίων, σε $cm^{-1}$
$v_o$	η συμβατική ταχύτητα αναφοράς των νετρονίων, σε $m/s$
$\Phi_T$	η ροή θερμικών νετρονίων, σε νετρόνια $cm^{-2} s^{-1}$ , εξαρτάται από τη θέση και το χρόνο
$n_T$	η πυκνότητα θερμικών νετρονίων, σε νετρόνια $cm^{-3}$
$k_\infty$	συντελεστής πολλαπλασιασμού νετρονίων απείρου συστήματος (καθαρός αριθμός)
$n_o$	η σε μόνιμη κατάσταση πυκνότητα των θερμικών νετρονίων, πριν την αλλαγή αντιδραστικότητας κατά ακαριαίο άλμα, σε νετρόνια $cm^{-3}$
$T$	περίοδος του αντιδραστήρα, σε $s^{-1}$

$\beta$	ποσοστό καθυστερημένων νετρονίων από το σύνολο των πρόδρομων πυρήνων (καθαρός αριθμός)
$\beta_i$	ποσοστό καθυστερημένων νετρονίων της $i$ -οστής ομάδας πρόδρομων πυρήνων (καθαρός αριθμός)
$\bar{t}_m$	μέση τιμή του μέσου χρόνου ζωής όλων των πρόδρομων πυρήνων, σε $s$
$l$	μέσος χρόνος ζωής όλων των νετρονίων, σε $s$
$\lambda_i$	η σταθερά διάσπασης της $i$ -οστής ομάδας πρόδρομων πυρήνων, σε $s^{-1}$
$C_i$	η συγκέντρωση της $i$ -οστής ομάδας πρόδρομων πυρήνων, σε πυρήνες $cm^{-3}$
$\lambda$	η μέση σταθερά διάσπασης πρόδρομων πυρήνων, σε $s^{-1}$
$\omega$	η συχνότητα του αντιδραστήρα, σε $s^{-1}$
$D$	ο συντελεστής διάχυσης θερμικών νετρονίων, σε $cm$
$P_f$	η πιθανότητα μη διαρροής ταχέων νετρονίων (καθαρός αριθμός)
$P_t$	η πιθανότητα μη διαρροής θερμικών νετρονίων (καθαρός αριθμός)

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3

### ΣΤΟΙΧΕΙΑ ΝΕΤΡΟΝΙΚΗΣ ΟΙΚΟΝΟΜΙΑΣ ΠΥΡΗΝΙΚΩΝ ΑΝΤΙΔΡΑΣΤΗΡΩΝ ΙΣΧΥΟΣ, ΜΕΡΟΣ Β': ΑΝΑΛΥΣΗ ΑΝΤΙΔΡΑΣΤΙΚΟΤΗΤΑΣ

#### 3.1 Εισαγωγή

Σε αυτό το Κεφάλαιο και ως συνέχεια του προηγούμενου 2<sup>ου</sup> Κεφαλαίου εξετάζονται χονδρικά ποιοτικά και ποσοτικά οι αιτίες λόγω των οποίων μεταβάλλεται η ενδογενής αντιδραστικότητα σε έναν αντιδραστήρα ως κατ' ευθείαν συνέπεια από τις μεταβολές της ροής των νετρονίων που μπορούν να συμβαίνουν ακόμα και στην μόνιμη ή κοντά στη μόνιμη κατάσταση. Τέτοια αίτια μεταβολών είναι, όπως έχει ήδη αναφερθεί οι αλλαγές της θερμοκρασίας, η ανάπτυξη δηλητηρίων της σχάσεως, και η μείωση λόγω κατανάλωσης, της συγκέντρωσης σχάσιμων πυρήνων στο μίγμα του αντιδραστήρα. Για την παρουσίαση αυτή αναλύονται οι βασικές εξισώσεις που περιγράφουν αυτές τις συνιστώσες της αντιδραστικότητας, οι οποίες υλοποιούνται και στον εκπαιδευτικό προσομοιωτή του αντιδραστήρα τύπου WWER-1000. Είναι προφανές ότι κάθε λύση για τη ροή νετρονίων που προκύπτει από την κινητική του αντιδραστήρα, έχει αρνητική ή θετική επίδραση στην κρισιμότητα, αφαιρεί δηλαδή ή προσθέτει αντιδραστικότητα. Ομοίως κάθε μεταβολή της αντιδραστικότητας έχει επιπτώσεις στη ροή των νετρονίων δια μέσου της κινητικής του αντιδραστήρα. Η διατήρηση ενός αντιδραστήρα στη μόνιμη κατάσταση είναι επομένως αποτέλεσμα μιας διαδικασίας ελέγχου ανάδρασης με μικρά χρονικά βήματα μεταξύ της αντιδραστικότητας και της ροής νετρονίων. Φυσικά ο έλεγχος της ανάδρασης αυτής γίνεται στον αντιδραστήρα με τη βοήθεια των ράβδων ελέγχου με μικρά χωρικά βήματα. Η ανάλυση αντιδραστικότητας που ακολουθεί γίνεται, όπως εξάλλου γίνεται και στο σύνολο της Διπλωματικής Εργασίας, για μία ενεργειακή ομάδα νετρονίων, τα θερμικά νετρόνια και για ομογενή αντιδραστήρα θερμικών νετρονίων με καύσιμο φυσικό ή ελαφρά εμπλουτισμένο Ουράνιο (< 5% σε <sup>235</sup>U), με ελαφρύ επιβραδυντή μαζικού αριθμού < 12 (συνήθως ελαφρύ νερό), ο οποίος αντιδραστήρας μάλιστα σε ορισμένες από τις περιπτώσεις της ανάλυσης θεωρείται για ευκολία απείρων διαστάσεων. Οι αναγκαίες για τις εξισώσεις τιμές των ενεργών διατομών πυρηνικών αντιδράσεων με νετρόνια θεωρούνται γενικά ως μέσες τιμές για το ενεργειακό φάσμα των θερμικών νετρονίων. Τέλος, παρουσιάζονται στοιχεία και οι

εξισώσεις που περιγράφουν την ανάλυση αντιδραστικότητας που χρησιμοποιούνται στον εκπαιδευτικό προσομοιωτή του αντιδραστήρα τύπου WWER-1000.

## 3.2 Εξάρτηση της αντιδραστικότητας από τη θερμοκρασία

### 3.2.1 Γενικά

Γενικά, μεταβολές στην θερμοκρασία ενός αντιδραστήρα, που είναι αποτέλεσμα μίας μεταβολής της ισχύος, μπορούν να προκαλέσουν μεταβολές στην αντιδραστικότητα, που αυτή με την σειρά της επηρεάζει την παραγόμενη ισχύ. Έτσι δημιουργείται μία διαδικασία αρκετά ταχείας ανάδρασης, τα χαρακτηριστικά της οποίας έχουν σημαντικές επιπτώσεις στην ασφάλεια του αντιδραστήρα. Για παράδειγμα, εάν μία αύξηση της ισχύος, ακολουθούμενη από μία αύξηση της θερμοκρασίας τμημάτων του αντιδραστήρα, προκαλέσει αύξηση της αντιδραστικότητας, αυτό θα οδηγήσει σε μία περαιτέρω αύξηση της ισχύος και θα δημιουργήσει μία ασταθή κατάσταση, που εάν δεν ελεγχθεί, μπορεί να οδηγήσει σε ένα πυρηνικό ατύχημα. Από την άλλη πλευρά, εάν μία αύξηση της ισχύος και της θερμοκρασίας οδηγήσει σε μία πτώση της αντιδραστικότητας, η αρχική αύξηση ισχύος θα επιβραδυνθεί ή θα αντιστραφεί και θα δημιουργηθεί μία σταθερή κατάσταση, στην οποία ο αντιδραστήρας θα τείνει να αυτοελεγχθεί. Αυτό είναι φυσικά πολύ επιθυμητό από την άποψη της ασφάλειας. Οι διεθνείς κανονισμοί μάλιστα επιβάλλουν οι αντιδραστήρες να αντιδρούν με πτώση της αντιδραστικότητας στις αυξήσεις θερμοκρασίας και αυτή η προϋπόθεση ονομάζεται "αρνητική ανάδραση αντιδραστικότητας" (και στα αγγλικά "negative reactivity feedback").

Η προϋπόθεση "αρνητικής ανάδρασης αντιδραστικότητας" με την αύξηση της θερμοκρασίας παρατηρείται γενικά στους αντιδραστήρες με καύσιμο εμπλουτισμένο ουράνιο και στους αντιδραστήρες ζέοντος ύδατος.

- Στους αντιδραστήρες με καύσιμο εμπλουτισμένο ουράνιο, κατά κανόνα, μία αύξηση της θερμοκρασίας οδηγεί σε πτώση της αντιδραστικότητας ικανοποιώντας αυτή την προϋπόθεση. Η θετική αυτή απόκριση οφείλεται στο φαινόμενο Doppler, το οποίο παρουσιάζουν οι αιχμές εκλεκτικότητας του  $^{238}\text{U}$ , οι οποίες διευρύνονται χωρίς χρονική καθυστέρηση με την αύξηση της θερμοκρασίας αυξάνοντας τις ενσωματώσεις νετρονίων στο πυρηνικό καύσιμο, δηλαδή μειώνοντας την αντιδραστικότητα (βλ. π.χ. Αγγελόπουλος, 1983). Παρόμοια συμπεριφορά παρουσιάζει και το  $^{239}\text{Pu}$ , το οποίο δημιουργείται από τις επώσεις. Η διεύρυνση



αυτή οφείλεται στο ότι με την αύξηση της θερμοκρασίας, η θερμική κίνηση των πυρήνων του καυσίμου αυξάνεται, με αποτέλεσμα να αυξάνεται το εύρος ενεργειών ταχέων νετρονίων που μπορούν να ενσωματωθούν σε ένα πυρήνα καυσίμου στην ενεργειακή περιοχή μιας αιχμής εκλεκτικότητας. Η συνέπεια είναι ότι με την αύξηση της θερμοκρασίας του πυρηνικού καυσίμου αυξάνεται και η μικροσκοπική ενεργή διατομή ενσωμάτωσης ταχέων νετρονίων στην περιοχή των αιχμών και συνακόλουθα μειώνεται η αντιδραστικότητα. Στο Διάγραμμα 3.1 αποδίδεται σχηματικά το φαινόμενο αυτό σε μία αιχμή εκλεκτικότητας  $^{238}\text{U}$ .

- Στους αντιδραστήρες ζέοντος ύδατος, η θερμοκρασία του ελαφρού ύδατος ως ψυκτικού μέσου και επιβραδυντή επηρεάζει την αντιδραστικότητα κυρίως ως άμεσο αποτέλεσμα τυχόν εστιακού ή κανονικού βρασμού του νερού. Η παραγωγή φυσαλίδων ατμού ή κενού λόγω βρασμού, το οποίο μετράται με το λεγόμενο "κλάσμα κενού" ή όγκος ατμού προς όγκο υγρού, μειώνει την μέση πυκνότητα του νερού στον πυρήνα του αντιδραστήρα καθώς επίσης μειώνει και το λόγο πυκνότητας πυρήνων του επιβραδυντή προς εκείνους του πυρηνικού καυσίμου. Αυτό μπορεί να επηρεάσει την αντιδραστικότητα με τους ακόλουθους τρόπους:

(α) Μείωση της μέσης πυκνότητας του επιβραδυντή έχει ως αποτέλεσμα να αυξηθεί το μήκος επιβραδύνσεως, αυξάνοντας έτσι τις διαρροές ταχέων νετρονίων. Αυτή είναι μία τυπική αρνητική ανάδραση αντιδραστικότητας.

(β) Μείωση του λόγου πυκνότητας πυρήνων του επιβραδυντή προς εκείνους του πυρηνικού καυσίμου αυξάνει το ποσοστό των ταχέων νετρονίων που απορροφώνται από τις αιχμές εκλεκτικότητας του  $^{238}\text{U}$  κατά τη διάρκεια της επιβράδυνσης. Αυτή είναι μία τυπική αρνητική ανάδραση αντιδραστικότητας.

και

(γ) Επιπλέον, η "σκλήρυνση" του ενεργειακού φάσματος των θερμικών νετρονίων λόγω της μειωμένης επιβράδυνσης αυξάνει λίγο την μέση ενέργεια των θερμικών νετρονίων. Σε αυτήν την ελαφρώς υψηλότερη ενέργεια το ποσοστό των νετρονίων που απορροφούνται από το  $^{235}\text{U}$  μειώνεται λόγω της μείωσης της τιμής μικροσκοπικής διατομής απορρόφησης στο  $^{235}\text{U}$  σε σχέση με την αντίστοιχη μικροσκοπική διατομή απορρόφησης του  $^{238}\text{U}$ . Αυτή επίσης είναι μία τυπική αρνητική ανάδραση αντιδραστικότητας.

Στους αντιδραστήρες ζέοντος ύδατος η αύξηση της θερμοκρασίας δεν συνεπάγεται πάντα "αρνητικής ανάδρασης αντιδραστικότητα", διότι η μείωση του λόγου πυκνότητας πυρήνων του επιβραδυντή προς εκείνους του πυρηνικού καυσίμου μειώνει το ποσοστό των θερμικών νετρονίων που απορροφώνται από τον επιβραδυντή και ο συντελεστής χρησιμοποίησης θερμικών νετρονίων  $f$  αυξάνει. Αυτή είναι μία τυπική θετική ανάδραση αντιδραστικότητας.

### 3.2.2 Θερμοκρασιακοί συντελεστές αντιδραστικότητας

Ο όρος θερμοκρασιακός συντελεστής αντιδραστικότητας χρησιμοποιείται για να εκφράσει τις επιδράσεις μιας θερμοκρασιακής μεταβολής στην αντιδραστικότητα. Ο θερμοκρασιακός συντελεστής  $a$  ορίζεται ως η μεταβολή της αντιδραστικότητας ανά μονάδα μεταβολής της θερμοκρασίας ορισμένων τμημάτων ενός αντιδραστήρα.

$$a = \frac{d\rho}{dT} \quad (3.1)$$

Ένας θετικός θερμοκρασιακός συντελεστής αντιδραστικότητας συνεπάγεται αύξηση της αντιδραστικότητας, ως αποτέλεσμα αύξησης της θερμοκρασίας, και έτσι λειτουργεί ως παράγοντας αστάθειας σε έναν αντιδραστήρα. Από την άλλη μεριά, ένας αρνητικός θερμοκρασιακός συντελεστής αντιδραστικότητας, που συνεπάγεται μείωση της αντιδραστικότητας, ως αποτέλεσμα αύξησης της θερμοκρασίας, λειτουργεί ως σταθεροποιητικός παράγοντας. Όπως έχει τονισθεί γενικά στους αντιδραστήρες είναι πάντα επιθυμητό ο συντελεστής αυτός να είναι μικρότερος του μηδενός.

Όταν ένας αντιδραστήρας αυξάνει την ισχύ του, οι προκύπτουσες θερμοκρασιακές αλλαγές στα διάφορα τμήματα του αντιδραστήρα λαμβάνουν χώρα με διαφορετικούς ρυθμούς. Η θερμοκρασία του καυσίμου θα αυξηθεί σχεδόν με τον ίδιο ρυθμό με αυτόν της ισχύος, με μικρή ή καθόλου καθυστέρηση. Η θερμοκρασία του ψυκτικού μέσου θα αυξηθεί λίγο πιο αργά, εξαιτίας της χρονικής καθυστέρησης στην μεταφορά θερμότητας από το καύσιμο προς το ψυκτικό μέσο. Τελικά, η θερμοκρασία του επιβραδυντή θα αυξηθεί με πολύ πιο αργό ρυθμό, λόγω της μεγάλης μάζας του και της θερμοχωρητικότητας του. Οι θερμοκρασιακοί συντελεστές αντιδραστικότητας του καυσίμου, του ψυκτικού μέσου και του επιβραδυντή θα πρέπει επομένως να εξετάζονται χωριστά, ενώ θα πρέπει να ληφθεί υπ' όψιν ότι μεταβάλλονται με διαφορετικούς ρυθμούς.

Είναι ιδιαίτερος σημαντικό κυρίως ο θερμοκρασιακός συντελεστής αντιδραστικότητας του καυσίμου, που μεταβάλλεται με μικρή ή καθόλου καθυστέρηση σε μία αύξηση ισχύος, να είναι αρνητικός για ασφαλή λειτουργία. Παρόλα αυτά, ο θερμοκρασιακός συντελεστής αντιδραστικότητας του επιβραδυντή, ο οποίος μεταβάλλεται με αρκετή καθυστέρηση, ακόμα και εάν είναι θετικός, μπορεί να υπάρξει αρκετός χρόνος για το σύστημα ελέγχου να αντισταθμίσει την αποσταθεροποιητική δράση του. Όλοι οι υπάρχοντες τύποι αντιδραστήρων παρουσιάζουν γενικά αρνητικούς θερμοκρασιακούς συντελεστές αντιδραστικότητας του καυσίμου πράγμα που οφείλεται στην διεύρυνση Doppler των αιχμών εκλεκτικότητας. Ο τυπικός θερμοκρασιακός συντελεστής αντιδραστικότητας εξαιτίας του φαινομένου Doppler σε έναν τυπικό αντιδραστήρα εμπλουτισμένου ουρανίου είναι  $-10^{-5} K^{-1}$  (βλ. π.χ. και Garland, 2001).

Το Διάγραμμα 3.2 δείχνει την ανάδραση ενός αντιδραστήρα βαρέως ύδατος σε μία μεταβολή της αντιδραστικότητας κατά 0.003 (με ρυθμό ίσο με 0.00025 ανά δευτερόλεπτο), που προκλήθηκε από την μερική έξοδο των ράβδων ελέγχου από τον αντιδραστήρα. Οι θερμοκρασιακοί συντελεστές αντιδραστικότητας για το καύσιμο και τον επιβραδυντή είναι και οι δύο αρνητικοί, και έτσι, μετά από μία αρχική αύξηση της ισχύος και της θερμοκρασίας ο αντιδραστήρας σταθεροποιείται από μόνος του σε μία υψηλότερη ισχύ, χωρίς περαιτέρω κίνηση των ράβδων ελέγχου.

Τέλος, μία αύξηση στην θερμοκρασία στη δομή του αντιδραστήρα οδηγεί σε θερμική διαστολή της δομής του. Αυτή η διαστολή υποδηλώνει ότι οι αποστάσεις μεταξύ των ατόμων της δομής του αντιδραστήρα έχουν αυξηθεί. Επομένως, η μέση ελεύθερη διαδρομή των ταχέων νετρονίων αυξάνεται και έτσι η πιθανότητα διαρροής νετρονίων από τον πυρήνα αυξάνεται. Αντίστοιχα, η θερμική διαστολή των ράβδων ελέγχου σημαίνει ότι ένα μεγαλύτερο τμήμα των ράβδων είναι μέσα στον πυρήνα, και επομένως η απορρόφηση νετρονίων από τις ράβδους (μία άλλη μορφή διαρροής νετρονίων) είναι πιο πιθανή. Ως εκ τούτου, η ανάδραση αντιδραστικότητας της δομής του αντιδραστήρα σε συνάρτηση με τη θερμοκρασία είναι συνήθως αρνητική σε όλους τους καλά σχεδιασμένους αντιδραστήρες. Αυτή η επίδραση, όπως και του θερμοκρασιακού συντελεστή του επιβραδυντή, είναι κανονικά πιο αργή σε σχέση με τις επιδράσεις του θερμοκρασιακού συντελεστή αντιδραστικότητας του καυσίμου ή του θερμοκρασιακού συντελεστή αντιδραστικότητας λόγω βρασμού του ψυκτικού.

### 3.3 Εξάρτηση της αντιδραστικότητας από τη σύνθεση και τον τύπο

#### 3.3.1 Αντιδραστικότητα και σύνθεση αντιδραστήρα

Διακρίνονται δύο δυνατές κατηγορίες σύνθεσης μίγματος αντιδραστήρα θερμικών νετρονίων: (1) το ελάσσονος επιβράδυνσης (under-moderated) και (2) το μείζονος επιβράδυνσης (over-moderated). Το Διάγραμμα 3.3, όπως δίνεται στον Arzhanov (2007) παρουσιάζει την τυπική μεταβολή της κρίσιμης μάζας του πυρηνικού καυσίμου σε έναν αντιδραστήρα θερμικών νετρονίων συναρτήσει του λόγου της συγκέντρωσης ( $M$ ) πυρήνων του επιβραδυντή προς τη συγκέντρωση ( $F$ ) πυρήνων του πυρηνικού καυσίμου ( $M/F$ ), δείχνοντας την ύπαρξη μίας ελάχιστης τιμής της κρίσιμης μάζας για μία συγκεκριμένη τιμή του λόγου ( $M/F$ ). Εάν ο λόγος ( $M/F$ ) για τον οποίο έχει σχεδιαστεί να λειτουργεί ένας αντιδραστήρας είναι μεγαλύτερος από αυτήν την συγκεκριμένη τιμή τότε ο αντιδραστήρας λέγεται ότι είναι over-moderated, ενώ εάν ο λόγος ( $M/F$ ) για τον οποίο έχει σχεδιαστεί να λειτουργεί ένας αντιδραστήρας είναι μικρότερος από αυτήν την συγκεκριμένη τιμή τότε ο αντιδραστήρας λέγεται ότι είναι under-moderated. Ο λόγος ( $M/F$ ) ενός αντιδραστήρα, εξαρτάται τόσο από την πυκνότητα πυρήνων του επιβραδυντή, όσο και από την πυκνότητα πυρήνων του πυρηνικού καυσίμου. Αν π.χ. διαπιστώνεται μείωση του λόγου  $M/F$  λόγω φαινομένων βρασμού (δηλ. μετακίνηση του λόγου προς τα αριστερά στο Διάγραμμα 3.3) τότε ένας κρίσιμος αντιδραστήρας που είναι over-moderated, γίνεται υπερκρίσιμος ( $A$ ) και αυτό είναι μία θετική ανάδραση αντιδραστικότητας. Εάν αυτό όμως συμβεί σε έναν κρίσιμο αντιδραστήρα που είναι under-moderated, τότε ο αντιδραστήρας γίνεται υποκρίσιμος ( $B$ ) και αυτό είναι μία αρνητική ανάδραση αντιδραστικότητας. Η συμπεριφορά ενός αντιδραστήρα θερμικών νετρονίων είναι αντίστροφη αν διαπιστώνεται αύξηση του λόγου  $M/F$ . Αυτό συμβαίνει προφανώς όταν μειώνεται η περιεκτικότητα του καυσίμου σε σχάσιμους πυρήνες. Στην περίπτωση κανονικής λειτουργίας αντιδραστήρα πεπιεσμένου ύδατος, το κλάσμα κενού στον πυρήνα είναι πάντα μηδενικό με αποτέλεσμα, για να εξασφαλίζεται πάντα μια αρνητική ανάδραση αντιδραστικότητας, λόγω της μείωσης της συγκέντρωσης σχάσιμων πυρήνων και μόνο, ο αντιδραστήρας θα πρέπει να έχει σχεδιασθεί ως ελάσσονος επιβράδυνσης. Βέβαια, οι αντιδραστήρες πεπιεσμένου ύδατος ελάσσονος επιβράδυνσης που περιέχουν  $^{238}\text{U}$ , σε κάποιο σημείο της ζωής τους θα παράγουν και  $^{239}\text{Pu}$ , με αποτέλεσμα την προσωρινή αύξηση της συγκέντρωσης των σχάσιμων πυρήνων και συνεπώς την εμφάνιση θετικής ανάδρασης αντιδραστικότητας. Αυτή η θετική ανάδραση

είναι πάντως προσωρινή, εύκολο να ελεγχθεί και σταματάει όταν σταματήσει και η παραγωγή του  $^{239}\text{Pu}$ .

### 3.3.2 Αντιδραστικότητα και αντιδραστήρες τύπου CANDU

Σε αντιδραστήρες διαφορετικών τύπων από τους ζέοντος ύδατος και τους πεπιεσμένου ύδατος, συνήθως οι λειτουργίες του επιβραδυντή και ψυκτικού μέσου γίνονται από διαφορετικά υλικά. Στους αντιδραστήρες τύπου CANDU, που χρησιμοποιούν βαρύ νερό και ως επιβραδυντή αλλά και ως ψυκτικό μέσο, το βαρύ νερό που χρησιμοποιείται ως ψυκτικό μέσο διαχωρίζεται από το βαρύ νερό που χρησιμοποιείται ως επιβραδυντής, και επομένως βρίσκονται σε διαφορετικές θερμοκρασίες κατά την λειτουργία του αντιδραστήρα. Έτσι σε τέτοιο αντιδραστήρα είναι απαραίτητο να διευκρινιστεί η σαφής διαφορά μεταξύ του θερμοκρασιακού συντελεστή του επιβραδυντή από τον θερμοκρασιακό συντελεστή του ψυκτικού μέσου. Όταν η θερμοκρασία του επιβραδυντή αυξάνεται, η μέση ενέργεια των θερμικών νετρονίων (που υπολογίζεται σε θερμοκρασία νετρονίων αντίστοιχη με εκείνη της θερμοκρασίας του επιβραδυντή) επίσης αυξάνεται. Η μικροσκοπική ενεργός διατομή σχάσης του  $^{235}\text{U}$  γενικά μειώνεται με την αύξηση της ενέργειας των νετρονίων στο ενεργειακό εύρος από  $0.01$  έως  $0.1$  eV, που είναι το άνω τμήμα του ενεργειακού φάσματος θερμικών νετρονίων, παρατηρείται ως συνέπεια μία μείωση των σχάσεων του  $^{235}\text{U}$  σε σχέση με τις απορροφήσεις στο  $^{238}\text{U}$ , με αποτέλεσμα την μείωση της σταθεράς  $\eta$  του πυρηνικού καυσίμου και της αντιδραστικότητας. Από αυτήν την άποψη ο θερμοκρασιακός συντελεστής του επιβραδυντή είναι αρνητικός. Στους αντιδραστήρες τύπου CANDU, στους οποίους χρησιμοποιείται φυσικό ουράνιο, το ποσοστό δηλαδή του  $^{238}\text{U}$  είναι αυξημένο, ο θερμοκρασιακός συντελεστής του επιβραδυντή μπορεί να γίνει θετικός εάν το πυρηνικό καύσιμο έχει μείνει για μεγάλο χρονικό διάστημα στον αντιδραστήρα και μία σημαντική ποσότητα  $^{239}\text{Pu}$  έχει παραχθεί στον αντιδραστήρα από τις ενσωματώσεις νετρονίων στο  $^{238}\text{U}$ . Το  $^{239}\text{Pu}$  έχει μία γνωστή αιχμή εκλεκτικότητας σχάσης στα  $0.3$  eV, και μία αύξηση στη θερμοκρασία του επιβραδυντή, η οποία αυξάνει την μέση ενέργεια των θερμικών νετρονίων προς την τιμή της αιχμής εκλεκτικότητας, έχει ως αποτέλεσμα μία αύξηση στον ρυθμό σχάσεων του  $^{239}\text{Pu}$ . Αυτό είναι μία θετική ανάδραση αντιδραστικότητας. Γενικά πάντως σε αυτόν τον τύπο αντιδραστήρα, ο επιβραδυντής έχει μεγάλη μάζα και είναι διαχωρισμένος από το ψυκτικό μέσο, έτσι η θερμοκρασία του επιβραδυντή αυξάνεται με αρκετά αργό ρυθμό σε κάθε αύξηση της ισχύος, χωρίς να έχει σημασία πόσο απότομη είναι αυτή η αύξηση της

ισχύος. Έτσι, η σταθερά του χρόνου για τον θερμοκρασιακό συντελεστή του επιβραδυντή είναι μεγάλη, και ακόμα και αν ο θερμοκρασιακός συντελεστής του επιβραδυντή είναι θετικός, είναι εύκολα ελεγχόμενος.

### 3.3.3 Παραδείγματα ανάδρασης αντιδραστικότητας

Ακολουθεί ως σύνοψη η ποιοτική περιγραφή μερικών παραδειγμάτων ανάδρασης αντιδραστικότητας:

1. Σε έναν αντιδραστήρα που χρησιμοποιεί νερό ως επιβραδυντή και ως ψυκτικό μέσο, μία μείωση της πυκνότητας λόγω αύξησης της θερμοκρασίας οδηγεί σε μείωση τις μακροσκοπικές ενεργές διατομές και σε αύξηση την μέση ολική ελεύθερη διαδρομή των νετρονίων. Εάν η στάθμη του νερού στον πυρήνα παραμείνει σταθερή, η διαφυγή νετρονίων αυξάνει, η αντιδραστικότητα μειώνεται και προκύπτει αρνητικός θερμοκρασιακός συντελεστής. Το αποτέλεσμα αυτό είναι ακόμα πιο έντονο εάν ο βρασμός παράγει φυσαλίδες ατμού, οι οποίες μειώνουν σημαντικά την μέση πυκνότητα του νερού. Εάν ο αντιδραστήρας είναι under-moderated (δηλαδή εάν η αναλογία του επιβραδυντή προς το καύσιμο είναι μικρότερη από την βέλτιστη τιμή) η αποβολή του επιβραδυντή από τον πυρήνα μέσω βρασμού μειώνει την τιμή του  $k_{\infty}$ . Το αποτέλεσμα αυτό παρέχει σταθεροποιητική επίδραση στους αντιδραστήρες ζέοντος ύδατος και πεπιεσμένου ύδατος.
2. Μία αύξηση της θερμοκρασίας του επιβραδυντή προκαλεί μετατόπιση του ενεργειακού φάσματος θερμικών νετρονίων σε ελαφρώς μεγαλύτερες ενέργειες, στις οποίες οι ενεργές διατομές μπορεί να είναι διαφορετικές. Αυτό είναι σημαντικό σε έναν αντιδραστήρα θερμικών νετρονίων που περιέχει  $^{239}\text{Pu}$ , το οποίο έχει μία σαφή αιχμή εκλεκτικότητας σχάσης στα  $0.3 \text{ eV}$ . Μία μετατόπιση στο φάσμα των θερμικών νετρονίων (η οποία στους  $20^{\circ} \text{ C}$  έχει μέση ενέργεια ίση με  $0.03 \text{ eV}$ ) σε υψηλότερες ενέργειες έχει ως αποτέλεσμα περισσότερα θερμικά νετρόνια να απορροφούνται από αυτήν την αιχμή εκλεκτικότητας με μία επακόλουθη αύξηση της αντιδραστικότητας. Αυτός ο θετικός θερμοκρασιακός συντελεστής του επιβραδυντή είναι σημαντικός για έναν αντιδραστήρα φυσικού ουρανίου στον οποίο γενικά υπάρχει σημαντική ποσότητα  $^{239}\text{Pu}$  στο καύσιμο. Ωστόσο, όμως, αυτή είναι μία θετική μεν αλλά με αργό ρυθμό ανάδραση αντιδραστικότητας, η οποία μπορεί να ελεγχθεί.

3. Μία αύξηση στην θερμοκρασία του καυσίμου προκαλεί μία διεύρυνση των αιχμών εκλεκτικότητας των ενεργών διατομών απορρόφησης των ισοτόπων, όπως στο  $^{235}\text{U}$  και στο  $^{238}\text{U}$ . Ως αποτέλεσμα αυτής της επίδρασης – που είναι γνωστή ως διεύρυνση Doppler των αιχμών εκλεκτικότητας- οι αιχμές εκλεκτικότητας της απορρόφησης διευρύνονται καθώς αυξάνεται η θερμοκρασία του καυσίμου. Σε έναν αντιδραστήρα φυσικού ουρανίου ή ελαφρά εμπλουτισμένου ουρανίου οι πιο σημαντικές αιχμές εκλεκτικότητας απορρόφησης είναι αυτές του  $^{238}\text{U}$ , και εάν διευρυνθούν τότε μειώνεται η αντιδραστικότητα, και έτσι ο θερμοκρασιακός συντελεστής αντιδραστικότητας του πυρηνικού καυσίμου σε έναν τέτοιο αντιδραστήρα προκύπτει αρνητικός. Αυτό είναι σημαντικό αφού, όπως έχει προαναφερθεί, οποιοσδήποτε θερμοκρασιακός συντελεστής σχετίζεται με την θερμοκρασία του πυρηνικού καυσίμου είναι ταχείας δράσης και πρέπει να είναι αρνητικός για λόγους ασφαλείας.

### 3.4 Αντιδραστικότητα και κατανάλωση σχάσιμων πυρήνων

Κατά την λειτουργία του αντιδραστήρα, σχάσιμοι πυρήνες καταναλώνονται από τον αντιδραστήρα με ρυθμό ανάλογο της ισχύος του. Σε έναν αντιδραστήρα που περιέχει και επώασιμους πυρήνες, σχηματίζονται επίσης νέοι σχάσιμοι πυρήνες με την διαδικασία της επώασης. Είναι απαραίτητο στην σχεδίαση ενός αντιδραστήρα να είναι δυνατός ο υπολογισμός της συγκέντρωσης των σχάσιμων πυρήνων ως συνάρτηση του χρόνου για να εξασφαλιστεί ότι ο αντιδραστήρας έχει επαρκές καύσιμο που θα του επιτρέψει να παραμείνει κρίσιμος για ένα συγκεκριμένο χρονικό διάστημα, πιθανώς και για περισσότερα από δύο χρόνια. Η ακριβής πρόβλεψη της συγκέντρωσης των σχάσιμων πυρήνων σε έναν αντιδραστήρα για ένα παρατεταμένο χρονικό διάστημα είναι δύσκολη, και για αυτό θα ακολουθήσει μία ποιοτική ανάλυση, παρόμοια με αυτή που παρουσιάζεται στον Bennet (1981). Σημειώνεται όμως ότι φυσικά, η κατανάλωση των σχάσιμων πυρήνων γενικά συνεπάγεται αρνητική ανάδραση αντιδραστικότητας.

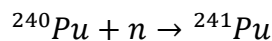
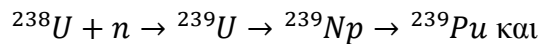
- Σε έναν ομογενή αντιδραστήρα άπειρων διαστάσεων με καύσιμο καθαρό  $^{235}\text{U}$ , που λειτουργεί σε σταθερή ισχύ, ο ρυθμός των σχάσεων και επομένως ο ρυθμός κατανάλωσης των σχάσιμων πυρήνων είναι σταθερός και ομοιόμορφος σε όλο τον αντιδραστήρα, και η συγκέντρωση του  $^{235}\text{U}$  μειώνεται γραμμικά με τον χρόνο και ομοιόμορφα σε όλο τον αντιδραστήρα. Σε έναν ετερογενή αντιδραστήρα περιορισμένων διαστάσεων με καύσιμο  $^{235}\text{U}$ , ο ρυθμός κατανάλωσης των σχάσιμων

πυρήνων είναι μεγαλύτερος στο κέντρο του πυρήνα, όπου η ροή νετρονίων είναι μεγαλύτερη, οπότε η σύνθεση του αντιδραστήρα μεταβάλλεται ανομοιόμορφα, η ροή νετρονίων είναι διαφορετική από σημείο σε σημείο, και το πρόβλημα γίνεται αρκετά πιο πολύπλοκο.

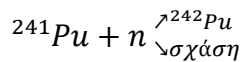
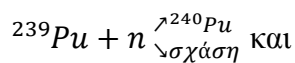
- Το πλέον σημαντικό χαρακτηριστικό ενός αντιδραστήρα που χρησιμοποιεί ως καύσιμο καθαρό  $^{235}\text{U}$  ή εμπλουτισμένο ουράνιο είναι ότι, η συγκέντρωση των σχάσιμων πυρήνων, και επομένως η περίσσεια θετικής αντιδραστικότητας του αντιδραστήρα, μειώνεται συνεχώς όσο συνεχίζει η λειτουργία του.
- Σε έναν αντιδραστήρα που περιέχει μεγάλη ποσότητα επώασιμων πυρήνων, όπως για παράδειγμα ένας αντιδραστήρας φυσικού ή ελαφρά εμπλουτισμένου ουρανίου, η κατανάλωση του αρχικού σχάσιμου πυρήνα αντισταθμίζεται σε κάποιο βαθμό από την παραγωγή νέων σχάσιμων πυρήνων. Στην περίπτωση ενός αντιδραστήρα που χρησιμοποιεί ουράνιο ως καύσιμο, οι πιο σημαντικές πυρηνικές αντιδράσεις νετρονίων με σχάσιμους πυρήνες είναι:

Η σχάση:  $^{235}\text{U} + n \xrightarrow{\text{σχάση}} ^{236}\text{U}$

Η επώαση νέων σχάσιμων πυρήνων όπως π.χ.:



Η σχάση των νέων σχάσιμων πυρήνων, όπως π.χ.:



- Η διαφορική εξίσωση για την κατανάλωση του  $^{235}\text{U}$  έχει ως εξής:

$$\frac{dN(^{235}\text{U})}{dt} = -\Phi_T(t) \bar{\sigma}_a(^{235}\text{U}) N(^{235}\text{U}) \quad (3.2)$$

- Η διαφορική εξίσωση για την κατανάλωση του  $^{238}\text{U}$  έχει ως εξής:

$$\frac{dN(^{238}\text{U})}{dt} = -\Phi_T(t) \bar{\sigma}_c(^{238}\text{U}) N(^{238}\text{U}) \quad (3.3)$$



- Η διαφορική εξίσωση για την παραγωγή και την κατανάλωση του  $^{239}\text{Pu}$  έχει ως εξής:

$$\frac{dN(^{239}\text{Pu})}{dt} = \Phi_T(t)\bar{\sigma}_c(^{238}\text{U})N(^{238}\text{U}) - \Phi_T(t)\bar{\sigma}_\alpha(^{239}\text{Pu})N(^{239}\text{Pu}) \quad (3.4)$$

- Στο σύστημα των εξισώσεων (3.2), (3.3) και (3.4), οι όροι στο δεξιό μέρος αντιπροσωπεύουν τους ολικούς ρυθμούς απορρόφησης νετρονίων σε όλο το φάσμα ενεργειών τους, καθώς και την επιλεκτική απορρόφηση νετρονίων του  $^{238}\text{U}$ . Για μια ποιοτική παρουσίαση της λύσης μπορεί να υποθεθεί αντιδραστήρας άπειρων διαστάσεων με σταθερή ροή νετρονίων και συγκέντρωση  $^{238}\text{U}$  ανεξάρτητες του χρόνου δεδομένου ότι πάντα η τιμή  $\Phi_T\bar{\sigma}_c(^{238}\text{U})$  είναι πολύ μικρότερη από τις τιμές  $\Phi_T\bar{\sigma}_\alpha(^{235}\text{U})$  και  $\Phi_T\bar{\sigma}_\alpha(^{239}\text{Pu})$ . Με αυτές τις υποθέσεις οι λύσεις των παραπάνω εξισώσεων για  $N(^{235}\text{U})$  και  $N(^{239}\text{Pu})$  θα είναι:

$$N(^{235}\text{U}) = N_0(^{235}\text{U})\exp\left[-\Phi_T\bar{\sigma}_\alpha(^{235}\text{U})t\right] \quad (3.5)$$

όπου  $N_0(^{235}\text{U})$  η αρχική συγκέντρωση του  $^{235}\text{U}$  και:

$$N(^{239}\text{Pu}) = N_0(^{238}\text{U})\frac{\Phi_T\bar{\sigma}_c(^{238}\text{U})}{\Phi_T\bar{\sigma}_\alpha(^{239}\text{Pu})}\left\{1 - \exp\left[-\Phi_T\bar{\sigma}_\alpha(^{239}\text{Pu})t\right]\right\} \quad (3.6)$$

όπου  $N_0(^{238}\text{U})$  η αρχική συγκέντρωση του  $^{238}\text{U}$ .

Το Διάγραμμα 3.4 δείχνει προσεγγιστικά την μεταβολή των συγκεντρώσεων του  $^{235}\text{U}$  και του  $^{239}\text{Pu}$  σε έναν αντιδραστήρα με καύσιμο φυσικό ουράνιο που λειτουργεί με σταθερή ροή νετρονίων. Στα αρχικά στάδια λειτουργίας η παραγωγή  $^{239}\text{Pu}$  υπερκαλύπτει τον ρυθμό κατανάλωσης του  $^{235}\text{U}$  και υπάρχει μία προσωρινή θετική ανάδραση της αντιδραστικότητας. Με την πάροδο του χρόνου η τάση αυτή αντιστρέφεται, δηλαδή η συγκέντρωση του  $^{239}\text{Pu}$  τείνει να γίνει σταθερή, ενώ η συγκέντρωση του  $^{235}\text{U}$  συνεχίζει να μειώνεται. Συνεπώς, η αντιδραστικότητα μειώνεται και μετά από κάποιο χρονικό διάστημα ο αντιδραστήρας γίνεται υποκρίσιμος και χρειάζεται πρόσδοση αντιδραστικότητας με άλλα μέσα (π.χ. με αφαίρεση ράβδων ελέγχου) ή αν αυτό δεν μπορεί να γίνει, με νέο καύσιμο.

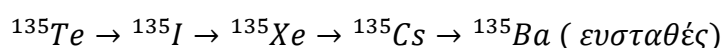
## 3.5 Αντιδραστικότητα και παραγωγή δηλητηρίων

### 3.5.1 Γενικά

Από τα πολλά ισότοπα που σχηματίζονται ως προϊόντα της σχάσης σε έναν αντιδραστήρα, δύο είναι ιδιαίτερης σημασίας επειδή έχουν πολύ μεγάλη μικροσκοπική ενεργό διατομή απορρόφησης και η παρουσία τους στον αντιδραστήρα δημιουργεί πολύ σημαντική αρνητική ανάδραση αντιδραστικότητας. Αυτά τα δύο ισότοπα είναι το ξένον-135 ( $^{135}\text{Xe}$ ) και το σαμάριο-149 ( $^{149}\text{Sm}$ ), τα οποία ονομάζονται δηλητήρια της σχάσης ή πιο απλά πυρηνικά δηλητήρια. Η ανάλυση της επίδρασής τους στην αντιδραστικότητα που ακολουθεί, συναντάται σχεδόν σε όλα τα κλασσικά συγγράμματα Πυρηνικής Τεχνολογίας. Για τους σκοπούς της εδώ Διπλωματικής Εργασίας, τα παρακάτω βασίζονται κυρίως στο σύγγραμμα του Bennet (1981).

### 3.5.2 Δηλητηρίαση με ξένον-135

Το  $^{135}\text{Xe}$  είναι το πιο σημαντικό πυρηνικό δηλητήριο που παράγεται αμέσως και εμμέσως από τις σχάσεις. Η μέση μικροσκοπική ενεργός διατομή απορρόφησης θερμικών νετρονίων στους  $20^\circ\text{C}$  είναι πολύ μεγάλη και ίση με  $2.75 \times 10^6 \text{ barn}$ . Το  $^{135}\text{Xe}$  παράγεται τόσο απευθείας ως προϊόν της σχάσης αλλά και από την αλυσίδα διασπάσεων του τελλουρίου-135 ( $^{135}\text{Te}$ ), που είναι επίσης προϊόν των σχάσεων. Κατά την απευθείας παραγωγή το ποσοστό παραγωγής του ανά σχάση είναι  $0.003$  πυρήνες ανά σχάση  $^{235}\text{U}$ . Η αλυσίδα διάσπασης του Τελλουρίου-135 είναι:



και το ποσοστό παραγωγής του ανά σχάση είναι  $0.061$  πυρήνες ανά σχάση  $^{235}\text{U}$ . Ο χρόνος υποδιπλασιασμού του  $^{135}\text{Te}$  είναι τόσο μικρός, που το  $^{135}\text{I}$  μπορεί να θεωρηθεί ως άμεσο προϊόν της σχάσης. Παρατηρείται από τα ποσοστά αυτά ότι η παραγωγή του  $^{135}\text{Xe}$  είναι κυρίως έμμεση και οφείλεται στο  $^{135}\text{Te}$ .

Η επίδραση του  $^{135}\text{Xe}$  στην αντιδραστικότητα εξαρτάται από την συγκέντρωσή του (πυκνότητα πυρήνων). Η εξίσωση ισοζυγίου για την πυκνότητα πυρήνων  $N(\text{Xe})$  του  $^{135}\text{Xe}$  είναι:

$$\begin{aligned}
 & (\text{Ρυθμός μεταβολής της συγκέντρωσης του } ^{135}\text{Xe}) = \\
 & (\text{Ρυθμός παραγωγής } ^{135}\text{Xe από την διάσπαση του } ^{135}\text{I}) + \\
 & (\text{Ρυθμός παραγωγής } ^{135}\text{Xe ως προϊόν σχάσης}) - \\
 & (\text{Ρυθμός διάσπασης του } ^{135}\text{Xe}) - \\
 & (\text{Ρυθμός απορρόφησης νετρονίων από } ^{135}\text{Xe})
 \end{aligned}$$

Για την μαθηματική διατύπωση του ισοζυγίου πρέπει να προσδιορισθεί η συγκέντρωση  $N(I)$  του  $^{135}\text{I}$  από την αντίστοιχη εξίσωση ισοζυγίου για αυτόν τον πυρήνα:

$$\begin{aligned}
 & (\text{Ρυθμός μεταβολής της συγκέντρωσης του } ^{135}\text{I}) = \\
 & (\text{Ρυθμός σχηματισμού του } ^{135}\text{I}) - \\
 & (\text{Ρυθμός διάσπασης του } ^{135}\text{I})
 \end{aligned}$$

Η οποία ως εκ τούτου γράφεται:

$$\frac{dN(I)}{dt} = 0.061\bar{\Sigma}_f\Phi_T - \lambda(I)N(I) \quad (3.7)$$

Η λύση της εξίσωσης (3.7) είναι:

$$N(I) = \frac{0.061\bar{\Sigma}_f\Phi_T}{\lambda(I)} (1 - e^{-\lambda(I)t}) \quad (3.8)$$

όπου

$t$  ο χρόνος μετά την εκκίνηση ενός αρχικά καθαρού αντιδραστήρα (δηλαδή χωρίς κανένα δηλητήριο) και

$\lambda(I)$  η σταθερή διασπάσεως του  $^{135}\text{I}$  ίση με  $\sim 0.105 \text{ h}^{-1}$

Η πυκνότητα πυρήνων του  $^{135}\text{I}$  σταθεροποιείται μετά από περίπου τριάντα ώρες λειτουργίας, όταν η ποσότητα

$$(\text{Ρυθμός σχηματισμού του } ^{135}\text{I})$$

εξισωθεί με την ποσότητα:

$$(\text{Ρυθμός διάσπασης του } ^{135}\text{I})$$

στην τιμή ισορροπίας ( $eq$ ):

$$N(I)_{eq} = \frac{0.061\bar{\Sigma}_f\Phi_T}{\lambda(I)} \quad (3.9)$$

Αντικαθιστώντας τα παραπάνω στην εξίσωση ισοζυγίου για την πυκνότητα πυρήνων  $N(Xe)$  του  $^{135}Xe$  θα είναι:

$$\frac{dN(Xe)}{dt} = \lambda(I)N(I) + 0.003\bar{\Sigma}_f\Phi_T - \lambda(Xe)N(Xe) - \bar{\sigma}_c(Xe)N(Xe)\Phi_T \quad (3.10)$$

όπου

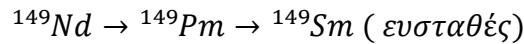
$\lambda(Xe)$  η σταθερή διασπάσεως του  $^{135}Xe$  ίση με  $\sim 0.075 h^{-1}$

Όπως και για το  $^{135}I$ , η συγκέντρωση του  $^{135}Xe$  φτάνει σε ισορροπία μετά από περίπου δύο μέρες λειτουργίας, η τιμή της οποίας υπολογίζεται από τη λύση του συστήματος (3.7) και (3.10) ως:

$$N(Xe)_{eq} = \frac{(0.061 + 0.003)\bar{\Sigma}_f\Phi_T}{\lambda(Xe) + \bar{\sigma}_c(Xe)\Phi_T} \quad (3.11)$$

### 3.5.3 Δηλητηρίαση με σαμάριο-149

Το σαμάριο-149 ( $^{149}Sm$ ) είναι ευσταθής πυρήνας που σχηματίζεται από το νεοδύμιο-149 ( $^{149}Nd$ ), το οποίο είναι προϊόν σχάσης, μέσω της αλυσίδας διάσπασης:



Ο χρόνος υποδιπλασιασμού του  $^{149}Nd$  είναι μικρός σε σύγκριση με το ενδιάμεσο προϊόν της αλυσίδας, το προμήθειο-149 ( $^{149}Pm$ ), το οποίο μπορεί να θεωρηθεί ως άμεσο προϊόν της σχάσης. Το ποσοστό παραγωγής του  $^{149}Pm$  ανά σχάση είναι  $0.0113$  πυρήνες ανά σχάση  $^{235}U$ , και η μέση μικροσκοπική ενεργός διατομή απορρόφησης θερμικών νετρονίων του  $^{149}Sm$  είναι  $5.8 \times 10^4$  barn.

Η συγκέντρωση του  $^{149}Sm$  μπορεί να βρεθεί από τις ακόλουθες από το σύστημα των ακόλουθων δύο εξισώσεων ισοζυγίου:

$$\frac{dN(Pm)}{dt} = 0.0113\bar{\Sigma}_f\Phi_T - \lambda(Pm)N(Pm) \quad (3.12)$$

και

$$\frac{dN(Sm)}{dt} = \lambda(Pm)N(Pm) - N(Sm)\bar{\sigma}_c(Sm)\Phi_T \quad (3.13)$$

όπου

$N(Pm)$  και  $N(Sm)$  οι συγκεντρώσεις των  $^{149}Pm$  και  $^{149}Sm$  αντίστοιχα

και

$\lambda(Pm)$  η σταθερή διασπάσεως του  $^{149}Pm$  ίση με  $\sim 0.0113 h^{-1}$

Η συγκέντρωση του  $^{149}Sm$  φτάνει σε ισορροπία μετά από περίπου δύο μέρες λειτουργίας, η τιμή της οποίας υπολογίζεται από τη λύση του συστήματος (3.12) και (3.13) ως:

$$N(Sm)_{eq} = \frac{0.0113\bar{\Sigma}_f}{\bar{\sigma}_c(Sm)} \quad (3.14)$$

### 3.5.4 Σχέση αντιδραστικότητας και δηλητηρίων

Η επίδραση αυτής της συγκέντρωσης των δηλητηρίων στην αντιδραστικότητα ενός αντιδραστήρα μπορεί να προσδιοριστεί ποσοτικά. Για έναν προσεγγιστικό ποσοτικό προσδιορισμό υποτίθεται ένας ομογενής αντιδραστήρας άπειρων διαστάσεων, στον οποίο η παρουσία των δηλητηρίων επηρεάζει μόνο την τιμή του συντελεστή χρησιμοποίησης θερμικών νετρονίων.

Η επίδραση στην αντιδραστικότητα εξετάζεται κατά συνιστώσα δηλητηρίου, πρώτα για το  $^{135}Xe$  και μετά για το  $^{149}Sm$ .

Η αρνητική αντιδραστικότητα που οφείλεται στο  $^{135}Xe$  θα είναι:

$$\rho(Xe) = \frac{k'_\infty - k_\infty}{k'_\infty} = \frac{f' - f}{f'} = f' \left( \frac{1}{f} - \frac{1}{f'} \right) \quad (3.15)$$

όπου  $k'_\infty$  και  $f'$  αναφέρονται στον δηλητηριασμένο με  $^{135}Xe$  αντιδραστήρα.

Οι εκφράσεις των  $f'$  και  $f$  είναι οι ακόλουθες:

$$f' = \frac{\bar{\Sigma}_{aF}}{\bar{\Sigma}_{aF} + \bar{\Sigma}_{aM} + \bar{\Sigma}_\alpha(Xe)} \quad (3.16)$$

και

$$f = \frac{\bar{\Sigma}_{\alpha F}}{\bar{\Sigma}_{\alpha F} + \bar{\Sigma}_{cM}} \quad (3.17)$$

Επομένως:

$$\frac{1}{f} - \frac{1}{f'} = -\frac{\bar{\Sigma}_{\alpha}(Xe)}{\bar{\Sigma}_{\alpha F}} = -\frac{N(Xe)\bar{\sigma}_{\alpha}(Xe)}{\bar{\Sigma}_{\alpha F}} \quad (3.18)$$

και

$$\rho(Xe) = -f \frac{N(Xe)\bar{\sigma}_{\alpha}(Xe)}{\bar{\Sigma}_{\alpha F}} \quad (3.19)$$

Αντικαθιστώντας στην παραπάνω εξίσωση την εξίσωση (3.11) και σημειώνοντας ότι  $\bar{\Sigma}_f/\bar{\Sigma}_{\alpha F} = \eta/\nu$ , θα είναι:

$$\rho(Xe) = -\frac{f\eta}{\nu} \frac{(0.061+0.003)}{\left[ \frac{\lambda(Xe)}{\bar{\sigma}_c(Xe)\Phi_T} + 1 \right]} \quad (3.20)$$

όπου

$F$  ο δείκτης που συμβολίζει το πυρηνικό καύσιμο, και

$M$  ο δείκτης που συμβολίζει τον επιβραδυντή

Προφανώς η απόλυτη τιμή για τη  $\rho(Xe)$  αυξάνει όσο αυξάνεται η  $\Phi_T$ , και φτάνει μία μέγιστη τιμή όταν  $\Phi_T \gg \lambda(Xe)/\bar{\sigma}_c(Xe)$ . Η τιμή αυτού του λόγου είναι περίπου  $0.75 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , έτσι ώστε όταν η  $\Phi_T$  γίνει  $10^{14}$  νετρόνια  $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , η οποία είναι μία τυπική τιμή για έναν αντιδραστήρα παραγωγής ενέργειας, αυτή η οριακή τιμή για την ποσότητα  $\rho(Xe)$  έχει σχεδόν επιτευχθεί. Επομένως για σημειακή κινητική νετρονίων:

$$\rho(Xe)_{\max} = -\frac{f\eta(0.061+0.003)}{\nu} \quad (3.21)$$

Με βάση την παραπάνω ανάλυση αν εξετάζεται της αντιδραστήρας φυσικού ουρανίου στον οποίο είναι  $\eta = 1.32$ ,  $\nu = 2.44$  και εάν θεωρηθεί ότι  $f = 0.9$ , τότε η ελάχιστη τιμή της  $\rho(Xe)$  είναι  $-0.031$ . Η τιμή αυτή αντιπροσωπεύει το ποσό της περίσσειας θετικής αντιδραστικότητας που πρέπει να υπάρχει μέσα στον αντιδραστήρα για να μπορεί να ξεπεραστεί η μέγιστη δυνατή επίδραση της

δηλητηρίασης του αντιδραστήρα από  $^{135}\text{Xe}$  στην σταθερή κατάσταση λειτουργίας.

Η αρνητική αντιδραστικότητα που οφείλεται στο  $^{149}\text{Sm}$  θα είναι ανάλογα με την (3.19):

$$\rho(Sm) = -f \frac{N(Sm) \bar{\sigma}_\alpha(Sm)}{\bar{\Sigma}_{aF}} \quad (3.22)$$

όπου

$F$  ο δείκτης που συμβολίζει το πυρηνικό καύσιμο.

Για σημειακή κινητική νετρονίων:

$$\rho(Sm) = -\frac{f\eta 0.0113}{\nu}$$

και προκύπτει με τον αντίστοιχο ακριβώς τρόπο όπως η αρνητική αντιδραστικότητα  $\rho(\text{Xe})$ . Η  $\rho(Sm)$  είναι ανεξάρτητη της ροής των νετρονίων και της ισχύος του αντιδραστήρα. Μετά από προφανείς υπολογισμούς, για έναν αντιδραστήρα φυσικού ουρανίου, η τιμή της αντιδραστικότητας  $\rho(Sm)$  είναι  $-0.0055$ . Η τιμή αυτή αντιπροσωπεύει το ποσό της περίσσειας θετικής αντιδραστικότητας που πρέπει να υπάρχει μέσα στον αντιδραστήρα για να μπορεί να ξεπεραστεί η μέγιστη δυνατή επίδραση της δηλητηρίασης του αντιδραστήρα από  $^{149}\text{Sm}$  στην σταθερή κατάσταση λειτουργίας.

### 3.5.5 Άμεση εκκίνηση αντιδραστήρα μετά από σβέση

Είναι σημαντικό να εξεταστεί ο τρόπος με τον οποίο η συγκέντρωση του  $^{135}\text{Xe}$  μεταβάλλεται μετά από μία ταχεία σβέση του αντιδραστήρα. Για το παράδειγμα αυτό το  $^{135}\text{Xe}$  μπορεί να θεωρηθεί ότι είναι στην συγκέντρωση ισορροπίας πριν τη σβέση. Αμέσως μετά τη σβέση, ο ρυθμός παραγωγής του  $^{135}\text{Xe}$  μειώνεται σε ένα κλάσμα

$$0.061/(0.061+0.003)$$

της πριν το σβήσιμο τιμής,

ενώ ο ρυθμός μείωσής του μειώνεται σε ένα κλάσμα

$$\lambda(\text{Xe})/[\lambda(\text{Xe}) + \bar{\sigma}_c(\text{Xe})\Phi_T]$$

της πριν το σβήσιμο τιμής.

Σε έναν αντιδραστήρα ισχύος, του οποίου η μέση ροή των θερμικών νετρονίων είναι  $10^{12}$  νετρόνια  $cm^{-2} s^{-1}$  ή μεγαλύτερη, το δεύτερο κλάσμα είναι μικρότερο από το πρώτο, και η συγκέντρωση του  $^{135}Xe$  αυξάνεται μετά το σβήσιμο. Ο ρυθμός της αύξησης εξαρτάται από την πριν τη σβέση ροή, και αυξάνεται όσο μεγαλύτερη ήταν η ροή. Μετά από εύλογο χρόνο, καθώς το  $^{135}I$  διασπάται, η συγκέντρωση του  $^{135}Xe$  φτάνει σε ένα μέγιστο, το οποίο είναι τόσο μεγαλύτερο, όσο μεγαλύτερη ήταν η ροή νετρονίων πριν την σβέση, και μετά μειώνεται. Αυτή η συμπεριφορά φαίνεται στο Διάγραμμα 3.5.

Το σημαντικό σημείο σχετικά με αυτό το μέγιστο της συγκέντρωσης του  $^{135}Xe$  μετά από σβέση είναι, ότι εκτός και εάν δεν εισαχθεί επαρκής περίσσεια θετικής αντιδραστικότητας μέσα στον αντιδραστήρα, ώστε να υπερσχύσει της αυξημένης επίδρασης της δηλητηρίασης, τότε δεν θα είναι δυνατό να επανεκκινήσει ο αντιδραστήρας προτού περάσουν πρώτα αρκετές ώρες ώστε να μειωθεί ικανοποιητικά η συγκέντρωση του  $^{135}Xe$ . Για να ξεπεραστεί η μέγιστη δηλητηρίαση από  $^{135}Xe$  σε έναν αντιδραστήρα που λειτουργεί με ροή  $10^{14}$  νετρόνια  $cm^{-2} s^{-1}$ , απαιτείται μία περίσσεια θετικής αντιδραστικότητας της τάξης του 0.13. Εάν είναι διαθέσιμη μικρότερη αντιδραστικότητα, όπως για παράδειγμα 0.06 (βλ. και πάλι το Διάγραμμα 3.5), τότε μετά τη σβέση οι χειριστές έχουν περιθώριο 2 περίπου ωρών για να επανεκκινήσουν τον αντιδραστήρα, προτού το παραγόμενο  $^{135}Xe$ , ξεπεράσει αυτή την περιορισμένη περίσσεια. Αν οι χειριστές χάσουν αυτό το περιθώριο θα πρέπει να περάσει χρονικό διάστημα περίπου 28 ωρών, ώστε η αρνητική αντιδραστικότητα εξαιτίας του  $^{135}Xe$  να μειωθεί επαρκώς και να φθάσει πάλι στο επίπεδο της διαθέσιμης περισσειας θετικής αντιδραστικότητας.

Είναι δευτερευόντως σημαντικό να εξεταστεί επίσης ο τρόπος με τον οποίο η συγκέντρωση του  $^{149}Sm$  μεταβάλλεται μετά από μία ταχεία σβέση του αντιδραστήρα. Μετά τη σβέση, η συγκέντρωση του  $^{149}Sm$  (ευσταθής πυρήνας που δεν διασπάται) μέσα στον αντιδραστήρα αυξάνεται λόγω του ότι το  $^{149}Pm$  που υπάρχει μέσα στον αντιδραστήρα διασπάται και παράγει περισσότερο  $^{149}Sm$ . Η μετά το σβήσιμο οριακή συγκέντρωση είναι:

$$N(Sm)_{eq} \text{ μετά το σβήσιμο} = \frac{0.0113\bar{\Sigma}_f}{\bar{\sigma}_c(Sm)} \left[ 1 + \frac{\bar{\sigma}_c(Sm)\Phi_T}{\lambda(Pm)} \right] \quad (3.23)$$



Η αρνητική αντιδραστικότητα που οφείλεται στο  $^{149}\text{Sm}$  σε έναν αντιδραστήρα σε λειτουργία φαίνεται στο Διάγραμμα 3.6. Σε έναν αντιδραστήρα που λειτουργεί με ροή θερμικών νετρονίων ίση με  $10^{14}$  νετρόνια  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ , η επίδραση της αντιδραστικότητας από το  $^{149}\text{Sm}$ , μετά τη σβέση, αυξάνεται, μέχρι την σταθερή τιμή του  $-0.0145$ , και επομένως για την αντιμετώπισή της πρέπει να υπάρχει επαρκής περίσσεια θετικής αντιδραστικότητας στον αντιδραστήρα για αντιστάθμιση. Είναι φανερό, όμως, από τα Διαγράμματα 3.5 και 3.6 που έχουν υπολογιστεί για το  $^{135}\text{Xe}$  και το  $^{149}\text{Sm}$  ότι η δηλητηρίαση από  $^{135}\text{Xe}$  είναι πολύ πιο σημαντική από ότι αυτή που προκαλεί το  $^{149}\text{Sm}$ , τόσο κατά τη λειτουργία όσο και μετά από σβέση.

### 3.6 Ποσοτική περιγραφή σχέσης αντιδραστικότητας και θερμοκρασίας

#### 3.6.1 Γενικά

Για την ποσοτικοποίηση των επιδράσεων της θερμοκρασίας στην αντιδραστικότητα χρησιμοποιούνται εξισώσεις που υπολογίζουν τον θερμοκρασιακό συντελεστή αντιδραστικότητας ενός αντιδραστήρα σε συνάρτηση με τη θερμοκρασία κατά τη σχέση (3.1), όπως αποδίδονται π.χ. από τον Bennet (1981). Αν στην (3.1) αντικατασταθεί η σχέση ορισμού της αντιδραστικότητας θα είναι:

$$a = \frac{d\rho}{dT} = \frac{1}{k_e^2} \frac{dk_e}{dT} \quad (3.24)$$

Για τιμές του  $k_e$  κοντά στη μονάδα (συνθήκες μόνιμης λειτουργίας του κρίσιμου αντιδραστήρα):

$$a = \frac{1}{k_e} \frac{dk_e}{dT} = \frac{d}{dT} (\ln k_e) \quad (3.25)$$

Ο θερμοκρασιακός συντελεστής αντιδραστικότητας μπορεί επίσης να υπολογίζεται ως άθροισμα τριών συνιστωσών (με δείκτες τα μεγέθη που λογίζονται σταθερά για κάθε μία):

$$a = \left( \frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_{B^2, d} + \left( \frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_{B^2, \sigma} + \left( \frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_{d, \sigma} \quad (3.26)$$

όπου

$\sigma$  οι μικροσκοπικές ενεργές διατομές

$d$  η πυκνότητα

$B^2$  η γεωμετρική παράμετρος (η επίδραση δηλ. της γεωμετρίας και των διαστάσεων)

### 3.6.2 Σχέση αντιδραστικότητας και θερμοκρασίας υπό σταθερές $\sigma$

Αν θεωρηθεί ότι οι μικροσκοπικές διατομές είναι σταθερές με τη θερμοκρασία (ισοδύναμα μεταβάλλονται οι διαστάσεις και η πυκνότητα), η (3.26) απλοποιείται στην:

$$a = \left( \frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_{B^2, \sigma} + \left( \frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_{d, \sigma} \quad (3.27)$$

Ο συντελεστής αύξησης του όγκου λόγω αύξησης θερμοκρασίας είναι:

$$a_T = \frac{1}{V} \frac{dV}{dT} \quad (3.28)$$

Η πυκνότητα των πυρήνων  $N$  στον αντιδραστήρα είναι αντιστρόφως ανάλογη του όγκου:

$$N \propto \frac{1}{V} \quad (3.29)$$

Επομένως ο συντελεστής αύξησης του όγκου λόγω αύξησης θερμοκρασίας θα είναι:

$$a_T = -\frac{1}{N} \frac{dN}{dT} \quad (3.30)$$

Με βάση τον ορισμό του συντελεστή πολλαπλασιασμού νετρονίων:

$$k_e = \eta \epsilon p f P_f P_t = k_\infty P_f P_t \quad (3.31)$$

Και με αντικατάσταση στην (3.25) θα είναι:

$$a = \frac{1}{k_\infty} \frac{dk_\infty}{dT} + \frac{1}{P_f} \frac{dP_f}{dT} + \frac{1}{P_t} \frac{dP_t}{dT} \quad (3.32)$$

Ο συντελεστής  $k_\infty$  μεταβάλλεται πιο ασθενώς σε σχέση με την θερμοκρασία  $T$  (κυρίως λόγω του φαινομένου Doppler) από ότι μεταβάλλονται για τον ίδιο λόγο οι διαρροές των νετρονίων. Επομένως, πρώτα πρέπει να μελετηθεί η επίδραση της θερμοκρασίας στις διαρροές νετρονίων.

Όπως είναι γνωστό (βλ. π.χ. Αγγελόπουλος, 1983), οι διαρροές νετρονίων περιγράφονται από δύο όρους, που ονομάζονται πιθανότητες μη διαρροής.

Την πιθανότητα μη διαρροής ταχέων νετρονίων:

$$P_f = e^{-B^2\tau} \quad (3.33)$$

και την πιθανότητα μη διαρροής θερμικών νετρονίων:

$$P_t = \frac{1}{1 + B^2 L_T^2} \quad (3.34)$$

με  $L_T$  το μήκος διαχύσεως των θερμικών νετρονίων.

Η εξάρτηση της  $P_f$  από την θερμοκρασία περιγράφεται ως η παράγωγος της  $P_f$  ως προς την θερμοκρασία:

$$\left( \frac{1}{P_f} \frac{dP_f}{dT} \right)_\sigma = - \left( \tau \frac{d(B^2)}{dT} + B^2 \frac{d\tau}{dT} \right) \quad (3.35)$$

Γνωρίζοντας ότι (όπως εξάλλου αποδεικνύεται εύκολα για σφαιρικό ή κυβικό αντιδραστήρα):

$$B^2 = \frac{c_1}{V^{\frac{2}{3}}} \quad (3.36)$$

και ότι (όπως προκύπτει από τον ορισμό της  $\tau^1$ ):

$$\tau = \frac{c_2}{N^2} = c_3 V^2 \quad (3.37)$$

θα είναι:

$$\frac{d(B^2)}{dT} = -\frac{2}{3} a_T B^2 \quad (3.38)$$

και

$$\frac{d\tau}{dT} = 2\tau a_T \quad (3.39)$$

Συνεπώς διατυπώνεται η τελική μορφή της εξίσωσης (3.38) που δίνει την εξάρτηση της  $P_f$  από την θερμοκρασία (θεωρώντας σταθερές τις μικροσκοπικές ενεργές διατομές):

---

<sup>1</sup> σχέση (62.13) στον Αγγελόπουλος (1983) σε συνδυασμό με τον ορισμό του συντελεστή διάχυσης, σχέση (46.16) στον ίδιο.

$$\left( \frac{1}{P_f} \frac{dP_f}{dT} \right)_\sigma = -\frac{4}{3} B^2 \tau a_T \quad (3.40)$$

Ακολουθώντας την ίδια διαδικασία και για το  $P_i$  αποδεικνύεται ότι:

$$\left( \frac{1}{P_i} \frac{dP_i}{dT} \right)_\sigma = -\frac{1}{1+B^2 L_T^2} \left( B^2 \frac{d(L_T^2)}{dT} + L_T^2 \frac{d(B^2)}{dT} \right) \quad (3.41)$$

Όμως<sup>2</sup>

$$L_T^2 = \frac{c_4}{N^2 \sigma_a(E) \sigma_s(E)} = c_5 V^2 \quad (3.42)$$

οπότε

$$\frac{d(L_T^2)}{dT} = 2L_T^2 a_T \quad (3.43)$$

Με αντικατάσταση της εξίσωσης (3.42) στην (3.41) προκύπτει:

$$\left( \frac{1}{P_i} \frac{dP_i}{dT} \right)_\sigma = -\frac{4}{3} a_T \frac{B^2 L_T^2}{1+B^2 L_T^2} \quad (3.44)$$

Με πρόσθεση των εξισώσεων (3.40) και (3.44) προσδιορίζεται η συμβολή της διαρροής νετρονίων στην εξάρτηση της αντιδραστικότητας από την θερμοκρασία (θεωρώντας σταθερές τις μικροσκοπικές ενεργές διατομές):

$$\left( \frac{d\rho}{dT} \right)_\sigma = \frac{1}{P_f} \frac{dP_f}{dT} + \frac{1}{P_i} \frac{dP_i}{dT} = -\frac{4}{3} a_T \left( B^2 \tau + \frac{B^2 L_T^2}{1+B^2 L_T^2} \right) \quad (3.45)$$

### 3.6.3 Συμβολή των μεταβολών $\sigma_a$ και $\sigma_s$ στην αντιδραστικότητα

Οι μεταβολές στη μικροσκοπική ενεργό διατομή απορρόφησης για θερμικά νετρόνια φάσματος Maxwell και απορροφητή  $1/v$  περιγράφονται από την σχέση:

$$\sigma_a(\bar{v}) = \frac{\sigma_{a0} \bar{v}_0}{\bar{v}} \quad (3.46)$$

όπου

<sup>2</sup> σχέση (70.9) στον Αγγελόπουλος (1983) σε συνδυασμό με τον ορισμό του συντελεστή διάχυσης, σχέση (46.17) στον ίδιο και την υπόθεση ότι  $\Sigma_i \approx \Sigma_s$ .

$\sigma_{ao}$  η μικροσκοπική ενεργός διατομή απορρόφησης στη συμβατική θερμοκρασία  $T_o$

$v_o$  η ταχύτητα των θερμικών νετρονίων στην  $T_o$

Ως γνωστό (βλ. και Αγγελόπουλος, 1983) η ταχύτητα των θερμικών νετρονίων είναι ανάλογη της  $\sqrt{T}$

$$\bar{v} \propto \sqrt{T} \quad (3.47)$$

Η σχέση (3.47) μπορεί να γραφτεί και ως εξής:

$$\sigma_a(T) = \frac{c}{\sqrt{T}} \quad (3.48)$$

και η εξάρτηση της από την θερμοκρασία θα είναι επομένως:

$$\frac{1}{\sigma_a} \frac{d\sigma_a}{dT} = -\frac{1}{2} \frac{1}{T} \quad (3.49)$$

Οι μεταβολές στις μικροσκοπικές ενεργές διατομές σκέδασης για θερμικά νετρόνια φάσματος Maxwell οφείλονται φυσικά στον επιβραδυντή. Αν ο επιβραδυντής είναι ελαφρύ νερό και υποτίθεται ότι  $\sigma_t(E) \approx \sigma_s(E)$ , τότε λαμβάνοντας υπόψη το Διάγραμμα 3.7 (βλ. και Arzhanov, 2007), η εξάρτηση της  $\sigma_s$  από την ενέργεια γράφεται ως εξής:

$$\sigma_s \propto \frac{1}{E^n} \text{ όπου } n = 0.225 \quad (3.50)$$

Για θερμικά νετρόνια φάσματος Maxwell  $E = kT$  (με  $k$  την σταθερή του Boltzmann) και επομένως

$$\frac{1}{\sigma_s} \frac{d\sigma_s}{dT} = -\frac{n}{T} \quad (3.51)$$

Η μεταβολή των υπόψη ενεργών διατομών απορρόφησης και σκέδασης με τη θερμοκρασία επηρεάζει κυρίως το μήκος διαχύσεως των θερμικών νετρονίων και επομένως και την ποσότητα  $P_l$  δεδομένου ότι ισχύει κατά τη σχέση (3.42):

$$L_T^2 = \frac{c}{\sigma_a(T)\sigma_s(T)} \quad (3.52)$$

Η εξάρτηση του  $L_T$  από τη θερμοκρασία (υπό σταθερές διαστάσεις και πυκνότητα) υπολογίζεται ως:

$$\left( \frac{1}{L_T^2} \frac{dL_T^2}{dT} \right)_{B^2,d} = -\frac{1}{\sigma_a} \frac{d\sigma_a}{dT} - \frac{1}{\sigma_s} \frac{d\sigma_s}{dT} \quad (3.53)$$

Από την εξίσωση (3.34) φαίνεται ότι η εξάρτηση του μήκους διαχύσεως από τη θερμοκρασία οδηγεί σε μεταβολή του  $P_f$ :

$$\left( \frac{1}{P_f} \frac{dP_f}{dT} \right)_{B^2,d} = -\frac{1}{1+B^2L_T^2} B^2 \frac{d(L_T^2)}{dT} = -\frac{B^2L_T^2}{1+B^2L_T^2} \frac{\frac{1}{2}+n}{T} \quad (3.54)$$

Οι ποσότητες  $k_\infty$  και  $P_f$  εξαρτώνται πολύ ασθενέστερα από την  $P_f$ , από τις μεταβολές των μικροσκοπικών ενεργών διατομών με τη θερμοκρασία. Ωστόσο, ο συντελεστής χρησιμοποίησης των θερμικών νετρονίων  $f$  στην σχέση του  $k_\infty$  μπορεί να επηρεασθεί σοβαρά από τη θερμοκρασία στην περίπτωση σημαντικής μείωσης της πυκνότητας ή απώλειας του ψυκτικού επιβραδυντή (θα ελαττωθεί τότε σημαντικά ο όρος των απορροφήσεων στον παρονομαστή). Σε αυτήν την περίπτωση ο συντελεστής  $f$  μπορεί να αυξηθεί σημαντικά. Παράδειγμα μιας τέτοιας ακραίας περίπτωσης είναι ο βρασμός του νερού στον αντιδραστήρα του Chernobyl.

### 3.6.4 Σύνοψη

Η σύνοψη της επίδρασης της θερμοκρασίας από διάφορες αιτίες στην αντιδραστικότητα παρουσιάζεται στο Διάγραμμα 3.8 (βλ. και Arzhanov, 2007). Ως σημαντικότερες ποσοτικές επιδράσεις ορίζονται αυτές που εξετάστηκαν στις προηγούμενες παραγράφους.

## 3.7 Εξομοίωση μεταβολών αντιδραστικότητας στον προσομοιωτή του WWER-1000

### 3.7.1 Γενικά

Για τους υπολογισμούς της ροής θερμικών νετρονίων που γίνονται στον προσομοιωτή απαιτείται, όπως διαπιστώθηκε στο 2<sup>ο</sup> Κεφάλαιο, η τιμή της συχνότητας  $\omega_k$  σε κάθε κόμβο  $k$  του όγκου αναφοράς του πυρήνα. Η τιμή αυτή είναι το αντίστροφο της αντίστοιχης περιόδου  $T_k$  του αντιδραστήρα και μπορεί να προκύπτει από την σημειακή κινητική των νετρονίων όπως ήδη παρουσιάστηκε επίσης στο 2<sup>ο</sup> Κεφάλαιο. Στην παράγραφο 2.2.3 διακρίνονται υπό προϋποθέσεις, δύο λύσεις για την συχνότητα, ως εξής:

$$\omega_1 \approx \frac{\lambda\rho}{\beta-\rho} \text{ και } \omega_2 \approx \frac{\rho-\beta}{l_p}$$

που μπορούν να υπολογίζονται ως συναρτήσεις της αντιδραστικότητας. Από τις λύσεις αυτές μόνο η συχνότητα  $\omega_1$  είναι σημαντική συνάρτηση της αντιδραστικότητας, ενώ η  $\omega_2$  είναι γενικά πολύ μεγάλη κατ' απόλυτη τιμή και σταθερή και δεν επηρεάζεται από μικρές μεταβολές της αντιδραστικότητας, αντιπροσωπεύει δε την περίοδο του αντιδραστήρα κατά τη σβέση. Κατά τον Duderstadt (1976), συνήθεις τιμές για την  $T_1 = 1/\omega_1$  είναι περίπου 25 s. Η  $T_2$  εξαρτάται βασικά από το χρόνο ημιζωής του μακροβιότερου πρόδρομου πυρήνα ο οποίος δίνεται στο προηγούμενο 2<sup>ο</sup> Κεφάλαιο ως 55 s οπότε  $T_2 = 55$  s. Σύμφωνα με λεπτομερή διαπραγμάτευση στο ίδιο σύγγραμμα η  $\omega_k$  μπορεί να λαμβάνεται για τις ανάγκες του προσομοιωτή υπό συνθήκες κρισιμότητας ίση με την  $\omega_1$ , η οποία μπορεί να δίνεται από τη σχέση:

$$T_k = \frac{1}{\omega_k} = \frac{1}{\omega_1} = \frac{1}{\rho_k} \left( l_p + \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i}{\lambda_i} \right) \quad (3.55)$$

Στην (3.55) εισάγεται η αντιδραστικότητα που προκύπτει από τις επιδράσεις των πυρηνικών δηλητηρίων, της κατανάλωσης του πυρηνικού καυσίμου και της θερμοκρασίας, στις κατά κόμβο τιμές της.

### 3.7.2 Η επίδραση του Xe-135

Για πάροδο χρόνου  $\Delta t$ , το  $N_k(I)(t+\Delta t)$  όπως προκύπτει από τη γενική λύση της δ.ε. (3.7), θα είναι:

$$N_k(I)(t+\Delta t) = N_k(I)(t) \exp[-\lambda(I)\Delta t] + 0.061 \bar{\Sigma}_f^k \Phi_k(t+\Delta t) \frac{1 - \exp[-\lambda(I)\Delta t]}{\lambda(I)} \quad (3.56)$$

Η (3.56) είναι παρόμοια με την (2.1.23) του IAEA (2005).

Για πάροδο χρόνου  $\Delta t$ , το  $N_k(Xe)(t+\Delta t)$  όπως προκύπτει από τη γενική λύση της δ.ε. (3.10), θα είναι:

$$N_k(Xe)(t+\Delta t) = N_k(Xe)(t) + \left\{ \lambda(I)N_k(I)(t+\Delta t) + 0.003 \bar{\Sigma}_f^k \Phi_k(t+\Delta t) - \lambda(Xe)N_k(Xe)(t) - \bar{\sigma}_c(Xe)N_k(Xe)(t)\Phi_k(t+\Delta t) \right\} \Delta t \quad (3.57)$$

Η (3.57) είναι παρόμοια με την (2.1.24) του IAEA (2005).

Κατά συνέπεια και σύμφωνα με την (3.19) η κατά κόμβο επίδραση στην αντιδραστικότητα λόγω Xe-135 θα είναι:

$$\rho_k(Xe)(t+\Delta t) = -f_k(t) \frac{N_k(Xe)(t+\Delta t) \bar{\sigma}_\alpha(Xe)}{\bar{\Sigma}_{\alpha F}^k} \quad (3.58)$$

### 3.7.3 Η επίδραση του Sm-149

Για πάροδο χρόνου  $\Delta t$ , το  $N_k(Pr)(t+\Delta t)$  όπως προκύπτει από τη γενική λύση της δ.ε. (3.12), θα είναι:

$$N_k(Pr)(t+\Delta t) = N_k(Pr)(t) \exp[-\lambda(Pr)\Delta t] + 0.0113 \bar{\Sigma}_f^k \Phi_k(t+\Delta t) \frac{1 - \exp[-\lambda(Pr)\Delta t]}{\lambda(Pr)} \quad (3.59)$$

Η (3.58) είναι παρόμοια με την (2.1.27) του ΙΑΕΑ (2005).

Για πάροδο χρόνου  $\Delta t$ , το  $N_k(Sm)(t+\Delta t)$  όπως προκύπτει από τη γενική λύση της δ.ε. (3.13), θα είναι:

$$N_k(Sm)(t+\Delta t) = N_k(Sm)(t) + \left\{ \lambda(Pr) N_k(Pr)(t+\Delta t) - \bar{\sigma}_c(Sm) N_k(Sm)(t) \Phi_k(t+\Delta t) \right\} \Delta t \quad (3.60)$$

Η (3.59) είναι παρόμοια με την (2.1.28) του ΙΑΕΑ (2005).

Κατά συνέπεια και σύμφωνα με την (3.19) η κατά κόμβο επίδραση στην αντιδραστικότητα λόγω Sm-149 θα είναι:

$$\rho_k(Sm)(t+\Delta t) = -f_k(t) \frac{N_k(Sm)(t+\Delta t) \bar{\sigma}_\alpha(Sm)}{\bar{\Sigma}_{\alpha F}^k} \quad (3.61)$$

### 3.7.4 Η επίδραση της κατανάλωσης του καυσίμου

Η αρνητική αντιδραστικότητα που οφείλεται στην κατανάλωση του καυσίμου (στα αγγλικά burn-up) θα είναι αν  $\Delta t$  αρκετά μικρό, οπότε η αντίστοιχη διατάραξη της κρισιμότητας θα είναι στην ουσία μία μικρο-μεταβολή (στα αγγλικά perturbation):

$$\rho_{BU}(t+\Delta t) = \frac{k_\infty(t+\Delta t) - k_\infty(t)}{k_\infty(t+\Delta t)} \quad (3.62)$$

ή αντικαθιστώντας από τους ορισμούς και θεωρώντας κατά κόμβο  $k$ :



$$\rho_{kBU}(t + \Delta t) = \frac{\eta_k(t + \Delta t) f_k(t + \Delta t) - \eta_k(t) f_k(t)}{\eta_k(t + \Delta t) f_k(t + \Delta t)} \quad (3.63)$$

Για κάθε κόμβο  $k$  του αριθμητικού μοντέλου, θα είναι:

$$\eta_k = \frac{\sum_i v_i \bar{\Sigma}_{f,i}^k}{\bar{\Sigma}_{\alpha F}^k} \quad (3.64)$$

και

$$f_k = \frac{\bar{\Sigma}_{\alpha, F}^k}{\bar{\Sigma}_{\alpha}^k} \quad (3.65)$$

όπου

$F$  ο δείκτης που συμβολίζει το πυρηνικό καύσιμο, και

$i$  τα είδη των σχάσιμων πυρήνων

Στο IAEA (2005) δεν αναφέρεται αριθμητικό μοντέλο για την επίδραση αυτή. Παρόλα αυτά, εικάζεται ότι αν υπάρχει τέτοιο μέσα στον προσομοιωτή του αντιδραστήρα WWER-1000, αυτό θα βασίζεται στις εξισώσεις (3.62) έως (3.64) αρκεί το βήμα  $\Delta t$  να είναι αρκετά μικρό.

### 3.7.5 Η επίδραση της θερμοκρασίας

Στο IAEA (2005) δεν αναφέρεται αριθμητικό μοντέλο για την επίδραση αυτή. Παρόλα αυτά, εικάζεται ότι αν υπάρχει τέτοιο μέσα στον προσομοιωτή του αντιδραστήρα WWER-1000, αυτό θα βασίζεται στα όσα γράφθηκαν με μορφή δ.ε. στην προηγούμενη παράγραφο 3.6.

### 3.7.6 Η επίδραση της επώασης

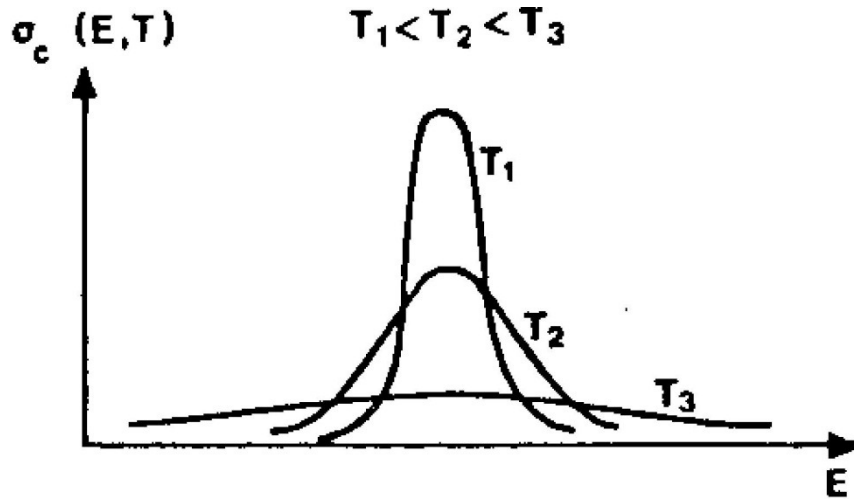
Στο IAEA (2005) δεν αναφέρεται αριθμητικό μοντέλο για την επίδραση αυτή. Παρόλα αυτά, εικάζεται ότι αν υπάρχει τέτοιο μέσα στον προσομοιωτή του αντιδραστήρα WWER-1000, αυτό θα βασίζεται στα όσα γράφθηκαν με μορφή δ.ε. στην προηγούμενη παράγραφο 3.6.

## 3.8 Παρατηρήσεις και σχόλια

Στα προηγούμενα αποδόθηκαν ποιοτικά και ποσοτικά οι επιδράσεις των αλλαγών στη θερμοκρασία, της συγκέντρωσης των σχάσιμων πυρήνων και της συγκέντρωσης των

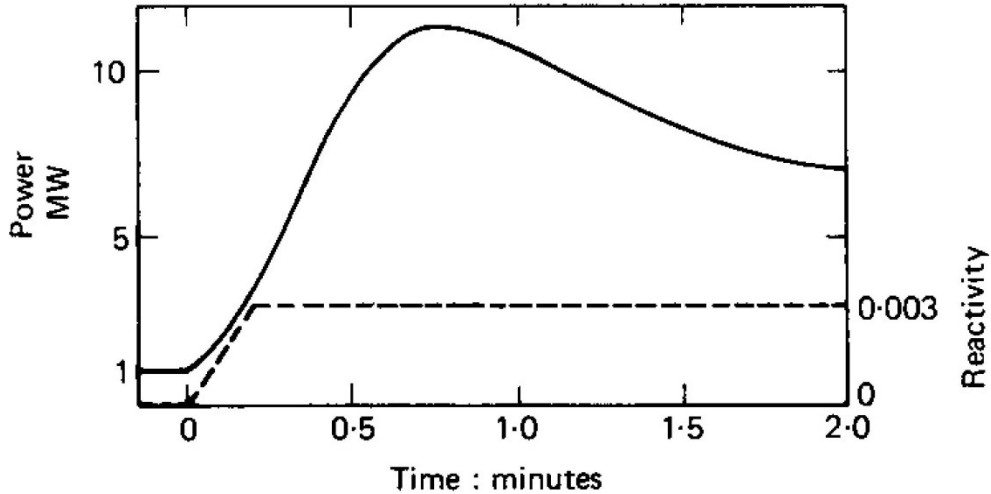
πυρήνων - δηλητηρίων της σχάσης στην αντιδραστικότητα. Οι σχέσεις που παρουσιάστηκαν φαίνεται ότι είναι αυτές που χρησιμοποιούνται και στον προσομοιωτή του αντιδραστήρα WWER-1000 (βλ. και IAEA 2005), ιδιαίτερα σε ό,τι αφορά τη συγκέντρωση των πυρήνων – δηλητηρίων της σχάσεως – για τις υπόλοιπες δεν γίνεται άμεση αναφορά. Σύμφωνα με τα όσα αναφέρθηκαν με τις σχέσεις αυτές μπορεί να αναπαρασταθεί η συμπεριφορά της ενδογενούς αντιδραστικότητας σε σύνδεση με την κινητική του αντιδραστήρα για μικρές μεταβολές του χρόνου. Από τις ίδιες σχέσεις γίνεται επίσης φανερό ότι για μεγάλες μεταβολές αντιδραστικότητας που οφείλονται σε εξωγενή εισαγωγή π.χ. αρνητικής αντιδραστικότητας ο αντιδραστήρας και η κινητική του είναι δυνατόν να παρουσιάσουν συμπεριφορά με έντονη εξάρτηση από το χρόνο. Η συμπεριφορά αυτή είναι ξεχωριστό τμήμα της ανάλυσης της λειτουργίας ενός αντιδραστήρα που ονομάζεται δυναμική του αντιδραστήρα και συνδέεται απευθείας και άμεσα με τη θεωρία Συστημάτων Αυτομάτου Ελέγχου. Το τμήμα αυτό της ανάλυσης δεν θα απασχολήσει την παρούσα Διπλωματική Εργασία στην οποία δίνεται βάρος μόνο στην προσομοίωση της μόνιμης κατάστασης λειτουργίας αντιδραστήρα WWER-1000. Στο επόμενο 4<sup>ο</sup> Κεφάλαιο δίνονται στοιχεία από τη θερμοδυναμική και την μετάδοση θερμότητας στον πυρήνα του αντιδραστήρα με έμφαση στον πυρήνα των αντιδραστήρων τύπου πεπιεσμένου ύδατος. Τα στοιχεία αυτά είναι αναγκαία και στο επίπεδο της προσομοίωσης του αντιδραστήρα WWER-1000, διότι επιτρέπουν τον υπολογισμό των θερμοκρασιών στον πυρήνα, οι οποίες έχουν όπως παρουσιάστηκε σημαντική επίδραση στην αντιδραστικότητα, και των οποίων η γνώση είναι απαραίτητη για τον έλεγχο της μηχανικής αντοχής των μηχανολογικών στοιχείων του πυρήνα.

### ΔΙΑΓΡΑΜΜΑΤΑ ΤΟΥ 3<sup>ου</sup> ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ



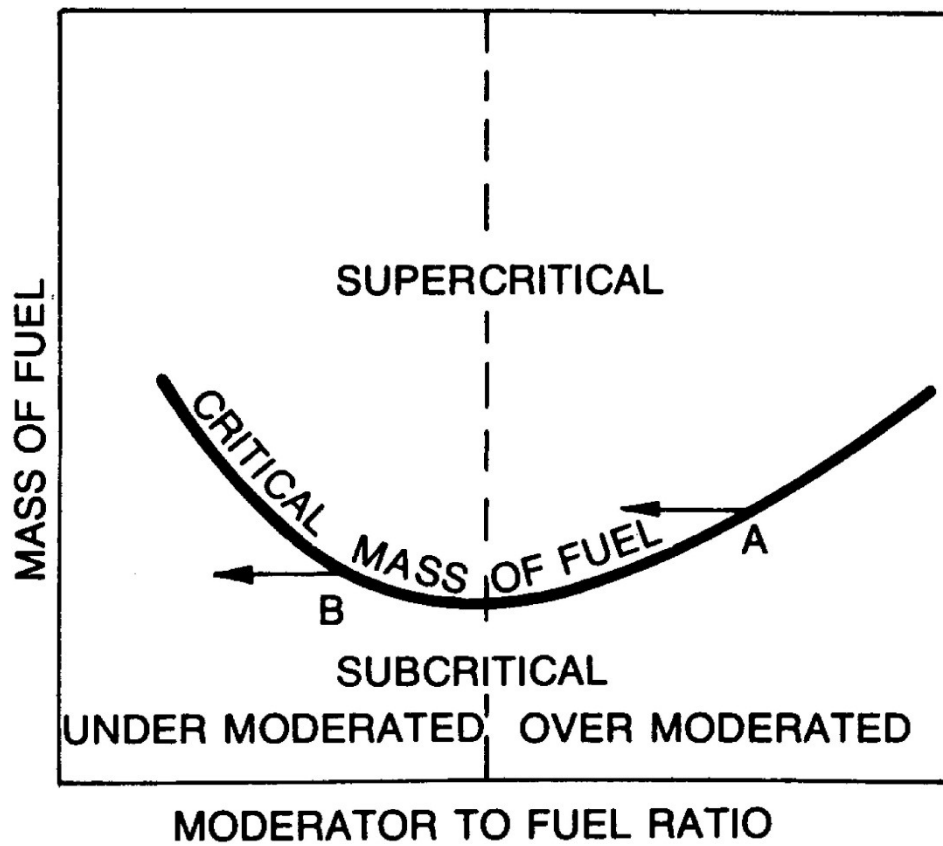
Διάγραμμα 3.1

Διεύρυνση Doppler αιχμής εκλεκτικότητας (βλ. και Αγγελόπουλος, 1983). Παρατηρείται ότι το εύρος ημίσειας ύψους είναι ανάλογο του  $\sqrt{T}$  (βλ. και Arzhanov, 2007)



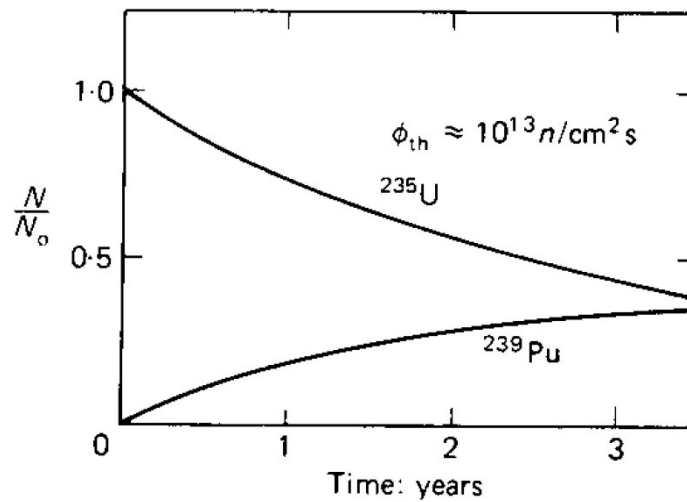
Διάγραμμα 3.2

Η ανάδραση ενός αντιδραστήρα με αρνητικό θερμοκρασιακό συντελεστή αντιδραστικότητας σε μία αύξηση της αντιδραστικότητας.



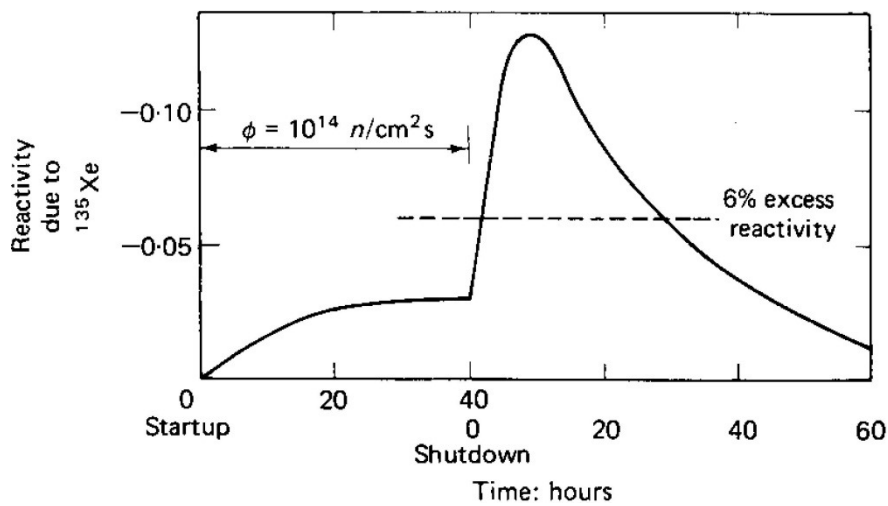
Διάγραμμα 3.3

Η μεταβολή της κρίσιμης μάζας του καυσίμου ως συνάρτηση του λόγου πυρήνων επιβραδυντή προς πυρήνες καυσίμου, η οποία αποδεικνύει τη επίδραση του κλάσματος κενού στην αντιδραστικότητα.



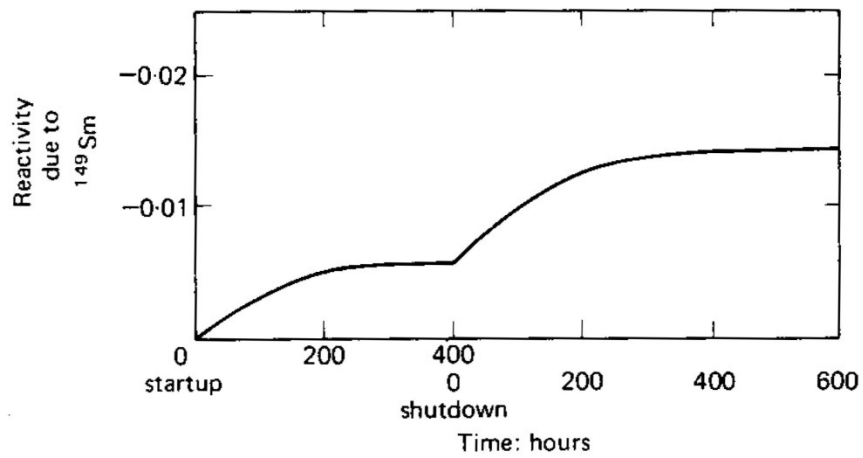
Διάγραμμα 3.4

Η μεταβολή της συγκέντρωσης του  $^{235}\text{U}$  και του  $^{239}\text{Pu}$  κατά τη λειτουργία ενός αντιδραστήρα.



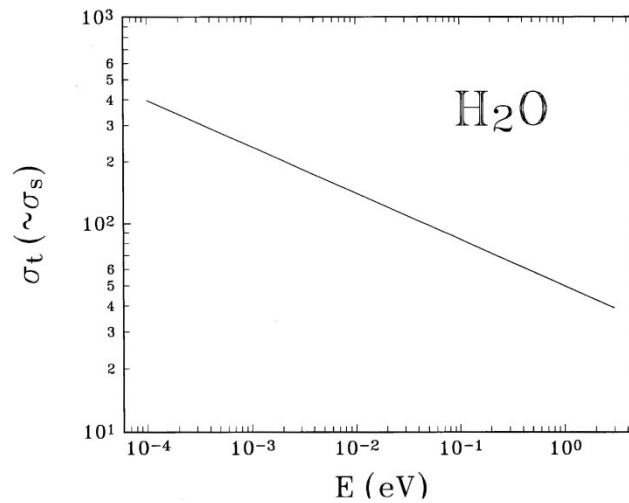
Διάγραμμα 3.5

Μεταβολή της συγκέντρωσης του  $^{135}\text{Xe}$  κατά τη λειτουργία του αντιδραστήρα και μετά από σβέση.



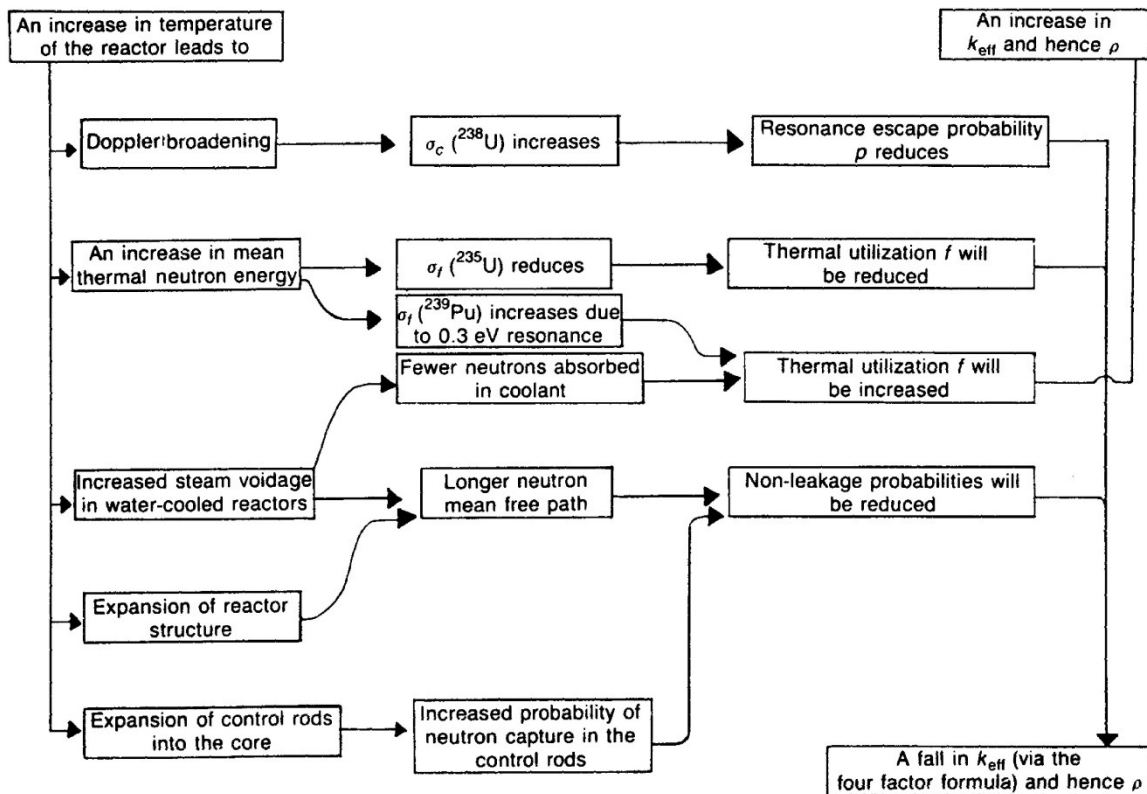
Διάγραμμα 3.6

Μεταβολή της συγκέντρωσης του  $^{149}\text{Sm}$  κατά τη λειτουργία του αντιδραστήρα και μετά από σβέση.



Διάγραμμα 3.7

Εξάρτηση της μικροσκοπικής ενεργού διατομής ενσωμάτωσης θερμικών νετρονίων, από την ενέργεια των νετρονίων για ελαφρύ νερό.



Διάγραμμα 3.8

Τρόποι με τους οποίους η θερμοκρασία επηρεάζει την αντιδραστικότητα σε έναν αντιδραστήρα θερμικών νετρονίων.

## ΠΙΝΑΚΕΣ ΤΟΥ 3<sup>ου</sup> ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ

### Πίνακας 3.1

#### Υπόμνημα Συμβόλων – Μονάδων

(με σειρά εμφάνισης)

*Οι αποδιδόμενες μονάδες είναι οι συνήθως χρησιμοποιούμενες και δεν είναι πάντα μονάδες SI*

$\alpha$	θερμοκρασιακός συντελεστής αντιδραστικότητας, σε $K^{-1}$
$\rho$	αντιδραστικότητα (καθαρός αριθμός)
$T$	θερμοκρασία, σε $K$
$\Phi_T$	ροή θερμικών νετρονίων, σε νετρόνια $cm^{-2} s^{-1}$
$N$	πυκνότητα πυρήνων, σε πυρήνες $cm^{-3}$
$\bar{\sigma}_\alpha$	μέση μικροσκοπική ενεργός διατομή απορρόφησης, σε $cm^2$
$\bar{\sigma}_c$	μέση μικροσκοπική ενεργός διατομή ραδιενεργού ενσωμάτωσης, σε $cm^2$
$N_o$	αρχική συγκέντρωση πυρήνων, σε πυρήνες $cm^{-3}$
$t$	χρόνος, σε $s$
$\bar{\Sigma}_f$	μέση μακροσκοπική ενεργός διατομή σχάσης, σε $cm^{-1}$
$\lambda$	σταθερά διασπάσεως, σε $h^{-1}$
$N_{eq}$	συγκέντρωση ισορροπίας πυρήνων, σε πυρήνες $cm^{-3}$
$k_\infty$	συντελεστής πολλαπλασιασμού νετρονίων απείρου συστήματος (καθαρός αριθμός)
$f$	συντελεστής χρησιμοποίησης θερμικών νετρονίων (καθαρός αριθμός)
$\bar{\Sigma}_{aF}$	μέση μακροσκοπική ενεργή διατομή απορρόφησης του καυσίμου, σε $cm^{-1}$
$\bar{\Sigma}_{aM}$	μέση μακροσκοπική ενεργή διατομή απορρόφησης του επιβραδυντή, σε $cm^{-1}$
$\eta$	αριθμός ταχέων νετρονίων που παράγονται ανά απορρόφηση θερμικού νετρονίου στους σχάσιμους πυρήνες (καθαρός αριθμός)



$\nu$	αριθμός ταχέων νετρονίων που παράγονται ανά σχάση (καθαρός αριθμός)
$k_e$	συντελεστής πολλαπλασιασμού νετρονίων συστήματος περιορισμένων διαστάσεων (καθαρός αριθμός)
$d$	πυκνότητα μάζας, σε $kg / m^3$
$B^2$	η γεωμετρική παράμετρος (καθαρός αριθμός)
$\alpha_T$	συντελεστής αύξησης του όγκου (διαστολής) λόγω αύξησης θερμοκρασίας, σε $K^{-1}$
$V$	όγκος, σε $cm^3$
$\epsilon$	συντελεστής αύξησης σχάσεων λόγω ύπαρξης ταχέων νετρονίων (καθαρός αριθμός)
$p$	μέση πιθανότητα διαφυγής της εκλεκτικής απορρόφησης (καθαρός αριθμός)
$P_f$	η πιθανότητα μη διαρροής ταχέων νετρονίων (καθαρός αριθμός)
$P_t$	η πιθανότητα μη διαρροής θερμικών νετρονίων (καθαρός αριθμός)
$L_T$	μήκος διαχύσεως των θερμικών νετρονίων, σε $cm$
$\tau$	ηλικία Fermi, σε $cm^2$
$\sigma_a$	μικροσκοπική ενεργός διατομή απορρόφησης θερμικών νετρονίων, σε $cm^2$
$\sigma_{ao}$	μικροσκοπική ενεργός διατομή απορρόφησης θερμικών νετρονίων στη συμβατική θερμοκρασία $T_o$ , σε $cm^2$
$\nu_o$	η ταχύτητα των θερμικών νετρονίων στην $T_o$ , σε $cm / s$
$\sigma_s$	μικροσκοπική ενεργός διατομή σκέδασης θερμικών νετρονίων, σε $cm^2$
$\sigma_t$	ολική μικροσκοπική ενεργός διατομή πυρηνικών αντιδράσεων με θερμικά νετρόνια, σε $cm^2$
$E$	κινητική ενέργεια θερμικών νετρονίων, σε $J$

$k$	σταθερή του Boltzmann, $1.3806488 \times 10^{-23} \text{ J/K}$
$\omega$	συχνότητα του αντιδραστήρα, σε $s^{-1}$
$\beta$	ποσοστό καθυστερημένων νετρονίων από το σύνολο των πρόδρομων πυρήνων (καθαρός αριθμός)
$l_p$	μέσος χρόνος ζωής νετρονίων, σε $s$
$T$	περίοδος του αντιδραστήρα, σε $s$
$\beta_i$	ποσοστό καθυστερημένων νετρονίων της $i$ -οστής ομάδας πρόδρομων πυρήνων (καθαρός αριθμός)
$\lambda_i$	η σταθερά διάσπασης της $i$ -οστής ομάδας πρόδρομων πυρήνων, σε $s^{-1}$

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4

### ΣΤΟΙΧΕΙΑ ΘΕΡΜΟΔΥΝΑΜΙΚΗΣ ΚΑΙ ΜΕΤΑΔΟΣΗΣ ΘΕΡΜΟΤΗΤΑΣ ΠΥΡΗΝΙΚΩΝ ΑΝΤΙΔΡΑΣΤΗΡΩΝ ΙΣΧΥΟΣ

#### 4.1 Εισαγωγή

Από φυσική άποψη, δεν υπάρχει άνω όριο στην πυκνότητα ρυθμού σχάσεων (σχάσεις ανά μονάδα όγκου και μονάδα χρόνου) που μπορεί να επιτευχθεί όταν νετρόνια πραγματοποιούν πυρηνικές αντιδράσεις σχάσης με σχάσιμους πυρήνες και οι σχάσιμοι πυρήνες υπάρχουν σε ικανή συγκέντρωση. Αυτό εξάλλου, έχει γίνει εμφανές από τους πολύ μεγάλους ρυθμούς που επιτυγχάνονται κατά την έκρηξη μίας πυρηνικής βόμβας. Από πρακτική άποψη όμως, ο ρυθμός αυτός σε έναν πυρηνικό αντιδραστήρα, πρέπει είναι περιορισμένος από το γεγονός ότι η ενέργεια που απελευθερώνεται πρέπει να μπορεί να μεταφερθεί σε μορφή θερμότητας, από τους σχάσιμους πυρήνες στο ψυκτικό μέσο, ενώ ταυτόχρονα πρέπει να διατηρείται η θερμοκρασία σε όλα τα μέρη του αντιδραστήρα, κάτω από τα όρια που επιβάλλουν οι ιδιότητες των χρησιμοποιούμενων υλικών και –όπως παρουσιάστηκε στο 3<sup>ο</sup> Κεφάλαιο- οι ανεκτές μεταβολές της ενδογενούς αντιδραστικότητας. Η ανάλυση της θερμοδυναμικής και της μετάδοσης θερμότητας σε ένα πυρηνικό αντιδραστήρα είναι επομένως, αυτή που επιτρέπει τον καθορισμό της μέγιστης επιτρεπόμενης πυκνότητας ρυθμού σχάσεων και κατά συνέπεια της μέγιστης πυκνότητας ισχύος, η οποία πρέπει να υπόκειται στους περιορισμούς που επιβάλλονται από τα υλικά του αντιδραστήρα. Επίσης αυτή η ανάλυση επιτρέπει τον προσδιορισμό της θερμοκρασίας των επιμέρους εξαρτημάτων του αντιδραστήρα, όπως του πυρηνικού καυσίμου, του περιβλήματος των ράβδων και του ψυκτικού μέσου σε κάθε σημείο μέσα στον αντιδραστήρα και συνακόλουθους υπολογισμούς μεταβολών της ενδογενούς αντιδραστικότητας. Σε αυτό το Κεφάλαιο παρουσιάζονται οι κυριότερες φυσικές διεργασίες που προσδιορίζουν τις θερμοκρασίες, τους ρυθμούς μετάδοσης θερμότητας και τα επίπεδα ισχύος σε έναν αντιδραστήρα. Επίσης, θα μελετηθεί η ροή του ψυκτικού μέσου σε έναν αντιδραστήρα για τον προσδιορισμό των επιδράσεων της τριβής, των απωλειών πίεσης και της αναγκαίας ισχύος αντλιών. Η όλη ανάλυση θα εστιασθεί κυρίως σε αντιδραστήρες τύπου πεπιεσμένου ύδατος και δευτερευόντως σε αντιδραστήρες ζέοντος ύδατος. Τέλος παρουσιάζεται ο τρόπος με τον οποίο μπορούν να χρησιμοποιηθούν τα στοιχεία αυτής της ανάλυσης στον εκπαιδευτικό προσομοιωτή του

αντιδραστήρα τύπου WWER-1000. Σημειώνεται ότι στα πλαίσια αυτού του Κεφαλαίου - εκτός αν αναφέρεται διαφορετικά, με  $\rho$  θα συμβολίζεται η πυκνότητα μάζας και όχι η αντιδραστικότητα.

## 4.2 Στοιχεία από τη θεωρία των θερμοδυναμικών κύκλων

Η λειτουργία του λεγόμενου "θερμοδυναμικού κύκλου παραγωγής ενέργειας" είναι η μετατροπή θερμότητας σε μηχανικό έργο. Πρόκειται για μία κυκλική κλειστή ακολουθία διεργασιών πρόσδοσης μηχανικού έργου και θερμότητας σε ένα εργαζόμενο μέσο και παραλαβής μηχανικού έργου και θερμότητας από το ίδιο εργαζόμενο μέσο. Η κυκλική ακολουθία των διαφορετικών αυτών διεργασιών απαιτείται διότι σύμφωνα με το "Δεύτερο Θερμοδυναμικό Αξίωμα", δεν είναι δυνατό να μετατρέπεται ολόκληρη η θερμότητα που μπορεί να προσδίδεται σε ένα μέσο ταυτόχρονα και παράλληλα σε έργο, οπότε ο ενεργειακός μηχανικός ενδιαφέρεται να βρει τις κατάλληλες διαδοχικές διεργασίες ώστε να μετατραπεί όσο το δυνατόν περισσότερο ποσοστό από αυτή τη θερμότητα σε μηχανικό έργο, ενώ ταυτόχρονα το υπόλοιπο, που συνήθως απορρίπτεται στο περιβάλλον, ή με πιο μοντέρνες τεχνικές χρησιμοποιείται αλλού, να είναι όσο το δυνατόν μικρότερο. Η θερμική απόδοση ενός θερμοδυναμικού κύκλου παραγωγής ενέργειας είναι ο λόγος του μηχανικού έργου που αποδίδει προς την θερμότητα που καταναλώνει.

Ο βασικός θερμοδυναμικός κύκλος παραγωγής ενέργειας είναι ο κύκλος Carnot. Σε αυτόν τον κύκλο όλη η θερμότητα προσδίδεται στο εργαζόμενο μέσο ισοθερμοκρασιακά σε μία υψηλή θερμοκρασία έστω  $T_1$ , και η θερμότητα που απορρίπτεται, απορρίπτεται επίσης ισοθερμοκρασιακά σε μία χαμηλότερη θερμοκρασία  $T_0$ . Όλες οι διεργασίες στον κύκλο αυτόν είναι αναστρέψιμες, και η θερμική απόδοση δίνεται από την σχέση:

$$n_{CARNOT} = 1 - \frac{T_0}{T_1} \quad (4.1)$$

Ο θερμοδυναμικός κύκλος Carnot, παρουσιάζει τον καλύτερο βαθμό απόδοσης από όλους τους θερμοδυναμικούς κύκλους που λειτουργούν μεταξύ των ίδιων ανώτερων και κατώτερων θερμοκρασιών  $T_1$  και  $T_0$ , αντίστοιχα, ακριβώς διότι σε αυτόν οι διεργασίες είναι αναστρέψιμες. Κανένας πραγματικός σταθμός παραγωγής ενέργειας δεν λειτουργεί με τον κύκλο Carnot, προφανώς λόγω της απουσίας αναστρέψιμων διεργασιών. Παρ' όλα αυτά, η έκφραση του βαθμού απόδοσης του κύκλου Carnot είναι μία από τα άνω

προσεγγιστική εκτίμηση του βαθμού απόδοσης ενός οποιουδήποτε θερμοδυναμικού κύκλου παραγωγής ενέργειας μεταξύ των ίδιων θερμοκρασιών.

Ο βαθμός απόδοσης ενός θερμοδυναμικού κύκλου παραγωγής ενέργειας μπορεί να αυξηθεί με την αύξηση της μέσης θερμοκρασίας από την οποία και μετά θερμότητα μεταφέρεται στο εργαζόμενο μέσο, ή με την μείωση της μέσης θερμοκρασίας από την οποία και μετά το εργαζόμενο μέσο απορρίπτει θερμότητα. Στους πραγματικά εφαρμοζόμενους θερμοδυναμικούς κύκλους παραγωγής ενέργειας, η ελάχιστη θερμοκρασία στην οποία η θερμότητα απορρίπτεται περιορίζεται από την θερμοκρασία που φυσιολογικά επικρατεί στο περιβάλλον, που είναι η θερμοκρασία της ατμόσφαιρας, των ποταμών, των λιμνών και των ωκεανών. Αυτό ορίζει την ελάχιστη θερμοκρασία απόρριψης θερμότητας στην περιοχή μέχρι κάτω από  $30^{\circ} C$  περίπου. Αν μάλιστα το εργαζόμενο μέσο είναι νερό, το κάτω όριο αυτής της περιοχής είναι οι  $0^{\circ} C$ , η θερμοκρασία δηλαδή που το νερό γίνεται πάγος. Επομένως, ειδικά για νερό η βελτίωση του θερμικού βαθμού απόδοσης γίνεται με το να επιδιώκεται η μεταφορά θερμότητας στο εργαζόμενο μέσο σε όσο το δυνατόν πιο υψηλή μέση θερμοκρασία γίνεται.

Σε έναν πυρηνικό αντιδραστήρα ισχύος τύπου πεπιεσμένου ύδατος, ο εφαρμοζόμενος θερμοδυναμικός κύκλος παραγωγής ενέργειας είναι ο κύκλος Rankine με εργαζόμενο μέσο νερό. Η ανώτερη θερμοκρασία του κύκλου, δηλ. η θερμοκρασία από την οποία και έπειτα θερμότητα προσδίδεται στο εργαζόμενο μέσο εξαρτάται από:

- (α) την θερμοκρασία του πυρηνικού καυσίμου,
- (β) την πτώση της θερμοκρασίας από το καύσιμο προς το εξωτερικό τοίχωμα των ράβδων που περιέχουν το καύσιμο,
- (γ) την πτώση της θερμοκρασίας από το τοίχωμα προς το ψυκτικό μέσο μέσα στον αντιδραστήρα, και
- (δ) την πτώση της θερμοκρασίας του ψυκτικού μέσου όπως αυτό διέρχεται από τους εναλλάκτες θερμότητας (τις ατμογεννήτριες, στα αγγλικά steam generators) μεταξύ του ψυκτικού μέσου του αντιδραστήρα και του εργαζόμενου μέσου του κύκλου παραγωγής ενέργειας.

Διευκρινίζεται ότι για τους αντιδραστήρες τύπου πεπιεσμένου ύδατος εννοείται ότι – όπως εξάλλου είναι γνωστό- και το ψυκτικό μέσο είναι νερό. Η μέση θερμοκρασία του ψυκτικού μέσου στις ατμογεννήτριες καθορίζει την ανώτερη θερμοκρασία του

εργαζόμενου μέσου και ως εκ τούτου ορίζεται ως η ανώτερη θερμοκρασία του υπόψη κύκλου.

Η ατμογεννήτρια είναι ένα ουσιαστικό ενδιάμεσο τμήμα μεταξύ του πυρηνικού αντιδραστήρα τύπου πεπιεσμένου ύδατος και του κυκλώματος παραγωγής ενέργειας. Είναι σημαντικό η πτώση της θερμοκρασίας του ψυκτικού μέσου κατά τη διαδρομή του μέσα στην ατμογεννήτρια να μην είναι μεγαλύτερη από την απαραίτητη, διότι μία αυξημένη τέτοια θερμοκρασιακή πτώση υποδηλώνει μείωση της μέσης θερμοκρασίας, στην οποία θερμότητα μεταφέρεται στο εργαζόμενο μέσο, με επακόλουθο την μείωση του βαθμού απόδοσης στον κύκλο παραγωγής ενέργειας.

Ένα χρήσιμο θερμοδυναμικό μέγεθος για την μελέτη των ατμογεννητριών των πυρηνικών αντιδραστήρων τύπου πεπιεσμένου ύδατος και των θερμοδυναμικών κύκλων παραγωγής ενέργειας γενικότερα, είναι η εκμεταλλεύσιμη ισχύς  $E_{E.M.}$ , η οποία ορίζεται ως η μέγιστη ισχύς που μπορεί να παραλάβει ένα εργαζόμενο μέσο διά μεταφοράς θερμότητας και η οποία μπορεί με τη σειρά της να μετατραπεί σε έργο με εφαρμογή ενός θερμοδυναμικού κύκλου. Για την κατανόηση της έννοιας αυτής, έστω το Διάγραμμα 4.1 θερμοκρασίας-εντροπίας για εργαζόμενο μέσο νερό, το οποίο χρησιμοποιείται σε έναν θερμοδυναμικό κύκλο Rankine. Στο νερό αυτό προσδίδεται θερμότητα σε μία ισόθλιπτη διεργασία (1-2) κατά την οποία αυξάνεται η θερμοκρασία του μέχρι αυτό να αρχίσει να αλλάζει φάση στο σημείο "2". Στη συνέχεια ακολουθεί η διεργασία (2-3) κατά την οποία το νερό θερμαίνεται ισοθερμοκρασιακά μεταβάλλοντας τη φάση του μέχρι να μετατραπεί συνολικά σε κορεσμένο ατμό στο σημείο "3". Η πρόσδοση θερμότητας στο εργαζόμενο μέσο νερό γίνεται μεταξύ "1" και "3" π.χ. σε έναν εναλλάκτη θερμότητας ή σε μία ατμογεννήτρια, στην οποία το μέσο ρέει θερμαινόμενο. Η επόμενη διεργασία (3-4) είναι μία θεωρητικά αναστρέψιμη ισεντροπική εκτόνωση του κορεσμένου ατμού έως τη θερμοκρασία  $T_0$ , η οποία μπορεί όπως αναφέρθηκε να είναι έως και αρκετά κοντά στους  $0^\circ C$ . Ακολουθεί ισοθερμοκρασιακή συμπίκνωση "4-5" μέχρι ο ατμός να αλλάξει φάση και να γίνει πάλι πλήρως υγρό στο σημείο "5" και τέλος ο θερμοδυναμικός κύκλος κλείνει με μία θεωρητικά αναστρέψιμη ισεντροπική συμπίεση (5-1). Επομένως η εκμεταλλεύσιμη ισχύς από τον κύκλο που περιγράφηκε πρέπει να υπολογισθεί μεταξύ των σημείων "1" έως "3", και είναι:

$$E_{E.M.} =$$

$$\begin{aligned} & (\text{η θερμική ισχύς που απορροφάται κατά την διεργασία 1 - 2 - 3}) - \\ & \left( \text{η θερμική ισχύς που χρησιμοποιείται για την αντίστοιχη αύξηση} \right) = \\ & \qquad \qquad \qquad \text{εντροπίας στη θερμοκρασία } T_1 \\ & E_{\Psi.M.} - T_1 w_{E.M.} \Delta s_{E.M.} \end{aligned}$$

όπου

E.M. εργαζόμενο μέσο,

Ψ.M. ψυκτικό μέσο

$E_{\Psi.M.}$  η θερμική ισχύς που προσδίνεται ανά μονάδα χρόνου στο E.M. από το Ψ.M. κατά την διεργασία 1-2-3, σε  $W$

$\Delta s$  η μεταβολή της ειδικής εντροπίας του E.M. κατά τη διεργασία 1-2-3, και

$w$  η παροχή μάζας του E.M., σε  $kg / s$

Είναι κατανοητό ότι απαιτείται για το ψυκτικό μέσο των πυρηνικών αντιδραστήρων τύπου πεπιεσμένου ύδατος, να υπολογισθεί η διαθέσιμη θερμική ισχύς  $E_{\Psi.M.}$ , η οποία ορίζεται ως η μέγιστη θερμική ισχύς που μπορεί να προσδώσει το ψυκτικό μέσο διά μεταφοράς θερμότητας στο εργαζόμενο μέσο. Οι διεργασίες που αφορούν στο ψυκτικό μέσο αποδίδονται στο Διάγραμμα 4.2 θερμοκρασίας – εντροπίας και είναι οι εξής: ισόθλιπτη θέρμανση (α-β) κατά τη θέρμανση του ψυκτικού μέσα στον πυρήνα του αντιδραστήρα και ισόθλιπτη ψύξη (β-γ) κατά τη μεταφορά θερμότητας από το ψυκτικό στο εργαζόμενο μέσο όταν το ψυκτικό διαρρέει την ατμογεννήτρια. Επειδή στην πραγματικότητα ούτε η θέρμανση ούτε η ψύξη μπορούν να θεωρηθούν ισόθλιπτες στο Διάγραμμα 4.2 εννοείται και η διεργασία (γ-α) που αφορά σε ισεντροπική συμπίεση, η οποία καλύπτει τυχόν απώλειες πίεσης στις διεργασίες θέρμανσης και ψύξης. Επομένως η διαθέσιμη ενέργεια από τις θερμοδυναμικές μεταβολές α-β-γ πρέπει να υπολογισθεί μεταξύ των σημείων α έως β, και είναι:

$$E_{\Psi.M.} =$$

$$\begin{aligned} & (\text{η θερμική ισχύς που προσδίνεται κατά την διεργασία } \beta - \gamma) - \\ & \left( \text{η θερμική ισχύς που χρησιμοποιείται για την αντίστοιχη αύξηση} \right) = \\ & \qquad \qquad \qquad \text{εντροπίας στη θερμοκρασία } T_\gamma \end{aligned}$$

$$Q - T_a w_{\Psi.M.} \Delta s_{\Psi.M.}$$

όπου

$Q$  η θερμική ισχύς που προσδίνεται από το πυρηνικό καύσιμο στο Ψ.Μ. κατά την διεργασία (α-β), σε  $W$

$\Delta s$  η μεταβολή της ειδικής εντροπίας του Ψ.Μ. κατά τη διεργασία (α-β), σε  $J / (kg K)$  και

$w$  η παροχή μάζας του Ψ.Μ., σε  $kg / s$

Είναι φανερό ότι στον πυρηνικό αντιδραστήρα τύπου πεπιεσμένου ύδατος που λειτουργεί με ατμογεννήτρια και κύκλο Rankine κορεσμένου ατμού η εκμεταλλεύσιμη ενέργεια δεν είναι αυτή που παράγεται απευθείας από το πυρηνικό καύσιμο αλλά είναι μειωμένη και ίση με

$$E_{E.M.} = Q - (T_a w_{\Psi.M.} \Delta s_{\Psi.M.} + T_1 w_{E.M.} \Delta s_{E.M.}) \quad (4.2)$$

όπου είναι φανερό από τα θερμοδυναμικά διαγράμματα ότι  $|\Delta s_{E.M.}| > |\Delta s_{\Psi.M.}|$

Παρατηρώντας τα θερμοδυναμικά διαγράμματα γίνεται κατανοητό ότι αυτή η απώλεια εκμεταλλεύσιμης ισχύος, μπορεί να μειωθεί με το να μειωθεί η θερμοκρασιακή διαφορά μεταξύ του ψυκτικού και του εργαζόμενου μέσου στις ατμογεννήτριες. Όμως, η όποια μείωση στην θερμοκρασιακή διαφορά σημαίνει ότι, για την δεδομένη θερμική ισχύ ενός αντιδραστήρα, η επιφάνεια μεταφοράς θερμότητας, και επομένως το μέγεθος και το κόστος των εναλλακτών θερμότητας, θα πρέπει να αυξηθεί. Για όποιο δοθέν συνδυασμό οικονομικών συντελεστών, όπως σταθερά κόστη, κόστη καυσίμου και επιτόκια, υπάρχει φυσικά μία βέλτιστη οικονομική λύση που καθορίζει την θερμοκρασιακή διαφορά μεταξύ του ψυκτικού και του εργαζόμενου μέσου στις ατμογεννήτριες.

Ο βαθμός απόδοσης του κύκλου Rankine για τον πυρηνικό αντιδραστήρα τύπου πεπιεσμένου ύδατος θα είναι επομένως:

$$n_{RANKINE} = (\text{αποδιδόμενη μηχανική ισχύς}) / E_{E.M.} \quad (4.3)$$

### 4.3 Σύνοψη παραγωγής και μετάδοσης θερμότητας

Η παραγωγή και μετάδοση θερμότητας σε ένα τυπικό αντιδραστήρα ζέοντος ή πεπιεσμένου ύδατος, μπορεί να συνοψιστεί εν συντομία ως ακολούθως:



Η θερμότητα που απελευθερώνεται λόγω σχάσης εντός του πυρηνικού καυσίμου μεταφέρεται μέσω αγωγής δια μέσου του περιβλήματος στην επιφάνεια των ράβδων πυρηνικού καυσίμου. Από τη επιφάνεια του περιβλήματος των ράβδων, θερμότητα μεταφέρεται μέσω συναγωγής στο ψυκτικό μέσο. Προκειμένου να επιτευχθεί αποδοτική μεταφορά θερμότητας (δηλ. μεγάλες τιμές του συντελεστή συναγωγής), το ψυκτικό μέσο κυκλοφορεί με μεγάλη ταχύτητα παράλληλα με το περίβλημα των ράβδων, έτσι ώστε η μεταφορά θερμότητας να γίνεται μέσω εξαναγκασμένης συναγωγής προς ένα ρευστό σε τυρβώδη ροή. Έτσι, η θερμότητα που απελευθερώνεται από την σχάση, αφού έχει μεταδοθεί στο ψυκτικό μέσο, εξέρχεται από τον πυρήνα του αντιδραστήρα, καθώς το ψυκτικό μέσο (α) αντλείται προς εξωτερικούς εναλλάκτες θερμότητας, στους οποίους μπορεί να παραχθεί ατμός για ένα θερμοδυναμικό σύστημα παραγωγής ενέργειας για την περίπτωση των αντιδραστήρων τύπου πεπιεσμένου ύδατος ή (β) μετατρέπεται σε ξηρό κορεσμένο ατμό και οδηγείται προς εκτόνωση σε στροβίλους για την περίπτωση των αντιδραστήρων τύπου ζέοντος ύδατος.

#### **4.4 Αγωγή θερμότητας σε ράβδο πυρηνικού καυσίμου**

Το πυρηνικό καύσιμο ενός αντιδραστήρα τοποθετείται συνήθως σε μακριές μεταλλικές ράβδους (σωλήνες) τυπικού μήκους από 3 έως 3.5 m, τυπικής εξωτερικής διαμέτρου 9 – 12 mm και τυπικής εσωτερικής διαμέτρου 8 – 10 mm. Το πυρηνικό καύσιμο συνήθως τοποθετείται στο εσωτερικό των ράβδων σε μορφή πυροσυσσωματωμένων (sintered) δισκίων τυπικής διαμέτρου ~7 - 8 mm και τυπικού ύψους ~12.5 mm. Μεταξύ της εξωτερικής διαμέτρου των δισκίων και της εσωτερικής διαμέτρου των ράβδων υπάρχει μικρό κενό διάστημα που ονομάζεται "ψυκτικό κενό". Το ψυκτικό κενό υπάρχει από σχεδιασμό προκειμένου σε αυτό να παραλαμβάνονται διαστολές του πυρηνικού καυσίμου ή εκκρίσεις από αυτό λόγω χημικών και πυρηνικών αντιδράσεων, φαινόμενα τα οποία παρατηρούνται κατά τη διάρκεια λειτουργίας ενός πυρηνικού αντιδραστήρα και στις υψηλές θερμοκρασίες που αυτός λειτουργεί. Στις ράβδους πυρηνικού καυσίμου του αντιδραστήρα WWER-1000, το ψυκτικό κενό είναι οπή πολύ μικρής διαμέτρου κατά τον άξονα των δισκίων του πυρηνικού καυσίμου. Το ουράνιο του πυρηνικού καυσίμου μπορεί να είναι σε καθαρή μεταλλική μορφή, ή σε μορφή ένωσης όπως οξείδιο του Ουρανίου (UO<sub>2</sub>), ή σε μορφή κάποιου κράματος με κάποιο άλλο μέταλλο, όπως Αλουμίνιο ή Ζιρκόνιο. Στις επιθυμητές ιδιότητες του πυρηνικού καυσίμου, συμπεριλαμβάνεται η υψηλή θερμική αγωγιμότητα, η υψηλή αντίσταση σε οξειδωση, η

καλή μηχανική αντοχή σε υψηλές θερμοκρασίες και το υψηλό όριο θερμοκρασίας λειτουργίας. Η μέγιστη αυτή επιτρεπόμενη θερμοκρασία του καυσίμου είναι ένας από του πιο σημαντικούς παράγοντες για τον σχεδιασμό ενός αντιδραστήρα. Για τους αντιδραστήρες που εξετάζονται εδώ το περίβλημα των ράβδων του πυρηνικού καυσίμου εξυπηρετεί δύο σκοπούς:

1. Αποτρέπει την διαρροή ραδιενεργών προϊόντων της σχάσης στο ψυκτικό μέσο
2. Παρέχει δομική υποστήριξη και αντοχή για το καύσιμο και αποτρέπει τυχόν παραμόρφωση του

Το κατάλληλο υλικό για το περίβλημα των ράβδων θα πρέπει να ικανοποιεί μια σειρά από προϋποθέσεις, από τις οποίες οι πιο σημαντικές είναι η χαμηλή απορρόφηση νετρονίων, η υψηλή θερμική αγωγιμότητα, η καλή μηχανική αντοχή σε υψηλές θερμοκρασίες και η καλή χημική συμβατότητα με το πυρηνικό καύσιμο και το ψυκτικό μέσο. Τα πιο κοινά υλικά που χρησιμοποιούνται για την κατασκευή του περιβλήματος του καυσίμου είναι το αλουμίνιο, κράματα μαγνησίου, ο ανοξείδωτος χάλυβας και κράματα ζirkονίου.

Η βασική εξίσωση για μονοδιάστατη αγωγή θερμότητας είναι:

$$q = -kA \frac{dT}{dx} \quad (4.4)$$

όπου<sup>1</sup>

$q$  η θερμική ισχύς η οποία μεταφέρεται με αγωγή σε  $W$ ,

$A$  το εμβαδόν της επιφάνειας διά της οποίας λαμβάνει χώρα η μεταφορά θερμότητας, σε  $m^2$ ,

$dT/dx$  η κλίση της καμπύλης της θερμοκρασίας στο σημείο που εξετάζεται, σε  $K/m$ ,

και

$k$  η θερμική αγωγιμότητα του υλικού σε  $W/(m K)$ .

Εναλλακτική μορφή της (4.4) είναι η ακόλουθη:

---

<sup>1</sup> Το μείον υποδεικνύει ότι η μεταφορά θερμότητας έχει κατεύθυνση προς την μειούμενη θερμοκρασία.

$$\frac{q}{A} = q'' = -k \frac{dT}{dx} \quad (4.5)$$

όπου

$q''$  η ροή θερμικής ισχύος σε  $W/m^2$ .

Η εξίσωση μεταφοράς θερμότητας με αγωγή μπορεί να γενικευτεί για χρήση σε τρεις διαστάσεις. Η γενική εξίσωση θα είναι:

$$q''' = -k \nabla^2 T \quad (4.6)$$

όπου

$q'''$  η πυκνότητα θερμικής ισχύος σε  $W/m^3$

Ο ισολογισμός θερμότητας με αγωγή για ένα μέσο, στο οποίο παράγεται θερμότητα ανά μονάδα όγκου λόγω σχάσεων, είναι:

$$\begin{aligned} & (\text{Ρυθμός μεταβολής της εσωτερικής ενέργειας του μέσου}) \\ & = (\text{Ρυθμός απελευθέρωσης ενέργειας στο μέσο}) \\ & - (\text{Ρυθμός μεταφοράς θερμότητας από το μέσο}) \end{aligned}$$

ή ισοδύναμα

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = H + k \nabla^2 T \quad (4.7)$$

όπου

$\rho$  η πυκνότητα του υλικού, σε  $kg/m^3$ ,

$c$  η ειδική θερμοχωρητικότητα του υλικού (υπό σταθερή πίεση), σε  $J/(kg K)$ , και

$H$  η πυκνότητα παραγόμενης ισχύος λόγω σχάσεων, σε  $W/m^3$ .

Στην περίπτωση μόνιμης κατάστασης οι θερμοκρασίες είναι ανεξάρτητες του χρόνου και η εξίσωση (4.7) απλοποιείται στην:

$$\nabla^2 T = -\frac{H}{k} \quad (4.8)$$

η οποία και θα χρησιμοποιηθεί για την ανάλυση των θερμοκρασιών στις ράβδους του πυρηνικού καυσίμου.

Εάν θεωρηθεί ότι, όλη η ενέργεια που απελευθερώνεται λόγω των σχάσεων, εμφανίζεται ως θερμότητα στο πυρηνικό καύσιμο, τότε η πυκνότητα παραγόμενης ισχύος  $H$  λόγω σχάσεων δίνεται κατά προσέγγιση από την σχέση:

$$H = 3.2 \times 10^{-5} \bar{\Sigma}_f \Phi_T \quad (4.9)$$

όπου

$\bar{\Sigma}_f$  η μέση μακροσκοπική ενεργός διατομή του καυσίμου, σε  $cm^{-1}$ , και

$\Phi_T$  η ροή θερμικών νετρονίων, σε  $νετρόνια/(cm^2s)$ .

Εναλλακτικά, η πυκνότητα παραγόμενης ισχύος μπορεί να εκφραστεί ανά μονάδα μάζας του καυσίμου ως:

$$R = \frac{3.2 \times 10^{-5} \bar{\Sigma}_f \Phi_T}{\rho_F} \quad (4.10)$$

όπου  $\rho_F$  η πυκνότητα του καυσίμου, σε  $kg/m^3$ .

Στη θερμική ανάλυση ενός αντιδραστήρα, υπάρχει ενδιαφέρον για τις μέγιστες θερμοκρασίες του πυρήνα, που φυσιολογικά εμφανίζονται στις ράβδους που ονομάζονται "υψηλής αξίας" και είναι εκείνες που περιέχουν υψηλότερες συγκεντρώσεις σχάσιμης ύλης και βρίσκονται πλησιέστερα στον άξονα του πυρήνα και που ψύχονται από ψυκτικό μέσο όχι τόσο ευνοϊκών ιδιοτήτων ως προς την απαγωγή θερμότητας. Εάν η κατανομή της συγκέντρωσης της σχάσιμης ύλης στον πυρήνα είναι ομοιόμορφη, η ράβδος υψηλότερης αξίας είναι αυτή που βρίσκεται ακριβώς στον άξονα του πυρήνα. Σύμφωνα με τη θεωρία της διάχυσης των θερμικών νετρονίων η μεταβολή της ροής των θερμικών νετρονίων κατά το ύψος  $z$  αυτής της ράβδου δίνεται από τη σχέση:

$$\Phi_T(z) = \Phi_{T_{\max}} \cos(\beta z) \quad (4.11)$$

όπου

$$\beta = \pi/L',$$

με  $L'$  το ύψος του πυρήνα, ίσο με το ύψος  $L$  της ράβδου, προσαυξημένο κατά  $2\delta$  και  $\delta$  το μήκος γραμμικής επέκτασης,

και

η αρχή των συντεταγμένων ( $z=0$ ) για το ύψος ορίζεται στο μέσον της ράβδου πυρηνικού καυσίμου.

Επομένως, και τότε η πυκνότητα παραγόμενης ισχύος  $H$  λόγω σχάσεων κατά το ύψος  $z$  αυτής της ράβδου αλλά και γενικότερα, δίνεται από την σχέση:

$$H(z) = H_{\max} \cos(\beta z) \quad (4.12)$$

Μπορεί να θεωρηθεί ότι, εφόσον συνήθως οι ράβδοι πυρηνικού καυσίμου είναι μεγάλου μήκους και μικρής διαμέτρου, η ροή θερμικών νετρονίων κατά το ύψος  $z$  και, επομένως και η πυκνότητα παραγόμενης ισχύος είναι ομοιόμορφη κατά τις άλλες ( $x$  και  $y$ ) διαστάσεις της ράβδου. Αυτή η υπόθεση αμελεί την "καταστολή" της ροής θερμικών νετρονίων (flux depression) που μπορεί να συμβαίνει στο πυρηνικό καύσιμο λόγω εκλεκτικών ενσωματώσεων στο U-238. Το φαινόμενο είναι γνωστό και ως resonance self-shielding.

Το Διάγραμμα 4.3 δείχνει μία κυλινδρική ράβδου καυσίμου, εσωτερικής ακτίνας  $a$ , περιβαλλόμενη από περίβλημα, πάχους  $b$ . Εάν η αγωγή θερμότητας κατά μήκος της ράβδου είναι αμελητέα, πράγμα που ισχύει εφόσον το μήκος της ράβδου είναι πολύ μεγαλύτερο από την ακτίνα της, τότε η εξίσωση αγωγής θερμότητας στην ράβδο θεωρείται μονοδιάστατη και μόνο κατά την ακτίνα  $r$ . Παρατηρούνται επιπλέον δύο θερμοκρασιακές μεταβολές: η  $\Delta T_F$  κατά μήκος της ακτίνας του πυρηνικού καυσίμου και η  $\Delta T_C$  κατά μήκος του πάχους του περιβλήματος (cladding).

Για το καύσιμο ( $F$ ), σε κυλινδρικές συντεταγμένες με διάσταση την ακτίνα ισχύει:

$$\frac{d^2 T_F}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dT_F}{dr} = -\frac{H}{k_F} \quad (4.13)$$

όπου

$k_F$  είναι η θερμική αγωγιμότητα του καυσίμου, σε  $W/(m K)$ .

Η γενική λύση της (4.13) δίνεται ως γνωστό (για  $0 \leq r \leq a$ ) από τη σχέση:

$$T_F(r) = -\frac{Hr^2}{4k_F} + c_1 \ln r + c_2 \quad (4.14)$$

Στον άξονα της ράβδου  $r = 0$ ,  $T_F(r = 0) = T_{F0}$  οπότε  $c_1 = 0$  και  $c_2 = T_{F0}$

Η θερμοκρασιακή πτώση από το κέντρο προς την εξωτερική κυλινδρική επιφάνεια των δισκίων του πυρηνικού καυσίμου δίνεται επομένως από την σχέση:

$$\Delta T_F = T_{F0} - T_F(a) = \frac{Ha^2}{4k_F} \quad (4.15)$$

Για το περίβλημα (C), σε κυλινδρικές συντεταγμένες με διάσταση την ακτίνα ισχύει (στο περίβλημα δεν παράγεται επιπλέον θερμότητα):

$$\frac{d^2 T_C}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dT_C}{dr} = 0 \quad (4.16)$$

Η γενική λύση της (4.16) δίνεται ως γνωστό (για  $a \leq r \leq b$ ) από τη σχέση:

$$T_C(r) = c_1 \ln r + c_2 \quad (4.17)$$

Για  $r = a$ ,  $T_C(a) = T_F(a)$ , και για  $r = a + b$ ,  $T_C(r) = T_C(a + b)$  οπότε

$$T_C(r) = \frac{T_F(a) \ln(a+b) - T_C(a+b) - [T_F(a) - T_C(a+b)] \ln r}{\ln\left(1 + \frac{b}{a}\right)} \quad (4.18)$$

Η ροή θερμικής ισχύος στην επιφάνεια του περιβλήματος είναι:

$$q_C \Big|_{r=a+b} = -k_C \frac{dT_C(r)}{dr} \Big|_{r=a+b} = k_C \frac{T_F(a) - T_C(a+b)}{(a+b) \ln\left(1 + \frac{b}{a}\right)} \quad (4.19)$$

όπου

$k_C$  είναι η θερμική αγωγιμότητα του περιβλήματος, σε  $W/(mK)$ .

Για  $a \gg b$  ισχύει  $\ln\left(1 + \frac{b}{a}\right) \approx \frac{b}{a}$  οπότε:

$$q_C \Big|_{r=a+b} = k_C \frac{T_F(a) - T_C(a+b)}{(a+b) \frac{b}{a}} \quad (4.20)$$

Επομένως η θερμοκρασιακή πτώση από την εσωτερική προς την εξωτερική διάμετρο του περιβλήματος υπολογίζεται ως:

$$\Delta T_C = T_F(a) - T_C(a+b) = q_C \Big|_{r=a+b} \frac{a+b}{a} \frac{b}{k_C} \quad (4.21)$$

Αν η ροή θερμικής ισχύος στην εξωτερική επιφάνεια του πυρηνικού καυσίμου είναι  $q_F \Big|_{r=a}$  τότε η ροή θερμικής ισχύος στην επιφάνεια του περιβλήματος συνδέεται με τη ροή θερμικής ισχύος στην επιφάνεια του πυρηνικού καυσίμου με έναν ενεργειακό ισολογισμό:

$$2\pi(a+b)Lq_C \Big|_{r=a+b} = 2\pi aLq_F \Big|_{r=a} \quad (4.22)$$

ή ισοδύναμα

$$(a+b)q_C \Big|_{r=a+b} = aq_F \Big|_{r=a} \quad (4.23)$$

όπου

$L$  το ύψος της ράβδου του πυρηνικού καυσίμου σε  $m$ .

Η ροή θερμικής ισχύος στην επιφάνεια του πυρηνικού καυσίμου συνδέεται με την πυκνότητα παραγόμενης ισχύος λόγω σχάσεων με έναν ενεργειακό ισολογισμό:

$$H\pi a^2 L = 2\pi aLq_F \Big|_{r=a} \quad (4.24)$$

ή ισοδύναμα

$$q_F \Big|_{r=a} = \frac{Ha}{2} \quad (4.25)$$

Αντικαθιστώντας τα προηγούμενα στη (4.15) η θερμοκρασιακή πτώση, από το κέντρο του καυσίμου προς την εξωτερική του επιφάνεια θα είναι:

$$\Delta T_F = \frac{Ha^2}{2} \frac{1}{2k_F} \quad (4.26)$$

Αντικαθιστώντας τα προηγούμενα στην (4.18) η θερμοκρασιακή πτώση, από την εξωτερική επιφάνεια του πυρηνικού καυσίμου έως την επιφάνεια του περιβλήματος είναι επομένως:

$$\Delta T_C = \frac{Ha^2}{2} \frac{b}{ak_C} \quad (4.27)$$

Είναι προφανές ότι αυτές οι μειώσεις εξαρτώνται από την κατακόρυφη θέση  $z$  της ράβδου για την οποία εξετάζονται, δεδομένου ότι η ποσότητα  $H$  είναι συνάρτηση του ύψους  $z$ , σύμφωνα με τη σχέση (4.12). Άρα:

$$\Delta T_F(z) = \frac{H(z)a^2}{2} \frac{1}{2k_F} \quad (4.28)$$

και

$$\Delta T_C(z) = \frac{H(z)a^2}{2} \frac{b}{ak_C} \quad (4.29)$$

Θα πρέπει να σημειωθεί ότι οι προηγούμενες εξισώσεις εκφράζουν μόνο τη σχετική θερμοκρασιακή πτώση δια μέσου του καυσίμου και του περιβλήματος, και όχι τις πραγματικές θερμοκρασίες των υλικών αυτών. Για τον προσδιορισμό αυτών των θερμοκρασιών είναι απαραίτητο να είναι γνωστή η θερμοκρασιακή πτώση από την επιφάνεια του περιβλήματος στο ψυκτικό μέσο και η θερμοκρασία του ψυκτικού σε κάθε θέση στον πυρήνα, ώστε να συνδεθούν αυτές οι θερμοκρασίες με σχέσεις που αποδίδουν τη συναγωγή θερμότητας από τη ράβδο στο ψυκτικό μέσο.

#### 4.5 Συναγωγή θερμότητας προς το ψυκτικό μέσο

Η γενική εξίσωση μεταφοράς θερμότητας δια συναγωγής μεταξύ μιας επιφάνειας και ενός ρευστού που ρέει παράλληλα και σε επαφή είναι:

$$q = hA\Delta T \quad \text{ή} \quad q'' = h\Delta T \quad (4.30)$$

όπου

$\Delta T$  η διαφορά μεταξύ της θερμοκρασίας της επιφανείας και της θερμοκρασίας του ρευστού, αρκετά μακριά από το οριακό στρώμα, σε  $K$ , και

$h$  ο συντελεστής συναγωγής, σε  $W/(m^2K)$ .

Στην περίπτωση εξωτερικής επιφάνειας κυλινδρικής ράβδου πυρηνικού καυσίμου η γενική αυτή εξίσωση εξειδικεύεται στην:

$$q_C \Big|_{r=a+b} = h\Delta T_l \quad (4.31)$$

όπου

$\Delta T_l$  είναι η θερμοκρασιακή πτώση από την επιφάνεια του περιβλήματος στο ψυκτικό μέσο αρκετά μακριά από το οριακό στρώμα, σε  $K$

Λαμβάνοντας υπόψη τις οριακές συνθήκες (4.23) και (4.25) θα είναι:



$$\Delta T_l = \frac{Ha^2}{2h(a+b)} \quad (4.32)$$

Η ποσότητα  $\Delta T_l$  όπως εξάλλου και οι  $\Delta T_F$  και  $\Delta T_C$ , εξαρτάται από το ύψος  $z$  της ράβδου στο οποίο αυτή εξετάζεται και δίνεται από τη σχέση:

$$\Delta T_l(z) = \frac{H(z)a^2}{2h(a+b)} \quad (4.33)$$

Η πτώση της θερμοκρασίας από την επιφάνεια του περιβλήματος μέχρι το ψυκτικό μέσο, στη μέση του καναλιού θα είναι για  $z=0$ :

$$\Delta T_l(0) = \frac{H_{\max} a^2}{2h(a+b)} \quad (4.34)$$

Η συνολική θερμοκρασιακή πτώση από το κέντρο του καυσίμου μέχρι το ψυκτικό μέσο "l" είναι:

$$\Delta T_{ολ}(z) = \Delta T_F(z) + \Delta T_C(z) + \Delta T_l(z)$$

Σύμφωνα με τα παραπάνω η θερμοκρασία του ψυκτικού μέσου σε κάθε σημείο του πυρήνα εξαρτάται από την θερμοκρασία που επικρατεί στον άξονα των ράβδων πυρηνικού καυσίμου και από την μετάδοση θερμότητας από το πυρηνικό καύσιμο στο ψυκτικό μέχρι το προς εξέταση σημείο.

Το Διάγραμμα 4.4 παρουσιάζει μία ράβδο πυρηνικού καυσίμου μήκους  $L$  μέσα στο κανάλι ψύξης. Το αντίστοιχο κατ' επέκταση μήκος είναι φυσικά  $L'$ . Η θερμοκρασία εισόδου του ψυκτικού μέσου είναι  $T_{in}$  και η θερμοκρασία εξόδου είναι  $T_{out}$ . Αν θεωρηθεί και πάλι ότι δεν υπάρχει αξονική μετάδοση θερμότητας στην ράβδο του πυρηνικού καυσίμου, δηλαδή ότι όλη η ενέργεια που απελευθερώνεται σε ένα σημείο του καυσίμου, μεταφέρεται ακτινικά προς το ψυκτικό μέσο τότε η αρχή διατήρησης της ενέργειας για το ψυκτικό μέσο, όπως ρέει κατά στοιχειώδες ύψος  $dz$  εκφράζεται ως:

$$w c_p dT_l = \pi a^2 H_{\max} \cos(\beta z) dz \quad (4.35)$$

όπου

$w$  η παροχή μάζας του ψυκτικού, σε  $kg/s$ ,

$c_p$  η ειδική θερμοχωρητικότητα του ψυκτικού μέσου, σε  $J/(kgK)$ , και

$dT_l$  η στοιχειώδης αύξηση θερμοκρασίας του ψυκτικού μέσου κατά το ύψος  $dz$ , σε  $K$

Η θερμοκρασία του ψυκτικού μέσου σε κάθε ύψος του καναλιού ψύξης μπορεί να υπολογιστεί με ολοκλήρωση:

$$T_l(z) = \int_{-L/2}^z dT_l = \frac{\pi a^2 H_{\max}}{w c_p \beta} \int_{-L/2}^z \cos(\beta z) dz \quad (4.36)$$

συνεπώς:

$$T_l(z) = \frac{\pi a^2 H_{\max}}{w c_p \beta} \left[ \sin(\beta z) + \sin \frac{\beta L}{2} \right] \quad (4.37)$$

Η (4.37), δεδομένου ότι  $\beta = \pi/L'$  και φυσικά  $L' \approx L$ , απλοποιείται στην:

$$T_l(z) = \frac{\pi a^2 H_{\max}}{w c_p \beta} [\sin(\beta z) + 1] \quad (4.38)$$

Είναι φανερό ότι η θερμοκρασία του ψυκτικού μέσου παράλληλα με τη ράβδο του πυρηνικού καυσίμου μεταβάλλεται ως ημιτονοειδής συνάρτηση, όπως φαίνεται και στο Διάγραμμα 4.4.

Με βάση τα προηγούμενα η αύξηση της θερμοκρασίας του ψυκτικού μέσου σε όλο το κανάλι, ή και σε οποιοδήποτε κανάλι αν θεωρηθεί παντού ημιτονοειδής ροή θερμικών νετρονίων, είναι:

$$T_{l_{out}} - T_{l_{in}} = \frac{2\pi a^2 H_{\max}}{w c_p \beta} \quad (4.39)$$

Η θερμοκρασία στην εξωτερική επιφάνεια του περιβλήματος  $T_C(r = a + b)$ , μπορεί να υπολογίζεται για κάθε ύψος  $z$ . Η εξίσωση υπολογισμού θα είναι:

$$T_C(z) \Big|_{r=a+b} = \Delta T_l(z) + T_l(z) \quad (4.40)$$

Δηλαδή:

$$T_C(z) \Big|_{r=a+b} = \frac{H(z)a^2}{2h(a+b)} + \frac{\pi a^2 H_{\max}}{w c_p \beta} [\sin(\beta z) + 1]$$

ή

$$T_C(z)|_{r=a+b} = \frac{H_{\max} \cos(\beta z) a^2}{2h(a+b)} + \frac{\pi a^2 H_{\max}}{wc_p \beta} [\sin(\beta z) + 1] \quad (4.41)$$

Η θερμοκρασία στην εξωτερική επιφάνεια του πυρηνικού καυσίμου  $T_F(r = a)$  μπορεί να υπολογίζεται για κάθε ύψος  $z$ . Η εξίσωση υπολογισμού θα είναι:

$$T_F(z)|_{r=a} = \Delta T_C(z) + \Delta T_l(z) + T_l(z) \quad (4.42)$$

ή

$$T_F(z)|_{r=a} = \frac{H_{\max} \cos(\beta z) a^2}{2} \frac{b}{ak_C} + \frac{H_{\max} \cos(\beta z) a^2}{2h(a+b)} + \frac{\pi a^2 H_{\max}}{wc_p \beta} [\sin(\beta z) + 1] \quad (4.43)$$

Η θερμοκρασία στο κέντρο του καυσίμου  $T_F(r = 0)$ , μπορεί να υπολογισθεί για κάθε ύψος  $z$ . Η εξίσωση υπολογισμού θα είναι:

$$T_F(z)|_{r=0} = \Delta T_F(z) + \Delta T_C(z) + \Delta T_l(z) + T_l(z) \quad (4.44)$$

ή

$$T_F(z)|_{r=0} = \frac{H_{\max} \cos(\beta z) a^2}{2} \frac{1}{2k_F} + \frac{H_{\max} \cos(\beta z) a^2}{2} \frac{b}{ak_C} + \frac{H_{\max} \cos(\beta z) a^2}{2h(a+b)} + \frac{\pi a^2 H_{\max}}{wc_p \beta} [\sin(\beta z) + 1] \quad (4.42)$$

Το Διάγραμμα 4.4 δείχνει τη μεταβολή των

$$T_C|_{r=a+b} \text{ και}$$

$$T_F|_{r=a}$$

κατά μήκος του καναλιού ψύξης και την ύπαρξη αντίστοιχων μέγιστων τιμών. Είναι σημαντικό να είναι δυνατός ο προσδιορισμός του μεγέθους αυτών των μέγιστων τιμών.

Με παραγωγή της εξίσωσης (4.41) και θέτοντας την ίση με το μηδέν, η θέση της μέγιστης θερμοκρασίας της επιφάνειας του περιβλήματος δίνεται από την εξίσωση:

$$z_{C\max} = \frac{1}{\beta} \tan^{-1} \left[ \frac{2hL(a+b)}{wc_p} \right] \quad (4.46)$$

Με παραγωγή της εξίσωσης (4.45) και θέτοντας την ίση με το μηδέν, η θέση της μέγιστης θερμοκρασίας στο κέντρο του καυσίμου δίνεται από την εξίσωση:

$$z_{F_{\max}} = \frac{1}{\beta} \tan^{-1} \left\{ \frac{2L(a+b)}{wC_P \left[ \frac{a+b}{2k_F} + \frac{(a+b)b}{ak_C} + \frac{1}{h} \right]} \right\} \quad (4.47)$$

Οι προηγούμενες εξισώσεις επιτρέπουν τον προσδιορισμό των θερμοκρασιών του καυσίμου, του περιβλήματος και του ψυκτικού μέσου με όρους ισχύος του αντιδραστήρα. Από θερμοδυναμική άποψη είναι επιθυμητό, η θερμοκρασία του ψυκτικού μέσου να είναι όσο υψηλότερη γίνεται, διότι το ψυκτικό μέσο λειτουργεί ως πηγή θερμότητας στον κύκλο ισχύος. Παρόλα αυτά, περιορισμοί στην μέγιστη θερμοκρασία συγκεκριμένων εξαρτημάτων του αντιδραστήρα, επιβάλλουν περιορισμό στην θερμοκρασία του ψυκτικού μέσου και στην ισχύ του αντιδραστήρα.

Το πολύ σημαντικό θέμα του προσδιορισμού του συντελεστή συναγωγής θερμότητας θα αναλυθεί σε ακόλουθη παράγραφο αλλά κυρίως στο επόμενο 5<sup>ο</sup> Κεφάλαιο.

#### 4.6 Περιορισμοί για τις μέγιστες θερμοκρασίες

Υπάρχουν περιορισμοί για τις μέγιστες θερμοκρασίες οι οποίοι επιβάλλονται από τις ιδιότητες των υλικών, που χρησιμοποιούνται στον αντιδραστήρα, όπως:

1. Η μεταλλουργική αλλαγή φάσης του καθαρού ουρανίου που παρατηρείται στους  $660^{\circ} C$ , προκαλεί αλλαγές στην κρυσταλλική δομή του μετάλλου. Εάν αυτή η θερμοκρασία ξεπεραστεί επανειλημμένα, το ουράνιο υφίσταται σημαντικές δομικές αλλαγές και παραμορφώσεις οι οποίες μπορεί να διαρρήξουν το περίβλημα.
2. Η θερμοκρασία του περιβλήματος δεν θα πρέπει να ξεπεράσει ένα άνω όριο ώστε να αλλοιωθεί η μηχανική αντοχή του.
3. Οι θερμοκρασίες όλων γενικά των υλικών του πυρήνα δεν θα πρέπει να είναι πολύ υψηλές, ώστε να μην επιτρέψουν οποιαδήποτε χημική αντίδραση, όπως διάβρωση ή οξείδωση, να λάβει χώρα σε μεγάλη κλίμακα.
4. Σε αντιδραστήρες τύπου πεπιεσμένου ύδατος, στους οποίους ο βρασμός του ψυκτικού μέσου δεν επιτρέπεται, η μέγιστη θερμοκρασία του νερού θα πρέπει να είναι αρκετά μικρότερη της αντίστοιχης θερμοκρασίας κορεσμού για την πίεση που επικρατεί.

Η διατύπωση των εξισώσεων για τις μέγιστες θερμοκρασίες που μπορούν να επιτρέπονται για τα εξαρτήματα ενός αντιδραστήρα βασίζονται στην υπόθεση ότι επικρατούν ιδανικές συνθήκες, στις οποίες όλοι οι παράγοντες που καθορίζουν τις θερμοκρασίες είναι γνωστοί με ακρίβεια. Αυτό συμβαίνει σπάνια σε πραγματικά θερμοϋδραυλικά συστήματα, και σε έναν πυρηνικό αντιδραστήρα παράγοντες όπως τυχόν διαταραχές της ροής νετρονίων, η ανομοιόμορφη κατανομή της ροής του ψυκτικού μέσου στα κανάλια ψύξεως ή μικρές παρεκκλίσεις στις διαστάσεις του καυσίμου ή του περιβλήματος του, μπορεί να οδηγήσει σε υπολογισμούς θερμοκρασιών που να είναι λανθασμένες. Για να ληφθούν υπόψη τέτοιες αβεβαιότητες, εισάγονται κατάλληλοι αυστηροί συντελεστές ασφαλείας. Η θερμοϋδραυλική ανάλυση ενός καναλιού ψύξεως σε έναν αντιδραστήρα καθορίζει την θερμοκρασία στο κανάλι αυτό και μόνο. Εάν το ψυκτικό μέσο διαμοιράζεται ομοιόμορφα σε πολλά κανάλια και λαμβάνοντας υπ' όψιν ότι η θερμοκρασία εισόδου του ψυκτικού είναι κοινή και ότι η ροή νετρονίων γενικά μειώνεται συναρτήσει της απόστασης από το κέντρο βάρους του πυρήνα, τότε γίνεται κατανοητό ότι η θερμοκρασία εξόδου του ψυκτικού μέσου και η μέγιστη θερμοκρασία του καυσίμου στα εξωτερικά κανάλια ψύξεως είναι μικρότερη από ότι στα κεντρικά κανάλια. Η μέση θερμοκρασία του ψυκτικού μέσου που ρέει από τον πυρήνα προς τις αμογεννήτριες ενός αντιδραστήρα τύπου πεπιεσμένου ύδατος είναι επομένως μικρότερη από την θερμοκρασία εξόδου από τα κεντρικά κανάλια ψύξεως και αυτό είναι μειονέκτημα από θερμοδυναμική άποψη. Η θερμοκρασία εξόδου του ψυκτικού μέσου μπορεί να εξομαλυνθεί, εάν η ροή του ψυκτικού μέσου στα κανάλια ελέγχεται μέσω εισαγωγής μηχανικών αντιστάσεων στη ροή, τοποθετημένων σε κατάλληλα σημεία. Μία άλλη μέθοδος, η οποία επιτρέπει την αύξηση της ολικής θερμικής ισχύος του αντιδραστήρα, χωρίς την αύξηση της μέγιστης θερμοκρασίας του καυσίμου ή της θερμοκρασίας εξόδου του ψυκτικού μέσου (υποθέτοντας ίδια ροή ψυκτικού μέσου σε όλα τα κανάλια), είναι η διαφοροποίηση του εμπλουτισμού του καυσίμου σε διαφορετικές περιοχές του πυρήνα. Έτσι, αν ο εμπλουτισμός του καυσίμου είναι μεγαλύτερος στην εξωτερική περιοχή του πυρήνα από ότι στην κεντρική περιοχή, η απόδοση του καυσίμου, η οποία είναι ανάλογη της ροής θερμικών νετρονίων και του ποσοστού εμπλουτισμού του καυσίμου σε  $^{235}\text{U}$ , μπορεί να αυξηθεί στην εξωτερική περιοχή και η θερμική ισχύς μπορεί να αυξηθεί χωρίς να ξεπεραστούν οι περιορισμοί για τις θερμοκρασίες στον πυρήνα.

Τα προηγούμενα ισχύουν με την υπόθεση ότι όλη η θερμότητα που απελευθερώνεται από τις σχάσεις απελευθερώνεται στην ύλη του πυρηνικού καυσίμου. Παρόλα αυτά, αυτό δεν συμβαίνει στην πραγματικότητα στους αντιδραστήρες θερμικών νετρονίων, όπου ποσοστό περίπου 5% της ολικής ενέργειας που παράγεται από τις σχάσεις απελευθερώνεται ως θερμότητα στον επιβραδυντή. Αυτή η θερμότητα μεταφέρεται στο ψυκτικό μέσο, και η συνεπαγόμενη τελική αύξηση της θερμοκρασίας του ψυκτικού μέσου είναι η ίδια, όπως όταν όλη η ενέργεια που παράγεται λόγω σχάσεων απελευθερώνεται στο πυρηνικό καύσιμο. Όμως, σε αυτή την περίπτωση, οι θερμοκρασίες περιβλήματος και του καυσίμου θα είναι μικρότερες, επειδή μόνο περίπου το ~95% της απελευθέρωσης ενέργειας γίνεται στο καύσιμο, και η πτώση της θερμοκρασίας δια μέσου του καυσίμου και του περιβλήματος θα είναι μειωμένη κατά ~5%. Η υπόθεση ότι όλη η θερμότητα απελευθερώνεται στο καύσιμο, υπερεκτιμά τις θερμοκρασίες καυσίμου και περιβλήματος και επομένως είναι από την ασφαλή πλευρά όταν προσδιορίζονται αυτές οι θερμοκρασίες με αυτήν.

#### **4.7 Άλλοι περιορισμοί για το ψυκτικό μέσο**

Το ψυκτικό μέσο σε έναν αντιδραστήρα θερμικών νετρονίων μπορεί να είναι (κατά κανόνα χημικά αδρανές) αέριο, νερό ή βαρύ νερό. Για την επιλογή του ψυκτικού μέσου σε ένα αντιδραστήρα, λαμβάνονται υπ' όψιν τα ακόλουθα επιθυμητά χαρακτηριστικά:

1. Μικρή μικροσκοπική ενεργό διατομή απορρόφησης νετρονίων . Αυτό είναι ουσιώδες διότι, η οικονομία νετρονίων σε έναν αντιδραστήρα θερμικών νετρονίων απαγορεύει μεγάλη απορρόφηση νετρονίων στο ψυκτικό μέσο. Είναι επίσης και πλεονέκτημα, εάν σε έναν αντιδραστήρα θερμικών νετρονίων, το ψυκτικό μέσο έχει επιβραδυντική επίδραση, δηλαδή μικρό μαζικό αριθμό και μεγάλη μικροσκοπική ενεργό διατομή σκέδασης.
2. Υψηλή θερμοχωρητικότητα, πυκνότητα, θερμική αγωγιμότητα και συντελεστή συναγωγής. Οι πρώτες δύο ιδιότητες καθορίζουν το ποσό της ενέργειας ανά μονάδα όγκου, που μπορεί να μεταφέρει το ψυκτικό, και οι άλλες δύο ελέγχουν την πτώση της θερμοκρασίας από το περίβλημα προς το ψυκτικό μέσο.
3. Κατάλληλες χημικές ιδιότητες. Το ψυκτικό μέσο δεν θα πρέπει να αντιδρά χημικά με άλλα εξαρτήματα του αντιδραστήρα, με τα οποία έρχεται σε επαφή, και θα πρέπει να είναι ευσταθές σε συνθήκες υψηλής θερμοκρασίας και έντονης ακτινοβολίας με νετρόνια και άλλες ακτινοβολίες.

4. Χαμηλή νετρονική ενεργοποίηση. Σε πολλούς πυρηνικούς αντιδραστήρες, τα τοιχώματα πίσω από τα οποία κυκλοφορεί το ψυκτικό δεν είναι θωρακισμένα και επομένως είναι σημαντικό το ψυκτικό μέσο να μην έχει γίνει ραδιενεργό κατά τη διαδρομή του μέσα από τον πυρήνα, ως αποτέλεσμα αντιδράσεων ενεργοποίησης τύπου  $(n,\gamma)$ . Εάν το ψυκτικό μέσο γίνει ραδιενεργό κατόπιν τέτοιων αντιδράσεων, τότε τα τοιχώματα θα πρέπει να είναι θωρακισμένα για την προστασία των εργαζομένων από τις φωτονιακές ακτινοβολίες από την αποδιέγερση των ενεργοποιημένων πυρήνων του ψυκτικού.

Το νερό και το βαρύ νερό είναι κατάλληλα από τις περισσότερες απόψεις για αντιδραστήρες θερμικών νετρονίων, στους οποίους μπορούν να εκπληρώσουν διπλό ρόλο: επιβράδυνση και ψύξη. Όμως, έχουν το μεγάλο μειονέκτημα ότι οι υψηλές θερμοκρασίες που χρειάζεται να αναπτυχθούν οδηγούν σε υψηλές πιέσεις του συστήματος και κατά συνέπεια ο πυρήνας πρέπει να τοποθετείται σε πολύ μεγάλης αντοχής δοχείο πίεσης. Για παράδειγμα αναφέρεται ότι η πίεση κορεσμού του νερού που αντιστοιχεί στους  $350^\circ$  C είναι  $165 \text{ bar}$ . Επιπλέον, ειδικά για το νερό η μικροσκοπική ενεργός διατομή απορρόφησης νετρονίων είναι αρκετά υψηλή και για να αντισταθμιστεί αυτό, το πυρηνικό καύσιμο πρέπει να είναι εμπλουτισμένο ουράνιο. Από την άλλη μεριά, με βαρύ νερό με πολύ μικρή μικροσκοπική ενεργό διατομή απορρόφησης νετρονίων μπορεί να συγκροτηθεί αντιδραστήρας θερμικών νετρονίων με φυσικό ουράνιο αν αγνοηθεί το υψηλό κόστος παραγωγής αυτού του υλικού. Και για το νερό αλλά και για το βαρύ νερό ως ψυκτικά μέσα απαιτείται το περίβλημα των ράβδων να είναι από ανοξείδωτο χάλυβα ή από κράματα Ζιρκονίου.

#### 4.8 Εκτίμηση του συντελεστή συναγωγής

Η εξίσωση μεταφοράς θερμότητας δια συναγωγής, από την επιφάνεια του περιβλήματος προς το ψυκτικό μέσο είναι, όπως ήδη αναφέρθηκε:

$$Q = hA\Delta T \quad \text{ή} \quad q'' = h\Delta T$$

Πρόβλημα προκύπτει στη χρήση της παραπάνω εξίσωσης δεδομένου ότι ο συντελεστής συναγωγής είναι άγνωστος και εξαρτάται σημαντικά από τις συνθήκες ροής του ψυκτικού και τις συνθήκες αγωγής θερμότητας στο ψυκτικό μέσα στο κανάλι ψύξεως.

Για την περιγραφή των συνθηκών ροής ενός μέσου χρησιμοποιείται ο αδιάστατος αριθμός Reynolds ή απλά  $Re$ , ώστε οι συνθήκες της ροής να περιγράφονται ανεξάρτητα από το είδος του ψυκτικού:

$$\text{Αριθμός Reynolds } Re = \frac{\rho v D_H}{\mu} \quad (4.48)$$

όπου

$\rho$  η πυκνότητα, σε  $g/cm^3$

$v$  η ταχύτητα του ψυκτικού, σε  $cm/s$

$\mu$  η δυναμική συνεκτικότητα σε  $g/(cm \cdot s)$  και

$D_H$  η υδραυλική διάμετρος του καναλιού ψύξης, σε  $cm$

Η υδραυλική διάμετρος  $D_H$  ορίζεται ως:

$$D_H = \frac{4 \times A_C}{C_C} \quad (4.49)$$

όπου

$A_C$  η εγκάρσια διατομή ενός καναλιού ψύξης, σε  $cm^2$ , και

$C_C$  η βρεχόμενη περίμετρος του καναλιού, σε  $cm$  (δηλ. το μήκος επαφής ψυκτικού και τοιχωμάτων καναλιού, βλ. και το Διάγραμμα 4.5 που αναπαριστά ενδεικτικά την τομή των καναλιών ψύξης μεταξύ γειτονικών ράβδων τριγωνικού πλέγματος ενός αντιδραστήρα και ορίζει το τυπικό ή αλλιώς το ισοδύναμο κανάλι ψύξης εντός τριγώνου που ορίζουν τρεις ράβδοι πυρηνικού καυσίμου).

Ο αριθμός Reynolds είναι ένα μέτρο της αναλογίας των αδρανειακών δυνάμεων προς τις δυνάμεις του ιξώδους, και χαρακτηρίζει τις συνθήκες της ροής. Πιο συγκεκριμένα, η μετάβαση από την στρωτή ροή στην τυρβώδη λαμβάνει χώρα, όταν ο αριθμός Reynolds πάρει τιμή περίπου 2000.

Για την περιγραφή των συνθηκών αγωγής θερμότητας ενός μέσου χρησιμοποιείται ο αδιάστατος αριθμός Prandtl ή απλά  $Pr$ , ώστε οι συνθήκες της αγωγής να περιγράφονται ανεξάρτητα από το είδος του ψυκτικού:

$$\text{Αριθμός Prandtl } Pr = \frac{c_P \mu}{k_l} \quad (4.50)$$



Ο αριθμός Prandtl εξαρτάται μόνο από τις θερμοφυσικές ιδιότητες του ρευστού στην πίεση και τη θερμοκρασία που αυτό βρίσκεται και είναι ο λόγος της κινηματικής συνεκτικότητας προς τον συντελεστή θερμικής αγωγιμότητας. Ο αριθμός Prandtl είναι ένα μέτρο της αναλογίας του βαθμού διάχυσης της ορμής προς το βαθμό διάχυσης της θερμότητας του ψυκτικού.

Για την περιγραφή των συνθηκών συναγωγής θερμότητας ενός μέσου χρησιμοποιείται ο αδιάστατος αριθμός Nusselt ή απλά  $Nu$ , ώστε οι συνθήκες της συναγωγής να περιγράφονται ανεξάρτητα από το είδος του ψυκτικού:

$$\text{Αριθμός Nusselt } Nu = \frac{hD_H}{k_l} \quad (4.51)$$

Αποδεικνύεται πειραματικά ότι ο αριθμός Nusselt συνδέεται με τους Reynolds και Prandtl με κατάλληλες συσχετίσεις. Στους πυρηνικούς αντιδραστήρες ισχύος, το ψυκτικό μέσο κυκλοφορεί με μεγάλη ταχύτητα μέσα από τον πυρήνα με τιμές του αριθμού Reynolds πολύ μεγαλύτερες από 2000, ώστε η ροή να είναι τυρβώδης. Σε τέτοιες καταστάσεις, μία από τις συσχετίσεις που χρησιμοποιούνται περισσότερο και είναι κατ' αρχήν κατάλληλη για το νερό και το βαρύ νερό είναι η πειραματική εξίσωση Dittus-Boelter:

$$Nu = 0.023Re^{0.8}Pr^{0.4} \quad (4.52)$$

Με συσχετίσεις όπως η Dittus-Boelter, μπορεί να υπολογίζεται ο συντελεστής συναγωγής ενός ψυκτικού σε τυρβώδη ροή από τις θερμοφυσικές του ιδιότητες που προκύπτουν για τη θερμοκρασία και την πίεση στην οποία βρίσκεται. Ειδικά για το πυρηνικό αντιδραστήρα τύπου πεπιεσμένου ύδατος η πίεση μέσα στο κανάλι ψύξης θεωρείται περίπου σταθερή και μπορεί να γίνει δεκτό ως πρώτη προσέγγιση ότι η θερμοκρασία είναι η  $T_l(z)$  όπως έχει ήδη εκτιμηθεί σε προηγούμενη παράγραφο.

Η συσχέτιση Dittus-Boelter έχει κυρίως προκύψει από δεδομένα που έχουν παρθεί από κυλινδρικούς αγωγούς και γενικά μπορούν να χρησιμοποιηθεί για τον προσδιορισμό των συντελεστών συναγωγής σε κυλινδρικούς αγωγούς με ακρίβεια μέχρι 10%. Παρόλα αυτά, βρίσκουν εφαρμογή και σε μη κυλινδρικούς αγωγούς όπως ένα κανάλι ψύξεως με ικανοποιητικά καλή ακρίβεια. Σε όλες τις περιπτώσεις, η υδραυλική διάμετρος πρέπει να υπολογίζεται με βάση τον ορισμό που ήδη έχει δοθεί. Οι τυπικές τιμές του συντελεστή

συναγωγής του νερού, σε συνθήκες λειτουργίας ενός αντιδραστήρα σε τυρβώδη ροή, για Pr στην περιοχή από 1 έως 7, είναι 2000 έως 200000 W/(m<sup>2</sup>K).

#### 4.9 Πτώση πίεσης ψυκτικού

Όπως το ψυκτικό μέσο ρέει μέσα από τα κανάλια ψύξεως στον πυρήνα του αντιδραστήρα, υπόκειται σε πτώση πίεσης που προκαλείται προφανώς από υψομετρικούς λόγους και από άλλες τρεις αιτίες. Πρώτον λόγω τριβής μεταξύ του ψυκτικού μέσου και των τοιχωμάτων των καναλιών, δεύτερον λόγω τοπικών αντιστάσεων που συναντά το ψυκτικό κατά την είσοδο και την έξοδό του από το κανάλι ψύξης και τρίτον λόγω επιτάχυνσης από την πτώση της πυκνότητας του ψυκτικού μέσου, όπως αυξάνει η θερμοκρασία του. Η τελευταία επίδραση είναι συνήθως αμελητέα στους αντιδραστήρες τύπου πεπιεσμένου ύδατος που κυρίως ενδιαφέρουν εδώ. Μία τρίτη επίδραση λόγω της πτώσης πίεσης εξαιτίας της τριβής κατά μήκος του καναλιού, η οποία προκαλεί περαιτέρω μείωση της πυκνότητας και κατ' επέκταση της επιτάχυνσης, είναι πολύ μικρή και συνήθως αμελείται. Από όλες αυτές τις αιτίες μακράν η κυριότερη μέσα στον πυρήνα του αντιδραστήρα πεπιεσμένου ύδατος είναι

*η πτώση πίεσης λόγω τριβής μεταξύ του ψυκτικού μέσου και των τοιχωμάτων των  
καναλιών*

η οποία και φθάνει στην τιμή των 0.142 MPa, αν πρόκειται για τον αντιδραστήρα WWER-1000, σύμφωνα και με το NEA (2002).

Βεβαίως για τον ίδιο αντιδραστήρα, η συνολική πτώση πίεσης μέσα στο δοχείο πίεσης βρίσκεται στην περιοχή από 0.500 έως 0.600 MPa, ανάλογα μεταξύ ποιών σημείων αυτή εξετάζεται (βλ. και NEA, 2001 και NEA 2002).

Ειδικά για την πτώση πίεσης λόγω τριβής εντός των ψυκτικών καναλιών οι διατμητικές τάσεις τριβής σε ροή μέσα στο κανάλι ψύξης προσδιορίζονται από την εξίσωση:

$$\tau_w = f \frac{\rho v^2}{2} \quad (4.53)$$

όπου

*f* ο συντελεστής τριβής Fanning.

Ο συντελεστής τριβής Fanning προσδιορίζεται πειραματικά για τυρβώδη ροή σε εμπορικούς λείους αγωγούς, σύμφωνα με μία εμπειρική συσχέτιση (ή ενδεχομένως άλλη παραπλήσια ή ισοδύναμη):

$$f = 0.046(Re)^{-0.2} \quad (4.54)$$

Επισημαίνεται στην βιβλιογραφία ότι μάλλον λόγω σχεδιασμού του πυρήνα του αντιδραστήρα WWER-1000, οι εμπειρικές συσχετίσεις (4.54) υποεκτιμούν αρκετά τον συντελεστή τριβής (βλ. και Ganjiani, 2010), για αυτό εξάλλου και δίνονται στο IAEA (2005) καταλληλότερες συσχετίσεις. Η πτώση πίεσης του ψυκτικού μέσου σε ένα κανάλι ψύξης WWER-1000, όπως αυτό του Διαγράμματος 4.5 μπορεί να προσδιορισθεί διατυπώνοντας τις σχετικές εξισώσεις της ροής.

Η εξίσωση συνέχειας για την ροή είναι:

$$w = \rho v A_C \quad (4.55)$$

όπου

$w$  η παροχή μάζας, σε  $kg\ s^{-1}$

Ο Δεύτερος Νόμος του Νεύτωνα για την ροή ρευστού σε ένα στοιχείο του καναλιού μήκους  $dz$ , δίνεται από την εξίσωση:

$$-A_C dP - f \frac{\rho v^2}{2} C_C dz = \rho v A_C dv \quad (4.56)$$

ή, με αντικατάσταση από την (4.49):

$$-dP = f \frac{\rho v^2}{2D_H} dz + \rho v dv \quad (4.57)$$

Με χρήση της εξίσωσης συνέχειας (4.55), και ολοκληρώνοντας κατά μήκος του καναλιού από  $-L/2$  έως  $L/2$  η προηγούμενη σχέση δίνει:

$$P_{in} - P_{out} = \frac{2}{D_H} \left( \frac{w}{A_C} \right)^2 \int_{-L/2}^{L/2} \frac{f}{\rho} dz + (v_{out} - v_{in}) \frac{w}{A_C} \quad (4.58)$$

Ο συντελεστής τριβής  $f$ , που είναι ανάλογος του  $(Re)^{-0.2}$ , μπορεί να επηρεαστεί από αλλαγές της θερμοκρασίας, αλλά οι αλλαγές του ιξώδους υψωμένες στο 0.2 μπορεί να αμεληθούν και ο  $f$  μπορεί να θεωρηθεί σταθερός κατά μήκος του καναλιού. Για

ασυμπίεστα ρευστά όπως το νερό, τα  $\rho$  και  $\nu$  είναι και τα δύο σταθερά, και η πτώση πίεσης δίνεται τελικά από την σχέση:

$$P_{in} - P_{out} = \frac{2fL}{D_H \rho} \left( \frac{w}{A_C} \right)^2 = \frac{2fL\rho\nu^2}{D_H} \quad (4.59)$$

Η εξίσωση (4.59) δίνει την πτώση πίεσης σε ένα μόνο κανάλι στοιχείου καυσίμου, και οι επιδράσεις στην είσοδο και την έξοδο του καναλιού, καθώς και σε άλλα μέρη του κυκλώματος ψύξης δεν περιλαμβάνονται. Το ψυκτικό μέσο όταν εισέρχεται στον πυρήνα, υφίσταται μία απότομη συμπίεση στη ροή του, όπως εισέρχεται στα κανάλια στοιχείων καυσίμου. Αυτό είναι παρόμοιο με την ροή ρευστού, που υφίσταται απότομη συμπίεση, από αγωγό μεγάλης διαμέτρου σε αγωγό μικρότερης διαμέτρου. Στην έξοδο από τον πυρήνα, λαμβάνει χώρα η αντίθετη διαδικασία, λόγω του ότι το ψυκτικό μέσο υπόκειται σε εκτόνωση παρόμοια με την ροή από μία απότομη διεύρυνση σε ένα σωλήνα. Και οι δύο αυτές διαδικασίες δημιουργούν τύρβη που έχει ως αποτέλεσμα επιπλέον πτώση πίεσης, αν και οι απώλειες στην έξοδο μπορούν να μειωθούν με την χρήση ενός κατάλληλου διαχύτη στην έξοδο του καναλιού. Εάν υποθεθεί ασυμπίεστη ροή χωρίς τέτοιο διαχύτη, και η ταχύτητα του ψυκτικού μέσου στις διακλαδώσεις εισόδου και εξόδου είναι μικρή, τότε η συνολική απώλεια πίεσης στις εισόδους και τις εξόδους ενός καναλιού ψύξης δίνεται από την προσεγγιστική εξίσωση:

$$\Delta P_{(inlet-outlet)} = \frac{1.5}{2\rho} \left( \frac{w}{A_C} \right)^2 = \frac{1.5}{2\rho} (\rho\nu)^2 \quad (4.60)$$

Για τα τυπικά μεγέθη ενός αντιδραστήρα τύπου πεπιεσμένου ύδατος και μάλιστα της τεχνολογίας WWER-1000, (βλ. Tikhonov, 2011, καθώς και υπολογισμούς στο 6<sup>ο</sup> Κεφάλαιο) δηλ. για

παροχή μάζας ψυκτικού  $\sim 18300 \text{ kg / s}$

υδραυλική διάμετρος καναλιού ψύξης  $0.0106 \text{ m}$

πυκνότητα νερού ψυκτικού στη θερμοκρασία λειτουργίας  $\sim 710 \text{ kg / m}^3$

ταχύτητα ροής στο κανάλι ψύξης  $\sim 5.4 \text{ m / s}$

μήκος καναλιού ψύξης  $\sim 3.55 \text{ m}$

συνεκτικότητα νερού ψυκτικού στη θερμοκρασία λειτουργίας  $\sim 0.0000857 \text{ kg / (m s)}$

συντελεστής τριβής σύμφωνα με τον Ganziani (2010), 0.0085

από τις σχέσεις (4.59) και (4.60) προκύπτει μία συνολική πτώση πίεσης λόγω τριβών και υδραυλικών αντιστάσεων εντός του πυρήνα περίπου  $1.4 \times 10^5 \text{ Pa}$  ( $=1.4 \text{ bar}$ ) αναλούμενη σε  $\sim 1.20 \text{ bar}$  λόγω τριβών και σε  $\sim 0.20 \text{ bar}$  λόγω επιταχύνσεων, τιμές πολύ σύμφωνες με το NEA (2002).

Φυσικά αυτή η πτώση πίεσης δεν είναι η συνολική που αναπτύσσεται μέσα στο δοχείο πίεσης ή το πρωτεύον κύκλωμα του ψυκτικού, δεδομένου ότι όπως αναφέρθηκε υπάρχουν σε αυτά και άλλες κατασκευές εκτός του πυρήνα.

#### 4.10 Ισχύς αντλιών κυκλοφορίας πυρήνα

Η πτώση πίεσης σε ολόκληρο το ψυκτικό κύκλωμα περιλαμβάνει την πτώση πίεσης στον πυρήνα λόγω τριβών, συν τις απώλειες πίεσης εισόδου και εξόδου λόγω αντιστάσεων, καθώς και την πτώση πίεσης στους εξωτερικούς αγωγούς και στις ατμογεννήτριες. Εάν αυτή η συνολική πτώση πίεσης σε όλο το πρωτεύον κύκλωμα είναι  $\Delta P$  ( $\approx 0.7 \text{ MPa}$ , βλ. και NEA, 2002 για αντιδραστήρα WWER-1000), και εάν αυτή είναι μικρή σε σχέση με την απόλυτη πίεση του ψυκτικού μέσου, τότε η ισχύς  $W_{CP}$ , που απαιτείται για την κυκλοφορία του ψυκτικού μέσου με αντλίες κυκλοφορίας (circulating pumps), δίνεται με μεγάλη ακρίβεια από την σχέση:

$$W_{CP} = \frac{\dot{m}_l \Delta P}{n_p \rho_p} \quad (4.61)$$

όπου

$\rho_p$  η πυκνότητα του ψυκτικού μέσου στις αντλίες κυκλοφορίας, και

$n_p$  ο συνδυασμένος, μηχανικός και ηλεκτρικός, βαθμός απόδοσης των κινητήρων των αντλιών

Για την ελαχιστοποίηση του  $W$ , θα πρέπει το  $\rho_p$  να είναι όσο μεγαλύτερο γίνεται και οι αντλίες κυκλοφορίας θα πρέπει να τοποθετηθούν στο πιο κρύο μέρος του κυκλώματος, συγκεκριμένα στην είσοδο του πυρήνα του αντιδραστήρα. Οι αντλίες κυκλοφορίας χρησιμοποιούνται επίσης και για την αυτό-στεγάνωσή τους με υδραυλική μέθοδο. Για το σκοπό αυτό πρέπει να εξασφαλίζουν και πίεση  $20 \text{ bar}$  αλλά σε πολύ μικρότερη παροχή της τάξεως των  $2 \text{ m}^3 \text{ h}^{-1}$ , η οποία δεν επηρεάζει την συνολική αναγκαία ισχύ τους.

#### 4.11 Βαθμός απόδοσης αντιδραστήρα

Ο ολικός βαθμός απόδοσης  $n$  ενός πυρηνικού αντιδραστήρα ισχύος τύπου πεπιεσμένου ύδατος του σταθμού θα είναι:

$$n = \frac{E - W_{CP} - W_{FP} - E_{in}}{E_{E.M.}} \quad (4.62)$$

όπου

$E$  η ηλεκτρική ισχύς που παράγεται στη γεννήτρια από τον στρόβιλο, σε  $W$

$W_{CP}$  η ισχύς που απαιτείται για την λειτουργία των αντλιών κυκλοφορίας του ψυκτικού μέσου νερού, σε  $W$

$W_{FP}$  η ισχύς που απαιτείται για τη λειτουργία των τροφοδοτικών αντλιών του εργαζόμενου μέσου νερού, σε  $W$ , και

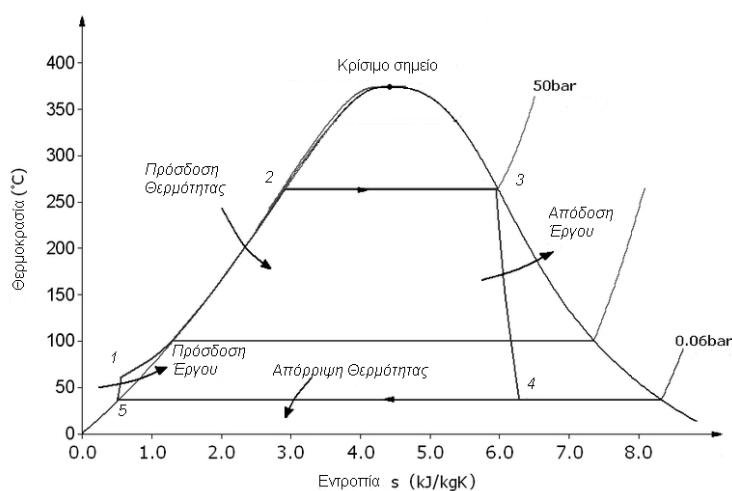
$E_{in}$  η ηλεκτρική ισχύς που απαιτείται για την εξυπηρέτηση άλλων λειτουργιών του αντιδραστήρα, σε  $W$ .

#### 4.12 Παρατηρήσεις και σχόλια

Στα προηγούμενα εξετάστηκε κυρίως, ο τρόπος με τον οποίο η πυκνότητα ρυθμού σχάσεων (σχάσεις ανά μονάδα όγκου και μονάδα χρόνου) επηρεάζει την θερμοκρασία που αναπτύσσεται κατά μήκος της μιας ράβδου πυρηνικού καυσίμου σε ό,τι αφορά το πυρηνικό καύσιμο που αυτή περιέχει, το περίβλημα της ράβδου αυτής καθεαυτής και τέλος το ψυκτικό μέσο που την περιβάλλει. Είναι φανερό ότι η θερμοκρασία αυτή είναι ο αποφασιστικός παράγοντας που επηρεάζει την μηχανική αντοχή της ράβδου του πυρηνικού καυσίμου λόγω της κατασκευής της με λεπτά τοιχώματα. Κατά συνέπεια η θερμοκρασία αυτή είναι εκείνη που κρίνει αν ένας πυρήνας πυρηνικού αντιδραστήρα αντέχει μηχανικά, δεδομένου ότι οι ράβδοι πυρηνικού καυσίμου είναι η κύρια συνιστώσα του. Είναι φανερό ότι άλλες παράμετροι που επηρεάζουν την μηχανική αντοχή των ράβδων πυρηνικού καυσίμου και επομένως και του πυρήνα, όπως π.χ. η πίεση, το χημικό περιβάλλον, οι μηχανικές ταλαντώσεις κ.ά. είναι μεν σημαντικοί αλλά οπωσδήποτε δευτερεύοντες σε σχέση με τη θερμοκρασία. Αν επομένως η θερμοκρασία είναι φυσικομηχανικά δυνατόν να διατηρείται στα επιτρεπτά όρια διακύμανσης, λύσεις για την ρύθμιση των υπόλοιπων παραμέτρων αντοχής μπορούν να βρεθούν όπως και πράγματι γίνεται κατά την μελέτη και την κατασκευή των σύγχρονων πυρηνικών

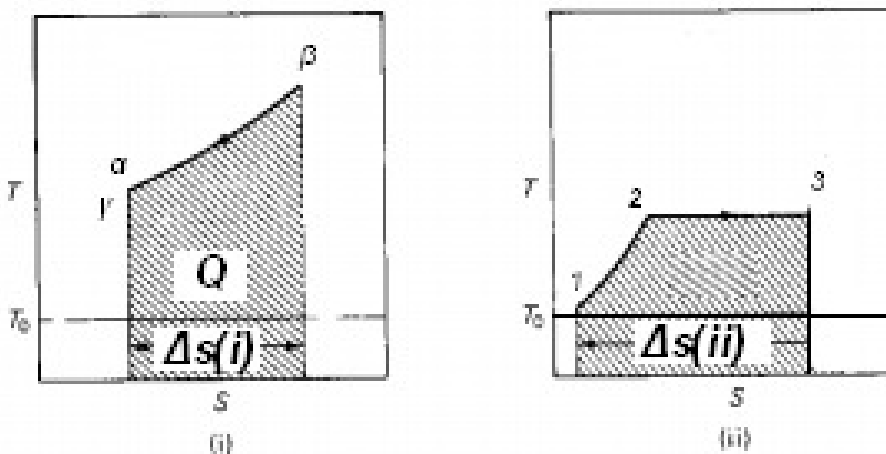
αντιδραστήρων. Σε ό,τι αφορά το επίπεδο της προσομοίωσης της λειτουργίας ενός πυρηνικού αντιδραστήρα, τόσο σε επαγγελματικούς, όσο και σε εκπαιδευτικούς προσομοιωτές, είναι επίσης φανερό ότι είναι αποφασιστική η ορθή πρόβλεψη της αναπτυσσόμενης θερμοκρασίας, σύμφωνα με τις γενικές γραμμές των εξισώσεων που παρουσιάστηκαν. Σε αυτό το σημείο δίνει προφανώς βάρος και ο προσομοιωτής του αντιδραστήρα WWER-1000, η αρχές υπολογισμών του οποίου εξετάζονται στο πλαίσιο της παρούσας Διπλωματικής Εργασίας. Βέβαια, οι εξισώσεις που δόθηκαν για τις διάφορες θερμοκρασίες είναι για το επαγγελματικό επίπεδο του πυρηνικού μηχανολόγου μηχανικού θεμελιώδεις και δεν αναλύονται στα πλαίσια του εγχειριδίου του προσομοιωτή. Αντίθετα, όπως αναλυτικά αναφέρθηκε στο 2<sup>ο</sup> Κεφάλαιο, αναλύονται ικανοποιητικά οι εξισώσεις ροής νετρονίων, εφόσον η ροή νετρονίων είναι η πρώτη βασική παράμετρος δια της οποίας γίνονται και εξαρτώνται οι υπολογισμοί. Μία εξίσου σημαντική παράμετρος, η οποία αναφέρθηκε αλλά δεν αναλύθηκε σε βάθος, είναι ο συντελεστής συναγωγής από το περίβλημα της ράβδου στο ψυκτικό μέσο Στο επόμενο 5<sup>ο</sup> Κεφάλαιο, στα πλαίσια μιας μοντελοποίησης ρευστομηχανικής, θα δοθεί και βάρος σε μία κατά βάθος ανάλυση αυτού του συντελεστή σε διάφορες καταστάσεις του ψυκτικού μέσου, δεδομένου ότι κυρίως σε περιπτώσεις όπου παρατηρείται διαφασική ροή, υπάρχουν σημαντικές περιπλοκές. Οι διαφασικές ροές είναι βεβαίως συνήθεις καταστάσεις για τους αντιδραστήρες ζέοντος ύδατος, αλλά δεν αποκλείονται και σε ιδιαίτερες καταστάσεις –εκτός κανονικής λειτουργίας- και για αντιδραστήρες τύπου πεπιεσμένου ύδατος.

## ΔΙΑΓΡΑΜΜΑΤΑ ΤΟΥ 4<sup>ου</sup> ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ



Διάγραμμα 4.1

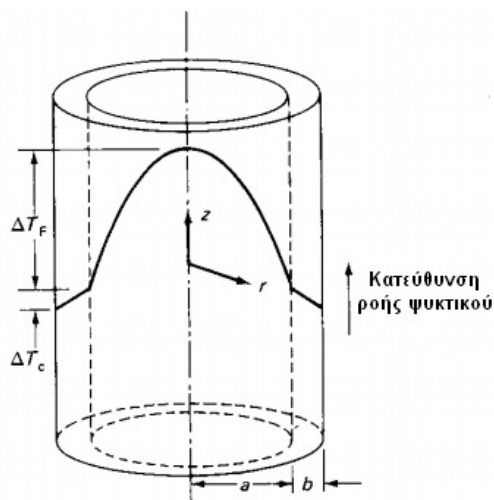
Θερμοδυναμικός κύκλος Rankine με εργαζόμενο μέσο νερό. Το νερό αποκτά στο σημείο "3" αποκτά ενθαλπία ξηρού κορεσμένου ατμού, όπως και γίνεται στην έξοδο της ατμογεννήτριας πυρηνικού αντιδραστήρα τύπου πεπιεσμένου ύδατος (τροποποιημένο διάγραμμα με βάση αντίστοιχο στην Wikipedia).



Διάγραμμα 4.2

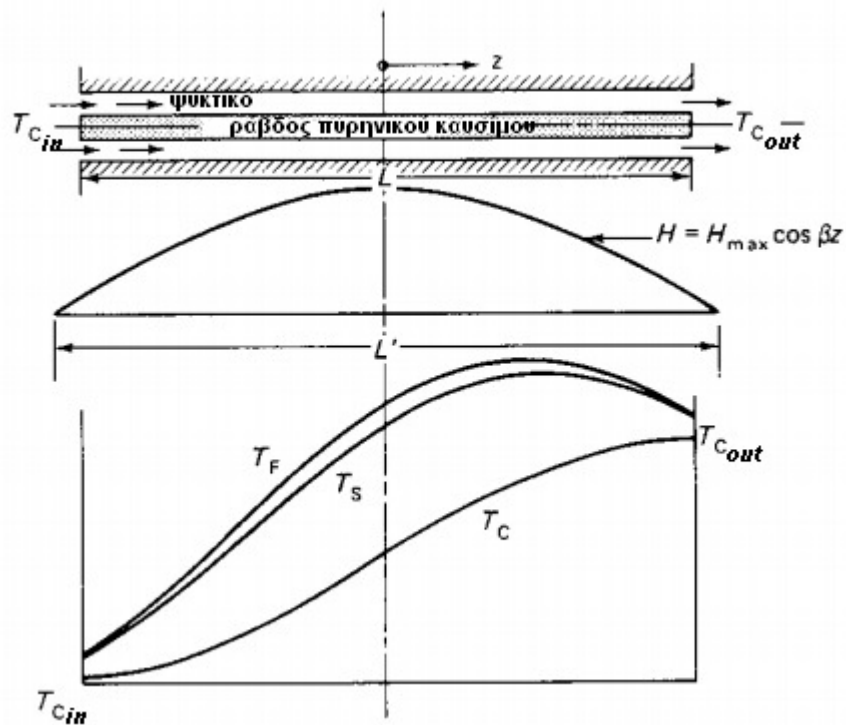
Αναπαράσταση θερμοδυναμικής κατάστασης του Ψυκτικού Μέσου (Ψ.Μ. ή "i") και του Εργαζόμενου Μέσου (Ε.Μ. ή "ii") κατά τις διεργασίες μετάδοσης θερμότητας από το ψυκτικό στο εργαζόμενο μέσο σε αντιδραστήρα τύπου πεπιεσμένου ύδατος (βλ. και Bennet, 1981).





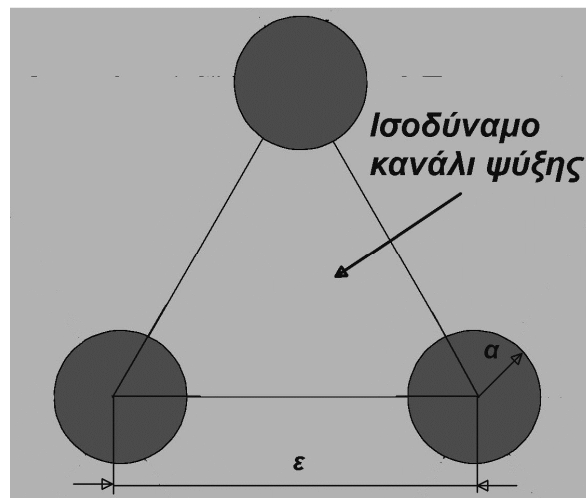
Διάγραμμα 4.3

Κυλινδρική ράβδος καυσίμου, εσωτερικής ακτίνας  $a$ , περιβαλλόμενη από περίβλημα, πάχους  $b$  (βλ. και Bennet, 1981).



Διάγραμμα 4.4

Ράβδος πυρηνικού καυσίμου μήκους  $L$  μέσα στο κανάλι ψύξης. Αναπαράσταση των αναπτυσσόμενων θερμοκρασιών στον άξονα του πυρηνικού καυσίμου (F), στην εξωτερική επιφάνεια του πυρηνικού καυσίμου (S) και στην εξωτερική επιφάνεια του περιβλήματος (C) (βλ. και Bennet, 1981).



**Διάγραμμα 4.5**

**Τυπικό ή ισοδύναμο κανάλι ψύξης μεταξύ γειτονικών ράβδων πυρηνικού καυσίμου ακτίνας  $a$ , τριγωνικού πλέγματος, με βήμα (απόσταση αξόνων)  $\epsilon$ .**

## ΠΙΝΑΚΕΣ ΤΟΥ 4<sup>ου</sup> ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ

### Πίνακας 4.1

#### Υπόμνημα Συμβόλων – Μονάδων

(με σειρά εμφάνισης)

*Οι αποδιδόμενες μονάδες είναι οι συνήθως χρησιμοποιούμενες και δεν είναι πάντα μονάδες SI*

$n_{CARNOT}$	βαθμός απόδοσης κύκλου Carnot (καθαρός αριθμός)
$T_1$	υψηλή θερμοκρασία πρόσδοσης θερμότητας στον κύκλο Carnot
$T_0$	χαμηλή θερμοκρασία απόρριψης θερμότητας στον κύκλο Carnot
E.M.	εργαζόμενο μέσο
$E_{E.M.}$	εκμεταλλεύσιμη ισχύς διαθέσιμη από το E.M., σε $W$
Ψ.Μ.	ψυκτικό μέσο
$E_{\Psi.M.}$	θερμική ισχύς που προσδίνεται στο E.M. από το Ψ.Μ., σε $W$
$T$	θερμοκρασία, σε $K$
$\Delta s$	μεταβολή της ειδικής εντροπίας, σε $J / (kgK)$
$w$	παροχή μάζας, σε $kg / s$
$Q$	θερμική ισχύς που προσδίνεται στο Ψ.Μ. από το πυρηνικό καύσιμο, σε $W$
$n_{RANKINE}$	βαθμός απόδοσης κύκλου Rankine (καθαρός αριθμός)
$q$	θερμική ισχύς η οποία μεταφέρεται με αγωγή, σε $W$
$A$	το εμβαδόν της επιφάνειας διά της οποίας λαμβάνει χώρα η μεταφορά θερμικής ισχύος, σε $m^2$
$dT/dx$	κλίση της καμπύλης της θερμοκρασίας στο σημείο που εξετάζεται, σε $K m^{-1}$
$k$	θερμική αγωγιμότητα του υλικού, σε $W / (mK)$
$q''$	ροή θερμικής ισχύος, σε $W / m^2$
$q'''$	πυκνότητα θερμικής ισχύος, σε $W / m^3$

$\rho$	πυκνότητα του υλικού, σε $kg / m^3$ ή $g / cm^3$
$c$	ειδική θερμοχωρητικότητα (υπό σταθερή πίεση), σε $J / (kgK)$
$H$	πυκνότητα παραγόμενης ισχύος λόγω σχάσεων, σε $W / m^3$
$\bar{\Sigma}_f$	μέση μακροσκοπική ενεργός διατομή του καυσίμου, σε $cm^{-1}$
$\Phi_T$	ροή θερμικών νετρονίων, σε νετρόνια / $(cm^2s)$
$R$	πυκνότητα παραγόμενης ισχύος ανά μονάδα μάζας, σε $W / kg$
$\rho_F$	πυκνότητα του καυσίμου, σε $kg / m^3$
$z$	κατά ύψος συντεταγμένη του πυρήνα, σε $cm$
$L$	μήκος της ράβδου πυρηνικού καυσίμου, σε $cm$ (ισοδύναμα το καθαρό ύψος του πυρήνα)
$L'$	κατ' επέκταση ύψος του πυρήνα, σε $cm$
$r$	κατά την ακτίνα συντεταγμένη της ράβδου καυσίμου, σε $cm$
$\delta$	μήκος γραμμικής επέκτασης, σε $cm$
$a$	ακτίνα του δισκίου πυρηνικού καυσίμου, σε $mm$
$b$	πάχος του περιβλήματος, σε $mm$
$\Delta T_F$	θερμοκρασιακή μεταβολή κατά μήκος της ακτίνας του πυρηνικού καυσίμου, σε $K$
$\Delta T_C$	θερμοκρασιακή μεταβολή κατά μήκος του πάχους του περιβλήματος της ράβδου, σε $K$
$k_F$	θερμική αγωγιμότητα του καυσίμου, σε $W / (mK)$
$T_F$	θερμοκρασία του πυρηνικού καυσίμου, σε $K$
$T_C$	θερμοκρασία του περιβλήματος, σε $K$
$k_C$	θερμική αγωγιμότητα του περιβλήματος, σε $W / K$
$q_C''$	ροή θερμικής ισχύος στην επιφάνεια του περιβλήματος, σε $W / m^2$

$q_F''$	ροή θερμικής ισχύος στην εξωτερική επιφάνεια των δισκίων του πυρηνικού καυσίμου, σε $W/m^2$
$h$	συντελεστής συναγωγής, σε $W/(m^2K)$
$\Delta T_l$	θερμοκρασιακή πτώση μεταξύ της επιφάνειας του περιβλήματος στο ψυκτικό μέσο αρκετά μακριά από το οριακό στρώμα, σε $K$
$\Delta T_{ολ}$	συνολική θερμοκρασιακή πτώση από τον άξονα του καυσίμου μέχρι το ψυκτικό μέσο, σε $K$
$T_{lin}$	θερμοκρασία εισόδου του ψυκτικού μέσου στον πυρήνα, σε $K$
$T_{lout}$	θερμοκρασία εξόδου του ψυκτικού μέσου από τον πυρήνα, σε $K$
$w$	παροχή μάζας, σε $kg/s$
$c_p$	ειδική θερμοχωρητικότητα υπό σταθερή πίεση του ψυκτικού μέσου, σε $J/(kg K)$
$dT_l$	στοιχειώδης αύξηση θερμοκρασίας του ψυκτικού μέσου κατά το ύψος $dz$ , σε $K$
$T_l$	θερμοκρασία του ψυκτικού μέσου, σε $K$
$z_{Cmax}$	θέση της μέγιστης θερμοκρασίας της επιφάνειας του περιβλήματος, σε $cm$
$z_{Fmax}$	θέση της μέγιστης θερμοκρασίας στον άξονα του πυρηνικού καυσίμου, σε $cm$
$Re$	αριθμός Reynolds
$v$	ταχύτητα του ψυκτικού, σε $cm/s$
$\mu$	δυναμική συνεκτικότητα, σε $g/(cm s)$
$D_H$	υδραυλική διάμετρος του ισοδύναμου καναλιού ψύξης, σε $cm$
$A_C$	εγκάρσια διατομή του ισοδύναμου καναλιού ψύξης, σε $cm^2$
$C_C$	βρεχόμενη περίμετρος του ισοδύναμου καναλιού ψύξης, σε $cm$

$Pr$	αριθμός Prandtl (καθαρός αριθμός)
$k_l$	θερμική αγωγιμότητα του ψυκτικού μέσου, σε $W/K$
$Nu$	αριθμός Nusselt (καθαρός αριθμός)
$t_w$	διατμητικές τάσεις τριβής σε ροή μέσα στο κανάλι ψύξης
$f$	συντελεστή τριβής Fanning (καθαρός αριθμός)
$P_{lin}$	πίεση εισόδου του ψυκτικού μέσου, σε $Pa$
$P_{lout}$	πίεση εξόδου του ψυκτικού μέσου, σε $Pa$
$v_{in}$	ταχύτητα εισόδου του ψυκτικού μέσου, σε $m/s$
$v_{out}$	ταχύτητα εξόδου του ψυκτικού μέσου, σε $m/s$
$\Delta P_{(inlet-outlet)}$	συνολική απώλεια πίεσης στις εισόδους και τις εξόδους ενός ισοδύναμου καναλιού ψύξης, σε $Pa$
$W_{CP}$	ισχύς που απαιτείται για την λειτουργία των αντλιών κυκλοφορίας του ψυκτικού μέσου νερού, σε $W$
$\rho_p$	πυκνότητα του ψυκτικού μέσου στις αντλίες κυκλοφορίας, σε $kg/m^3$
$n_p$	συνδυασμένος, μηχανικός και ηλεκτρικός, βαθμός απόδοσης των κινητήρων των αντλιών (καθαρός αριθμός)
$E$	ηλεκτρική ισχύς που παράγεται στη γεννήτρια από τον στρόβιλο
$W_{FP}$	ισχύς που απαιτείται για τη λειτουργία των τροφοδοτικών αντλιών του εργαζόμενου μέσου νερού, σε $W$
$E_{in}$	ηλεκτρική ισχύς που απαιτείται για την εξυπηρέτηση άλλων λειτουργιών του αντιδραστήρα, σε $W$
$n$	ολικός βαθμός απόδοσης πυρηνικού αντιδραστήρα πεπεισμένου ύδατος (καθαρός αριθμός)

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5

### ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΟ ΜΟΝΤΕΛΟ ΡΕΥΣΤΟΜΗΧΑΝΙΚΗΣ ΚΑΙ ΜΕΤΑΦΟΡΑΣ ΘΕΡΜΟΤΗΤΑΣ ΚΑΙ ΜΑΖΑΣ

#### 5.1 Εισαγωγή

Για τη διατύπωση ενός –έστω προσεγγιστικού- αριθμητικού μοντέλου ρευστομηχανικής και μεταφοράς θερμότητας και μάζας για έναν αντιδραστήρα πεπιεσμένου ύδατος, πρέπει φυσικά να λαμβάνονται υπόψη οι εξισώσεις διατήρησης, οι θερμοφυσικές ιδιότητες του ψυκτικού μέσου και τέλος το πως αυτά μεταβάλλονται με το χρόνο. Είναι φανερό για τις θερμοφυσικές ιδιότητες ότι εξαρτώνται σημαντικά από το πεδίο θερμοκρασιών που αναπτύσσεται σε διάφορα σημεία του αντιδραστήρα και κατά δεύτερο λόγο πολύ χαλαρότερα από την επικρατούσα πίεση, η οποία και δεν μεταβάλλεται σημαντικά αφού γενικά εντός του πυρήνα σε ένα πυρηνικό αντιδραστήρα πεπιεσμένου ύδατος μπορεί να γίνει δεκτό ότι επικρατούν σταθερές συνθήκες πίεσης ( $\pm 1.5 - 2 \text{ bar}$ ). Στο προηγούμενο 4<sup>ο</sup> Κεφάλαιο παρουσιάστηκαν οι γνωστές και από την εκτεταμένη βιβλιογραφία εξισώσεις που περιγράφουν τις θερμοκρασίες του ψυκτικού μέσου κατά μήκος των ράβδων του πυρηνικού καυσίμου, όπως αυτές εξαρτώνται από το πεδίο ροής νετρονίων που επικρατεί σε κάθε θέση του πυρήνα. Παρόλα αυτά, προτού αναπτυχθεί το μοντέλο ρευστομηχανικής και μεταφοράς θερμότητας και μάζας, οφείλει να δοθεί σημαντική προσοχή και στο πως εξαρτώνται οι θερμοκρασίες αυτές από το συντελεστή συναγωγής για τη μετάδοση θερμότητας από το περίβλημα των ράβδων προς το ψυκτικό μέσο. Θα δοθεί επομένως κατ' αρχήν βάρος σε μία σε καλό βάθος ανάλυση αυτού του συντελεστή σε διάφορες καταστάσεις του ψυκτικού μέσου, δεδομένου ότι κυρίως σε περιπτώσεις όπου παρατηρείται διφασική ροή, υπάρχουν σημαντικές περιπλοκές. Οι διφασικές ροές είναι βεβαίως συνήθεις καταστάσεις για τους αντιδραστήρες τύπου ζέοντος ύδατος, αλλά δεν αποκλείονται και σε ιδιαίτερες καταστάσεις –εκτός κανονικής λειτουργίας- και για αντιδραστήρες τύπου πεπιεσμένου ύδατος. Η ανάλυση αυτή θα γίνει με βάση τις αρχές με τις οποίες αντιμετωπίζουν τη μετάδοση θερμότητας από τη ράβδο σε νερό, οι επιστήμονες της πρώην Σοβιετικής Ένωσης, δεδομένου ότι τόσο ο σχεδιασμός του πραγματικού αντιδραστήρα τύπου WWER-1000, όσο και ο σχεδιασμός του εδώ εξεταζόμενου προσομοιωτή του έχουν γίνει με αυτές τις αρχές. Αυτές διαφέρουν σε σημεία από τις αντίστοιχες αναλύσεις των

τέως Δυτικών επιστημόνων, φαίνεται ότι πάντως οδηγούν στο ίδιο τελικό αποτέλεσμα. Πέρα από αυτή την ανάλυση, οι εξισώσεις του ρευστομηχανικού μοντέλου που θα παρουσιαστούν σε αυτό το Κεφάλαιο, βασίζονται φυσικά σε εκείνες που αναφέρουν τα κλασσικά συγγράμματα Μηχανικής Ρευστών και Μεταφοράς Θερμότητας και Μάζας. Στην περίπτωση που εξετάζεται οι στοιχειώδεις όγκοι για το μοντέλο, θα ταυτίζονται με εκείνους που ορίστηκαν στο 2<sup>ο</sup> Κεφάλαιο για την εκτίμηση των ροών νετρονίων. Φυσικά στη γενική περίπτωση προσομοίωσης ενός πυρήνα αντιδραστήρα αυτό δεν είναι πάντα επιθυμητό. Τέλος, για την είσοδο της ενέργειας στο ρευστομηχανικό μοντέλο, παρουσιάζεται και προσεγγιστικός τρόπος υπολογισμού της ενέργειας που παράγεται ανά σχάση, τόσο σε σχέση με τη χρονική όσο και με την χωρική εμφάνισή της.

## 5.2 Θερμοϋδραυλικοί περιορισμοί

Η ροή θερμικής ισχύος  $q''$  στο ψυκτικό ελαφρύ νερό δεν πρέπει να ξεπερνά μία καθορισμένη μέγιστη τιμή, πέρα από την οποία είναι πιθανή η υπερβολική ατμοποίηση μέσα στον πυρήνα (βλ. π.χ. και Σιμόπουλος, 1983). Όπως είναι γνωστό, η ατμοποίηση στον πυρήνα αντιδραστήρα πεπιεσμένου ύδατος γενικά δεν επιτρέπεται τόσο για λόγους ισοζυγίου νετρονίων όσο και για θερμοδυναμικούς λόγους. Για τον έλεγχο αυτής της συνθήκης έχει εισαχθεί ο ονομαζόμενος λόγος DNBR (στα αγγλικά Departure from Nucleate Boiling Ratio). Ο λόγος αυτός ορίζεται ως:

$$DNBR = \frac{CHF}{q''} \quad (5.1)$$

όπου  $CHF$  είναι η ονομαζόμενη κρίσιμη ροή θερμικής ισχύος που απαιτείται ώστε ακριβώς κατά την έξοδο του ψυκτικού από το κανάλι ψύξεως να παρατηρείται πλήρως ξηρός ατμός. Σύμφωνα με τον Tikhonov (2011), ο λόγος αυτός πρέπει να είναι μεγαλύτερος από την τιμή 1.86, όταν η κρίσιμη θερμική ροή υπολογίζεται από την συσχέτιση του Osmachkin (1974), όπως αυτή μπορεί να βρίσκεται στον Ivanov (1983), στον Jasiulevicius (2003) ή κυρίως στον Austregesilo (2006) για αντιδραστήρα τύπου WWER:

$$CHF = i_{FG} \rho_F \left[ g D_T (g \cdot a_F)^{1/3} \right]^{1/3} (\text{Pr}_L)^{1/3} \text{Re}^{0.2} \frac{2.899 \cdot (0.942 - 0.286 \cdot X)}{1 + \frac{1}{L} \cdot \frac{1}{q'(r, z)} \int_{-L/2}^z q'(r, z') dz'} \cdot 10^6 \quad (5.2)$$

όπου



$CHF$  σε  $W m^{-2}$

$i_{FG}$  η ειδική θερμότητα ατμοποίησης νερού στο εξεταζόμενο ύψος, σε  $J/kg$

$\rho_F$  η πυκνότητα του κορεσμένου νερού στο εξεταζόμενο ύψος, σε  $kg m^{-3}$

$g$  η επιτάχυνση της βαρύτητας, σε  $m s^{-2}$

$D_T$  η θερμαινόμενη διάμετρος<sup>1</sup>, σε  $m$

$a_F$  συντελεστής που ονομάζεται θερμοκρασιακή αγωγιμότητα διαχύσεως του κορεσμένου νερού σε  $m^2 s$  (βλ. για την ονομασία και Σιμόπουλος, 1983), ή αλλιώς θερμοκρασιακός συντελεστής αγωγιμότητας (temperature coefficient of conductivity, βλ. και Jasiulevicious, 2003), ο οποίος μπορεί να υπολογίζεται από:

$$a_F = \frac{k_F}{\rho_F \cdot c_{P,F}} \quad (5.3)$$

$k_F$  η θερμική αγωγιμότητα του κορεσμένου νερού στο εξεταζόμενο ύψος, σε  $W m^{-1} K^{-1}$

$c_{P,F}$  η ειδική θερμοχωρητικότητα υπό σταθερή πίεση του κορεσμένου νερού στο εξεταζόμενο ύψος, σε  $J kg^{-1} K^{-1}$

$Pr_L$  ο αριθμός Prandtl του υπόψυκτου νερού στο εξεταζόμενο ύψος

$Re$  ένας αριθμός Reynolds που ορίζεται για το διφασικό μίγμα ως:

$$Re = \frac{v_L \rho_L D_H}{\mu_L} \quad (5.4)$$

όπου

$v_L$  η ταχύτητα του νερού από το διφασικό μίγμα, σε  $m s^{-1}$

$\rho_L$  η πυκνότητα του υπόψυκτου νερού στο εξεταζόμενο ύψος, σε  $kg m^{-3}$ ,

$D_H$  η βρεχόμενη διάμετρος, σε  $m$ , και

$\mu_L$  η δυναμική συνεκτικότητα του υπόψυκτου νερού στο εξεταζόμενο ύψος, σε  $kg m^{-1} s^{-1}$

$$X = x(z) \left( \frac{G^2 D_T}{\rho_F \sigma} \right)^{0.2} \quad (5.5)$$

---

<sup>1</sup> Σημειώνεται ότι στον αντιδραστήρα WWER-1000, το κανάλι ψύξης είναι τριγωνικό με βήμα 12.75 mm και ακτίνα ράβδου πυρηνικού καυσίμου 4.895 mm.

$G$  η ροή μάζας σε  $kg\ m^{-2}\ s^{-1}$ , με  $G = \rho v$

$\sigma$  η επιφανειακή τάση στο εξεταζόμενο ύψος, σε  $kg\ s^{-2}$

$x(z)$  η ξηρότητα του διαφασικού μίγματος στο εξεταζόμενο ύψος του καναλιού ψύξης, σε  $kg$  ατμού ανά συνολικά  $kg$  ατμού και νερού

$L$  το συνολικό ύψος του πυρήνα του αντιδραστήρα, σε  $m$  (για αντιδραστήρα WWER-1000,  $L = 3.55m$ )

$r$  η ακτίνα του πυρήνα στην οποία εξετάζεται η  $CHF$ , σε  $m$  (η  $r$  κυμαίνεται από  $-R/2$  έως  $+R/2$ , για αντιδραστήρα WWER-1000 η ακτίνα είναι  $R = 1.77\ m$ )

$z$  το ύψος του πυρήνα στο οποίο εξετάζεται η  $CHF$ , σε  $m$  (το  $z$  κυμαίνεται από  $-L/2$  έως  $+L/2$ )

$q'(r, z)$  η ισχύς ανά μονάδα μήκους, σε  $W\ m^{-1}$  για κανάλι ψύξης κυλινδρικού αντιδραστήρα

$$q'(r, z) = \bar{q}' \cos(\beta z) \quad (5.6)$$

$$\bar{q}' = \frac{q_{th} k_v(r, z)}{L \cdot N} \quad (5.7)$$

$q_{th}$  η θερμική ισχύς του πυρηνικού αντιδραστήρα, σε  $W$

$N$  το πλήθος των καναλιών ψύξης

Σημειώνεται ότι για αντιδραστήρα WWER-1000,  $N \approx 91500$  αν για τον ορισμό ενός καναλιού ψύξης απαιτούνται 3 ράβδοι καυσίμου σε τριγωνική διάταξη<sup>2</sup> (βλ. και σχετικούς υπολογισμούς στο επόμενο 6<sup>ο</sup> Κεφάλαιο). Οι αβεβαιότητες αυτού του πλήθους όπως γίνεται δεκτό εδώ, οφείλονται στα κανάλια ψύξεως που μπορεί να μην ορίζονται με τον ίδιο τρόπο στην περιφέρεια του πυρήνα ή στην περιφέρεια των δεσμών, καθώς επίσης και στο γεγονός ότι δέσμες ράβδων με ακριβώς 312 στοιχεία καυσίμου είναι 61 - σε αυτές τις δέσμες οι υπόλοιπες θέσεις είναι για ράβδους ελέγχου. Οι υπόλοιπες 102 δέσμες μπορεί να έχουν έως και 330

---

<sup>2</sup> Υπενθυμίζεται ότι σύμφωνα με τα όσα αναφέρονται στο 2<sup>ο</sup> Κεφάλαιο, ο αντιδραστήρας WWER-1000 διαθέτει 163 δέσμες ράβδων πυρηνικού καυσίμου, κάθε μία από τις οποίες περιέχει 312 ράβδους καυσίμου με ορισμένο και ενδεχομένως διαφορετικό εμπλουτισμό σε U-235. Οπότε το σύνολο των ράβδων καυσίμου σε τριγωνική διάταξη και από το οποίο προκύπτει το πλήθος των καναλιών ψύξης είναι 50856.

ράβδους πυρηνικού καυσίμου, αλλά αυτό δεν διευκρινίζεται ρητά στις βιβλιογραφικές αναφορές. Σε κάθε περίπτωση η αβεβαιότητα στη θερμική ισχύ που εισάγουν αυτοί οι άγνωστοι παράγοντες, σε καμία περίπτωση δεν ξεπερνά το όριο 5% που είναι δεκτό για την παραγόμενη μέγιστη θερμική ισχύ εντός του πυρήνα αντιδραστήρα τύπου WWER-1000. Με μετριοπαθείς υπολογισμούς μάλιστα εκτιμάται στο 3%.

και

$k_v$  γεωμετρικός συντελεστής που εξαρτάται από τη θέση και τη γεωμετρία του πυρήνα και σύμφωνα με τον Lewis (2008) μπορεί να υπολογίζεται από την σχέση:

$$k_v(r, z) = k_r(r) \cdot k_z(z) \quad (5.8)$$

με

$$k_r = 2.35 J_0 \left( 2.405 \frac{r}{R} \right) \quad (5.9)$$

$J_0$  η συνάρτηση Bessel 1<sup>ου</sup> είδους μηδενικής τάξης

και

$$k_z = 1.57 \cos(\beta z) \quad (5.10)$$

Για την ικανοποιητική κατανόηση της συσχέτισης (5.2) βοήθησε σημαντικά η προσωπική επικοινωνία Guba (2013).

Σύμφωνα με τα όσα αναφέρονται στον Austregesilo (2006) η συσχέτιση (5.2) είναι κατάλληλη για ροή μάζας μεταξύ 400 και 4000  $kg \ m^{-2} \ s^{-1}$  σε πιέσεις από 40 έως 150 atm και ξηρότητα μικρότερη από 50%.

Η παρουσίαση της (5.2) από τον Jasiulevicious (2003), φαίνεται ότι έχει σχετικά ορθή φυσική αλλά περιλαμβάνει σημαντικά λάθη (όπως π.χ. πολύ μεγάλα μήκη γραμμικής επέκτασης και πιθανότατα εσφαλμένη αποτύπωση της συσχέτισης στο κείμενο).

Η (5.6) ισχύει όπως δίδεται αν η αρχή των συντεταγμένων του ψυκτικού καναλιού είναι το κέντρο βάρους του. Αν η αρχή των συντεταγμένων είναι η είσοδος στο ψυκτικό κανάλι η (5.6) γίνεται:

$$q'(r, z) = \bar{q}'(r, z) \sin(\beta z) \quad (5.11)$$

Ομοίως σε τέτοια περίπτωση, πρέπει να τροποποιηθεί και η (5.10), και να γίνει:

$$k_z = 1.57 \sin(\beta z) \quad (5.12)$$

### 5.3 Ιδιότητες διφασικού μίγματος

Για την εφαρμογή του *DNBR* θερμοϋδραυλικού περιορισμού (5.1) πρέπει να δίνεται η ξηρότητα του ατμού. Στον προσομοιωτή του αντιδραστήρα WWER-1000, αυτή υπολογίζεται ως:

$$x(z) = \frac{i(z) - i_F + di}{i_{FG} + di} \quad (5.13)$$

Δηλαδή διαφορετικά από το συνήθη τρόπο που είναι (βλ. και Σιμόπουλος, 1983):

$$x(z) = \frac{i(z) - i_F}{i_{FG}} \quad (5.14)$$

όπου

$i(z)$  η ειδική ενθαλπία του διφασικού μίγματος στο ύψος  $z$ , σε  $J kg^{-1}$

$i_F$  η ειδική ενθαλπία κορεσμού του νερού στο εξεταζόμενο ύψος, σε  $J kg^{-1}$

Στον προσομοιωτή του αντιδραστήρα WWER-1000, η ποσότητα  $i(z) - i_F$  υπολογίζεται από την σχέση (η πηγή της σχέσης δεν αναφέρεται στο IAEA, 2005):

$$i(z) - i_F = -7.5 q''(r, z) \rho(z)^{-0.8} \left( \frac{D_H}{\mu_F} \right)^{0.28} \left[ \frac{q''(r, z) \rho_F}{i_{FG} \rho_G} \right]^{0.08} \quad (5.15)$$

με

$\rho_G$  η πυκνότητα κορεσμένου ατμού στο εξεταζόμενο ύψος, σε  $kg m^{-3}$

$\rho(z)$  η πυκνότητα του διφασικού μίγματος, σε  $kg m^{-3}$

Ομοίως, σύμφωνα με τα όσα αναφέρονται στο IAEA (2005), αλλά και στον Grundmann (2005) η πυκνότητα  $\rho(z)$  υπολογίζεται από την σχέση:

$$\rho(z) = \varphi(z) \rho_G + [1 - \varphi(z)] \rho_F \quad (5.16)$$

όπου

$\varphi(z)$  το κλάσμα κενού σε μονάδες όγκος ατμού προς συνολικός όγκος, με

$$\varphi(z) = \left[ 1 + S \frac{\rho_G}{\rho_F} \frac{1-x(z)}{x(z)} \right]^{-1} \quad (5.17)$$

όπως προκύπτει με βάση σχετικά απλή ανάλυση στη θεωρία μεταφοράς θερμότητας και μάζας (βλ. και Thome, 2010).

Όταν  $S = I$  τότε:

$$\varphi(z) = \varepsilon = \left[ 1 + \frac{\rho_G}{\rho_F} \frac{1-x(z)}{x(z)} \right]^{-1} \quad (5.18)$$

και

$S$  ο συντελεστής ολίσθησης διαχωρισμένων φάσεων που κινούνται με διαφορετικές ταχύτητες (δηλαδή ισοδύναμα ο λόγος ταχυτήτων ατμού και υγρού), όπως βρέθηκε ότι ορίζεται από τον Molochnikov (1982) ή στο IAEA (2005), με τη σχέση:

$$S = 1 + (0.6 + 1.5\varepsilon^2) \left( 1 - \frac{P}{P_C} \right) Fr^{0.25} \quad (5.19)$$

με

$Fr$  τον αδιάστατο αριθμό Froude

Παρόλα αυτά η (5.19) διατυπώνεται ισοδύναμα από τον Osmachkin (1970) στο IAEA (2001) αναλύοντας καλύτερα τον αριθμό  $Fr$ , ως εξής:

$$S = 1 + (0.6 + 1.5\varepsilon^2) \left( 1 - \frac{P}{P_C} \right) \left( \frac{G}{\rho_F} \right)^{0.5} (gC_C)^{-0.25} \quad (5.20)$$

με

$P_C$  η κρίσιμη πίεση του νερού (21.6 MPa)

Τέλος, η ποσότητα  $di$  υπολογίζεται από την σχέση<sup>3</sup>:

$$di = \left\{ [i(z) - i_{F,in}] + (i_F - i_{F,in}) \right\} \exp \left[ -2 \frac{i(z) - i_{F,in}}{i_F - i_{F,in}} \right] \quad (5.21)$$

με

---

<sup>3</sup> Η σχετική περιγραφή είναι πολύ ασαφής στο IAEA (2005).

$i_{F,in}$  η ενθαλπία κορεσμού του νερού στην είσοδο του καναλιού ψύξης, σε  $J kg^{-1}$

Στην ανάλυση αυτή αν

$i < i_{F,in}$  το νερό που ρέει στο κανάλι είναι πάντα υγρό,

$i > i_G$  το νερό που ρέει στο κανάλι είναι πάντα ατμός,

και

$i_{F,in} < i < i_G$  υπάρχει διφασική ροή

## 5.4 Συντελεστής συναγωγής

Διακρίνονται δύο "σχολές" σε σχέση με διατυπώσεις για τον συντελεστή συναγωγής του διφασικού μίγματος: η "δυτική" και η "ανατολική". Η δυτική σχολή στον τομέα αυτό της μετάδοσης θερμότητας εκπροσωπείται κυρίως από τον Chen (1966) ενώ η ανατολική από Ρώσους ερευνητές της φιλοσοφίας που ενέπνευσε ο Kutateladze με κυριότερο τον Borishanskii (1973 και αλλού) και τους συνεργάτες του.

Σύμφωνα με τη θεωρία μετάδοσης θερμότητας και για διαδικασίες μετάδοσης που λαμβάνουν χώρα ταυτόχρονα, ο συντελεστής μετάδοσης θερμότητας  $h_{TP}$  κορεσμένου διφασικού μίγματος (TP, two phase) μπορεί να είναι άθροισμα (Chen, 1966):

$$h_{TP} = h_C + h_{NB} \quad (5.22)$$

όπου

$h_C$  ο συντελεστής μετάδοσης θερμότητας λόγω συναγωγής στο μονοφασικό ή διφασικό μίγμα

και

$h_{NB}$  ο συντελεστής μετάδοσης θερμότητας λόγω εστιακού βρασμού (NB, nucleate boiling).

Κατά την ανατολική σχολή, ο συντελεστής μετάδοσης θερμότητας  $h_{TP}$  διφασικού μίγματος μπορεί να είναι άθροισμα ως εξής:

$$h_{TP} = \sqrt[n]{Ah_C^a + Bh_{NB}^b} \quad (5.23)$$

Στα πλαίσια της παρούσας Διπλωματικής είναι προφανές ότι παρουσιάζονται ορισμένες από τις προτάσεις της ανατολικής σχολής, οι οποίες υλοποιούνται στα πλαίσια του

προσομοιωτή του αντιδραστήρα WWER-1000, και αναφέρονται στο IAEA (2005). Για την ανατολική σχολή (όπως και για τη δυτική) είναι σύμφωνα με τον Dittus-Boelter (1930), (βλ. για διασταύρωση και στην Agafonova, 2006):

$$h_C = 0.023 Re^{0.8} Pr_L^{0.4} \frac{k_L}{D} \quad (5.24)$$

όπου  $D$  η βρεχόμενη  $D_H$  ή η θερμαινόμενη διάμετρος  $D_T$ , ανάλογα με την "σχολή". Στην ανατολική σχολή προτιμάται η  $D_T$ .

Σημειώνεται ότι για αντιδραστήρες τριγωνικού πλέγματος όπως ο WWER-1000, οι δύο διαμέτροι ταυτίζονται.

Επίσης είναι:

$$h_{NB} = 4.34 \cdot (q'')^{0.7} \cdot (P^{0.14} + 0.00135P^2), \quad P \text{ σε MPa} \quad (5.25)$$

Η (5.25) είναι πολύ απλούστερη από την αντίστοιχη σχέση των Forster – Zuber.

Ακολουθώντας την (5.23), η ανατολική σχολή καταλήγει:

$$h_{TP} = \sqrt{h_C^2 + (0.7h_{NB})^2} \quad (5.26)$$

Σύμφωνα με την Agafonova (2006) η σχέση (5.26) είναι ικανή εναλλακτική της συσχέτισεως που παρουσίασε ο Chen (1966).

Παρόλα αυτά, ο Borishansky (1973) και ο ίδιος αργότερα (Borishanskii, 1974) επισημαίνει ότι πρέπει να λαμβάνεται υπόψη και η ταχύτητα της διαφασικής ροής όταν ο αδιάστατος όρος:

$$\frac{\nu \cdot i_{FG} \cdot \rho_L}{q''} \left( \frac{h_{NB}}{h_{TP}} \right)^{4/3}$$

πάρει τιμή μεγαλύτερη από την  $5 \times 10^4$ .

Σε τέτοια περίπτωση πρέπει να χρησιμοποιείται η συσχέτιση:

$$h'_{TP} = \sqrt{h_{TP}^2 + 7 \cdot 10^{-9} \left( \frac{\nu \cdot i_{FG} \cdot \rho_L}{q''} \right)^{3/2} h_{NB}^2} \quad (5.27)$$

Η μετάβαση από τον  $h_{TP}$  στον  $h'_{TP}$  γίνεται με ικανοποιητική συνέχεια.

Αν χρειάζεται να βρεθεί ο συντελεστής μετάδοσης θερμότητας  $h$  υπόψυκτου διφασικού μίγματος, όπως είναι η πιθανότερη περίπτωση αν υπάρξει διφασικό μίγμα στους αντιδραστήρες πεπιεσμένου ύδατος, τότε προτείνεται:

$$h = h_{TP}' \left\{ 1 + \left[ h_{TP}' \left( \frac{1}{h_C} - \frac{T_s - T}{q''} \right) \right]^{-3/2} \right\}^{2/3} \quad (5.28)$$

όπου

$T$  η θερμοκρασία του υπόψυκτου νερού αρκετά μακριά από το οριακό στρώμα

$T_s$  η θερμοκρασία κορεσμού του νερού στην εξεταζόμενη πίεση

και για το  $q''$  βλ. και στο 4<sup>ο</sup> Κεφάλαιο.

Για τη σχέση (5.28) δεν αναφέρεται ούτε έγινε δυνατό να βρεθεί κάποια βιβλιογραφική αναφορά.

Αν ορισθεί ότι:

$$\frac{1}{h_C'} = \frac{1}{h_C} - \frac{T_s - T}{q''} \quad (5.29)$$

τότε η (5.28) γράφεται:

$$\left( \frac{h}{h_{TP}'} \right)^3 = 1 + \left( \frac{h_C'}{h_{TP}'} \right)^3 + 2 \left( \frac{h_C'}{h_{TP}'} \right)^{3/2} \quad (5.30)$$

Αν χρειάζεται να βρεθεί ο συντελεστής μετάδοσης θερμότητας  $h$  διφασικού μίγματος, όταν  $DNBR < 1.86$  τότε σύμφωνα με το IAEA (2005) αυτός ο συντελεστής μετάδοσης θερμότητας μπορεί εναλλακτικά να υπολογίζεται από:

$$h = \frac{0.0811 \cdot \lambda^{0.4376} \cdot Pr_L^{2.307} Re^{pow}}{D_T^{0.7842} \cdot [1 + x(z)]^{2.59}} - 13.89 \cdot \exp(1.4504 \cdot 10^{-7} \cdot P \cdot Pr) \quad (5.31)$$

Για την (5.31) η πίεση  $P$  πρέπει να είναι σε  $MPa$  και για τον εκθέτη  $pow$  ισχύει:

$$pow = 0.6004 + 0.2456 \cdot \ln[1 + x(z)] \quad (5.32)$$

και όπου



$\lambda$  συντελεστής τριβής, ο οποίος υπολογίζεται για δέσμες ράβδων πυρηνικού καυσίμου από τη σχέση:

$$\lambda = 0.10 \left[ 1.46 \left( \frac{\Delta}{D_H} \right) + \frac{100}{Re \cdot \chi} \right]^{0.25} \quad (5.33)$$

όπου

$\Delta$  η απόλυτη τραχύτητα και

$\chi$  ένας συντελεστής μορφής που ορίζεται από την σχέση:

$$\chi = \frac{2\varepsilon}{(1-\varepsilon)^2} \left( \frac{\varepsilon}{2} - \frac{3}{2} - \frac{\ln \varepsilon}{1-\varepsilon} \right) \quad (5.34)$$

με  $\varepsilon$  το σχετικό βήμα μεταξύ των ράβδων σε μία δέσμη ράβδων (αλλιώς παράμετρο πλέγματος ή στα αγγλικά *step* ή *pitch*, βλ. και Διάγραμμα 4.5 από το 4<sup>ο</sup> Κεφάλαιο).

Τονίζεται εδώ ότι ούτε για τη σχέση (5.31) δεν αναφέρεται ούτε έγινε δυνατό να βρεθεί κάποια βιβλιογραφική αναφορά.

## 5.4 Εξισώσεις συνέχειας διφασικού μίγματος

Διφασικό μίγμα στους αντιδραστήρες WWER-1000, είναι δυνατόν να συναντάται υπό κάποιες συνθήκες μέσα στον πυρήνα και φυσικά οπωσδήποτε στις ατμογεννήτριες. Οι εξισώσεις συνέχειας στον πυρήνα πρέπει να γράφονται επομένως για διφασικό μίγμα άσχετα αν αυτό παρουσιάζεται ή όχι, σύμφωνα με αυτά που σημειώθηκαν στο τέλος της παραγράφου 5.3. Θεωρούνται μονοδιάστατες εξισώσεις κατά το μήκος του καναλιού ψύξης ως εξής:

*Διατήρηση μάζας*

$$\frac{\partial \rho(z)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (\rho \cdot v) = 0 \quad (5.35)$$

*Διατήρηση ορμής*

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \cdot v) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho \cdot v^2) + \frac{\partial P}{\partial z} = -\tau + \rho(z) g \quad (5.36)$$

όπου  $\tau$  απώλειες τριβών

Διατήρηση ενέργειας

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \cdot i) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho \cdot v \cdot i) - \frac{\partial P}{\partial t} = q''' \quad (5.37)$$

όπου

$$\rho(z) = f[P(z), T(z)] \quad (5.38)$$

για μονοφασική ροή με  $f$  την καταστατική εξίσωση, και

$$\rho(z) = x(z)\rho_G - [1 - x(z)]\rho_F \quad (5.39)$$

για διφασική ροή

## 5.5 Αριθμητικό μοντέλο ρευστομηχανικής

Οι εξισώσεις διατήρησης της προηγούμενης παραγράφου μπορεί να γραφθούν για τους 1630 πεπερασμένους (στοιχειώδεις) όγκους στους οποίους χωρίστηκε ο πυρήνας του αντιδραστήρα ήδη από το 2<sup>ο</sup> Κεφάλαιο. Ακολουθείται η μεθοδολογία "implicit scheme".

Για το σκοπό αυτό ορίζονται οι ακόλουθοι χωρικοί δείκτες:

Ο δείκτης  $k$ , ο οποίος όπως και στο 2<sup>ο</sup> Κεφάλαιο, αντιπροσωπεύει το κέντρο βάρους ενός στοιχειώδους όγκου για τον οποίο υπολογίζονται οι μέσες τιμές των θερμοϋδραυλικών μεγεθών, και ο δείκτης  $l$  ο οποίος χρησιμοποιείται για να ορίσει το "από κάτω" σύνορο του στοιχειώδους όγκου ως " $l$ " και το "από πάνω σύνορο" του στοιχειώδους όγκου ως " $l+1$ ".

Σύμφωνα με αυτούς τους χωρικούς δείκτες, η τιμή ενός θερμοϋδραυλικού μεγέθους  $Y$  στη θέση " $k$ ", θα είναι:

$$Y_k = \frac{Y_{l+1} + Y_l}{2} \quad (5.40)$$

Κατά αυτή τη λογική η εξίσωση διατήρησης μάζας για κάθε στοιχειώδη όγκο  $V$  γράφεται ως εξής:

$$\frac{0.5V}{\Delta t} \{ [\rho_{l+1}(z, t + \Delta t) + \rho_l(z, t + \Delta t)] - [\rho_{l+1}(z, t) + \rho_l(z, t)] \} + w_{l+1} - w_l = 0 \quad (5.41)$$

όπου  $V$  ο όγκος ενός στοιχειώδους όγκου.

Η εξίσωση διατήρησης της ορμής γράφεται:

$$\begin{aligned} \frac{0.5}{L_{SP}\Delta t} \left\{ \left[ w_{l+1}(z, t + \Delta t) + w_l(z, t + \Delta t) \right] - \left[ w_{l+1}(z, t) + w_l(z, t) \right] \right\} + P_{l+1} - P_l \\ = -0.5LOS_k \left[ w_{l+1}^2(z) + w_l^2(z) \right] + \Delta HGR_k \end{aligned} \quad (5.42)$$

όπου

$$\Delta HGR_k = 0.5g \left[ \rho_{l+1}(z, t + \Delta t) + \rho_l(z, t + \Delta t) \right] (z_{l+1} - z_l) \quad (5.43)$$

με

$z_l$  το ύψος και

$$L_{SP} = \sum_{V_i} \frac{A_k}{\Delta z_k} \quad (5.44)$$

ένα ειδικό μήκος που προσδιορίζεται από:

$A_k$  η διατομή του κόμβου  $k$  δια της οποίας ρέει το ψυκτικό, σε  $m^2$ , και

$\Delta z_k$  το κατακόρυφο μήκος του στοιχειώδους όγκου, σε  $m$

Ο συντελεστής για τις υδραυλικές απώλειες  $LOS_k$  σε  $Pa$  περιλαμβάνει τις απώλειες λόγω τριβής  $\Delta P_{fr}$  στον στοιχειώδη όγκο  $k$ , λόγω τοπικών αντιστάσεων  $\Delta P_{loc}$  καθώς και τις απώλειες λόγω επιτάχυνσης του ψυκτικού μέσου  $\Delta P_{acc}$ .

Η εξίσωση διατήρησης της ενέργειας για κάθε στοιχειώδη όγκο γράφεται:

$$\begin{aligned} \frac{0.5V}{\Delta t} \left\{ \left[ \rho_{l+1}(z, t + \Delta t) i_{l+1}(z, t + \Delta t) + \rho_l(z, t + \Delta t) i_l(z, t + \Delta t) \right] - \left[ \rho_{l+1}(z, t) i_{l+1}(z, t) + \rho_l(z, t) i_l(z, t) \right] \right\} \\ + w_{l+1} i_{l+1}(z, t + \Delta t) - w_l i_l(z, t + \Delta t) \\ - \frac{0.5V}{\Delta t} \left\{ \left[ P_{l+1}(z, t + \Delta t) + P_l(z, t + \Delta t) \right] - \left[ P_{l+1}(z, t) + P_l(z, t) \right] \right\} = q_k \end{aligned} \quad (5.45)$$

όπου

$q_k$  η ισχύς, που μεταφέρεται στο νερό στον στοιχειώδη όγκο  $k$  και αποτελείται από τις εξής δύο συνιστώσες:

α) τη θερμική ισχύ που προέρχεται απευθείας από τις σχάσεις στις δέσμες ράβδων πυρηνικού καυσίμου και μπορεί να γράφεται ως

$$q_{f,k} = k_{C,k} (T_{C,k} - T_k) \quad (5.46)$$

με

$T_k$  η θερμοκρασία του νερού στον στοιχειώδη όγκο  $k$  αρκετά μακριά από το οριακό στρώμα

και

β) τη θερμική ισχύ  $q_{cool,k}$  που απελευθερώνεται στο ψυκτικό μέσο εμμέσως από τις σχάσεις

Δηλαδή:

$$q_k = q_{f,k} + q_{cool,k} \quad (5.47)$$

Ισχύει επιπλέον ότι η συνολική πτώση πίεσης στον στοιχειώδη όγκο  $k$ , υπολογίζεται από την σχέση:

$$\Delta P_k = \Delta P_{fr,k} + \Delta P_{loc,k} + \Delta P_{acc,k} = P_l - P_{l+1} = -LOS_k w_k^2 \quad (5.48)$$

Οι υδραυλικές απώλειες λόγω τριβής  $\Delta P_{fr}$  περιλαμβάνουν:

- α) την εξάρτηση του συντελεστή τριβής από την ταχύτητα μάζας του ψυκτικού μέσου,
- β) έναν συντελεστή διόρθωσης για μη ομογενές διφασικό μίγμα και
- γ) σχεδιαστικά χαρακτηριστικά λόγω των τιμών του συντελεστή τριβής

Επομένως αν

$$\lambda_{fr} = \lambda$$

κατά την (5.33), τότε:

- οι απώλειες λόγω τριβής για μονοφασικό νερό ( $x = 0$ ) υπολογίζονται ως ακολούθως:

$$\Delta P_{fr,k} = \lambda_{fr,k} \frac{\Delta z_k}{D_H} \frac{w_k^2}{2A_k^2 \rho_k} \quad (5.49)$$

- οι απώλειες λόγω τριβής για διφασική ροή του νερού ( $x > 0$ ):

$$\Delta P_{fr,k} = \lambda_{fr,k} \frac{\Delta z_k}{D_H} \frac{w_k^2}{2A_k^2 \rho_k} \left[ 1 + x_k \left( \frac{\rho_f}{\rho_g} - 1 \right) \right] \Psi \quad (5.50)$$

με

$\Psi$  ο συντελεστής μη ομογενούς διαφασικού μίγματος που δίνεται από τη σχέση:

$$\Psi_k = 1 + 0,57x_k^{0,125} (1 - x_k^2) \left[ \frac{1}{0,2 + \frac{v_{0,k} \rho_g}{\sqrt{gD_H} \rho_f}} - 5,2x_k^2 \right] \quad (5.51)$$

όπου

$v_0$  η ταχύτητα κυκλοφορίας του διαφασικού μίγματος που είναι ίση με:

$$v_{0,k} = \frac{w_k}{A_k \rho_f} \quad (5.52)$$

Για την συσχέτιση (5.50) δεν αναφέρεται ούτε βρέθηκε αντίστοιχη βιβλιογραφική αναφορά.

Οι υδραυλικές απώλειες λόγω τοπικών αντιστάσεων  $\Delta P_{loc}$  περιλαμβάνουν:

- α) έναν συντελεστή διόρθωσης για μη ομογενές διαφασικό μίγμα και
- β) τα σχεδιαστικά δεδομένα του WWER-1000

Οι απώλειες λόγω τοπικών αντιστάσεων υπολογίζονται ως ακολούθως:

- Για μονοφασική ροή του νερού:

$$\Delta P_{loc,k} = \xi_{loc,k} \frac{w_k}{2A_k^2 \rho_k} \quad (5.53)$$

- Για διαφασική ροή του νερού:

$$\Delta P_{loc,k} = \xi_{loc,k} \left[ 1 + x_k \left( \frac{\rho_f}{\rho_g} - 1 \right) \right] \frac{w_k}{2A_k^2 \rho_f} \quad (5.54)$$

Κατάλληλοι προσεγγιστικοί πίνακες χρησιμοποιούνται για τον υπολογισμό των συντελεστών τοπικών αντιστάσεων  $\xi_{loc} = f(Re)$

Οι υδραυλικές απώλειες λόγω επιτάχυνσης της ροής  $\Delta P_{acc}$  υπολογίζονται από τη σχέση:

$$\Delta P_{acc,k} = \left\{ \left[ \frac{x_k^2}{\phi_k \rho_g} + \frac{(1-x_k)^2}{(1-\phi_k) \rho_f} \right]_{l+1} - \left[ \frac{x_k^2}{\phi_k \rho_g} + \frac{(1-x_k)^2}{(1-\phi_k) \rho_g} \right]_l \right\} \frac{w_k^2}{A_k^2} \quad (5.55)$$

## 5.6 Μοντέλο παραγωγής ισχύος

Η ενέργεια  $\epsilon_k$  που παράγεται από τις σχάσεις των πυρήνων σε ένα στοιχειώδη όγκο αποτελείται από τις ακόλουθες έξι συνιστώσες:

- από την κινητική ενέργεια των θραυσμάτων της σχάσης

$$\epsilon_{kin}$$

- από την κινητική ενέργεια των ταχέων νετρονίων των σχάσεων

$$\epsilon_n$$

- από την ενέργεια των φωτονίων των σχάσεων

$$\epsilon_{\gamma 1}$$

- από την ενέργεια των φωτονίων από την αποδιέγερση των θραυσμάτων των σχάσεων

$$\epsilon_{\gamma 2}$$

- από την κινητική ενέργεια των σωματιδίων  $-\beta$  από την αποδιέγερση των θραυσμάτων των σχάσεων

$$\epsilon_{\beta}$$

- από την ενέργεια των παραγόμενων αντινετρίνων και φωτονίων από την αποδιέγερση των πυρήνων που έχουν ενσωματώσει νετρόνια

$$w$$

Στις συνιστώσες αυτές δεν λαμβάνονται υπόψη η κινητική ενέργεια των αντινετρίνων  $\epsilon_n$  από την αποδιέγερση των θραυσμάτων των σχάσεων καθώς και οι διάφορες μορφές ενέργειας που προκύπτουν από τα θραύσματα της σχάσης που έχουν πολύ μεγάλο χρόνο ημιζωής (μεγαλύτερο από 3 έτη, που είναι ο χρόνος πλήρους αντικατάστασης του πυρηνικού καυσίμου ενός αντιδραστήρα).

Οι πυρήνες του αντιδραστήρα WWER-1000 που θεωρείται ότι συμμετέχουν στην παραγωγή ενέργειας σύμφωνα με τους πιο πάνω τρόπους είναι το U-235, το U-238, το H-1 και το O-16.

Ο Πίνακας 5.1 παρουσιάζει τις διάφορες συνιστώσες της παραγόμενης ενέργειας που οφείλονται αμέσως ή εμμέσως στις σχάσεις του U-235.

Ο Πίνακας 5.2 παρουσιάζει ενδεικτικά τις συνιστώσες  $w$  της παραγόμενης ενέργειας που οφείλονται στις αποδιεγέρσεις πυρήνων U-235, H-1 και O-16 που έχουν ενσωματώσει νετρόνια.

Σε σχέση με αυτές τις ενέργειες υπάρχουν δύο παράμετροι που πρέπει να εξετασθούν:

(α) η χωρική, και

(β) η χρονική

Κατά αυτή την κατηγοριοποίηση, η παραγωγή της ενέργειας λογίζεται κατά τις συνιστώσες της ως:

$\varepsilon_{kin}$	τοπική, ακαριαία παραγωγή
$\varepsilon_n$	δισπαρμένη, ακαριαία παραγωγή
$\varepsilon_{\gamma 1}$	δισπαρμένη, ακαριαία παραγωγή
$\varepsilon_{\gamma 2}$	δισπαρμένη, με καθυστέρηση παραγωγή
$\varepsilon_{\beta}$	τοπική, με καθυστέρηση παραγωγή, και
$w$	δισπαρμένη, ακαριαία παραγωγή

Επομένως θα είναι για την ισχύ, σε  $W$ , που αποδίδεται χωρικά ανά σχάση στις ράβδους του πυρηνικού καυσίμου:

$$q_{f,k} = 1.6 \cdot 10^{-13} V \bar{\Sigma}_f^k \Phi_k (\varepsilon_{kin} + \varepsilon_{\beta}) \quad (5.56)$$

Η (5.53) δεν είναι αυτή που παρουσιάζεται στο IAEA (2005), (βλ. εξίσωση 2.1.5). Εκεί χρησιμοποιείται αντί της  $\bar{\Sigma}_f^k$  ένας τελεστής σχάσεων, που αναπαριστά και άλλα φαινόμενα εντός του γενικότερου φαινομένου της σχάσης, π.χ. τις σχάσεις μετά από εκλεκτική ενσωμάτωση θερμικών νετρονίων<sup>4</sup>. Επιπλέον η απελευθέρωση της  $\varepsilon_{\beta}$  γίνεται με χρονική καθυστέρηση, η οποία καθυστέρηση φυσικά χρειάζεται να λαμβάνεται υπόψη όταν το βήμα χρόνου για μια προσομοίωση αντιδραστήρα είναι της τάξης μεγέθους αυτής της καθυστέρησης, δηλ.  $\ll 1 s$ .

<sup>4</sup> Οι σχετικές επιμέρους μικροσκοπικές ενεργές διατομές δίνονται μέσω του κώδικα GETERA, ο οποίος αναπτύχθηκε από επιστήμονες της πρώην Σοβιετικής Ένωσης και για τον οποίο οι βιβλιογραφικές αναφορές είναι ελάχιστες.

Η περιγραφή του τρόπου με τον οποίο διασπείρεται η ενέργεια των νετρονίων της σχάσης είναι δύσκολη σύμφωνα με τα όσα έχουν σημειωθεί, διότι η ανάλυση που παρουσιάστηκε έχει μόνο μία ενεργειακή ομάδα νετρονίων: τα θερμικά, ακόμα δηλαδή και τα ταχέα αγνοούνται. Στον προσομοιωτή του αντιδραστήρα WWER-1000 γίνεται για το σκοπό αυτό μία προσέγγιση η οποία έχει ως εξής:

Αν από κάθε σχάση παράγονται  $\nu$  νετρόνια τότε, η ισχύς που αποδίδεται χωρικά ανά σχάση στο ψυκτικό, θα είναι:

$$q_{cool,k} = 1.6 \cdot 10^{-13} \bar{\Sigma}_a^k \Phi_k \left( A_1 \frac{\epsilon_n}{\nu} + A_2 w_{abs} + A_3 \frac{\epsilon_n}{\nu} + A_4 w_{water} \right) + 1.6 \cdot 10^{-13} \frac{\epsilon_{\gamma 1} + \epsilon_{\gamma 2}}{\Delta t} \quad (5.57)$$

όπου

$A_1$  συντελεστής που περιγράφει το λόγο "ρυθμός θερμοποίησης ταχέων νετρονίων προς ρυθμός απορρόφησης ταχέων νετρονίων" στα υλικά εκτός του επιβραδυντή (*abs*)

$A_2$  συντελεστής που περιγράφει το λόγο "ρυθμός ενσωμάτωσης ταχέων νετρονίων προς ρυθμός απορρόφησης ταχέων νετρονίων" στα υλικά εκτός του επιβραδυντή (*abs*)

$A_3$  συντελεστής που περιγράφει το λόγο "ρυθμός θερμοποίησης ταχέων νετρονίων προς ρυθμός απορρόφησης ταχέων νετρονίων" στον επιβραδυντή (*water*)

$A_4$  συντελεστής που περιγράφει το λόγο "ρυθμός ενσωμάτωσης ταχέων νετρονίων προς ρυθμός απορρόφησης ταχέων νετρονίων" στον επιβραδυντή (*water*)

Οι συντελεστές  $A_1$ ,  $A_2$ ,  $A_3$  και  $A_4$  σύμφωνα με το IAEA (2005) μπορούν να δίνονται από τον σχετικό κώδικα GETERA, για τον οποίο δεν γίνονται ειδικότερες αναφορές ούτε δίνονται βιβλιογραφικά στοιχεία.

Οι ποσότητες  $w_{abs}$  και  $w_{water}$  μπορούν να προσδιορίζονται από κατάλληλες βιβλιοθήκες.

Στο επόμενο 6<sup>ο</sup> Κεφάλαιο θα παρουσιασθεί ένας προφανής προσεγγιστικός υπολογισμός για την ποσότητα που δίνεται από την εξίσωση (5.57) κατάλληλος για την προσομοίωση που εξετάζεται.

## 5.6 Παρατηρήσεις – σχόλια

Για τη διατύπωση του αριθμητικού μοντέλου ρευστομηχανικής και μεταφοράς θερμότητας και μάζας για έναν αντιδραστήρα πεπιεσμένου ύδατος, λήφθηκαν υπόψη ο χρόνος, οι εξισώσεις διατήρησης και οι θερμοφυσικές ιδιότητες του ψυκτικού μέσου,



όπως αυτές εξαρτώνται από την πίεση και την θερμοκρασία. Για το σκοπό αυτό δόθηκε προσοχή και στο πως εξαρτάται η θερμοκρασία στα διάφορα σημεία του πυρήνα από το συντελεστή συναγωγής για τη μετάδοση θερμότητας από το περίβλημα των ράβδων προς το ψυκτικό μέσο. Οι εξισώσεις του ρευστομηχανικού μοντέλου που παρουσιάστηκαν σε αυτό το Κεφάλαιο, βασίζονται φυσικά σε εκείνες που αναφέρουν τα κλασικά συγγράμματα Μηχανικής Ρευστών και Μεταφοράς Θερμότητας και Μάζας. Τέλος, για τον τρόπο που παράγεται η ενέργεια από τις σχάσεις και εισάγεται στο ρευστομηχανικό μοντέλο, δόθηκαν επίσης σχετικές απλές εξισώσεις. Στο επόμενο 5<sup>ο</sup> Κεφάλαιο θα αναπτυχθεί όσο το δυνατόν πιο πιστά ο τρόπος με τον οποίο εφαρμόζονται τα φυσικομαθηματικά μοντέλα του προσομοιωτή του αντιδραστήρα WWER-1000, όπως παρουσιάστηκαν σε αυτό αλλά και στα προηγούμενα Κεφάλαια, προκειμένου να περιγράψουν την λειτουργία του υπόψη αντιδραστήρα στην μόνιμη κατάσταση κανονικής λειτουργίας με πλήρη ισχύ, δηλαδή σε κατάσταση κρισιμότητας με πλήρη ισχύ και μάλιστα λίγο μετά την εκκίνησή του με νέο καύσιμο. Βέβαια, στην μόνιμη κατάσταση με αυτά τα χαρακτηριστικά δεν παίζει ρόλο το ρευστομηχανικό μοντέλο όπως αυτό εξαρτάται από το χρόνο και δεν εννοούνται διφασικές ροές με ιδιαίτερους συντελεστές συναγωγής, διότι πάντοτε θα πρέπει να τηρούνται οι θερμοϋδραυλικές οριακές συνθήκες περί *DNBR*.

## ΠΙΝΑΚΕΣ ΤΟΥ 5<sup>ου</sup> ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ

Συνιστώσες παραγωγής ενέργειας	Ενέργεια σε MeV
$\epsilon_{kin}$	166.2
$\epsilon_n$	4.8
$\epsilon_{\gamma 1}$	8
$\epsilon_{\gamma 2}$	5.29
$\epsilon_{\beta}$	5.53
$\epsilon_{\nu}$	0.6

**Πίνακας 5.1**

**Ενέργεια που παράγεται από τη σχάση κατά συνιστώσα παραγωγής**

Υλικό	$w$ σε MeV
Ουράνιο-235	6.54
Υδρογόνο	2.22
Οξυγόνο	3.38

**Πίνακας 5.2**

**Ενέργεια που αποβάλλεται κατά την ενσωμάτωση νετρονίων σε πυρήνες**

### Πίνακας 5.3

#### Υπόμνημα Συμβόλων – Μονάδων

(με σειρά εμφάνισης)

*Οι αποδιδόμενες μονάδες είναι οι συνήθως χρησιμοποιούμενες και δεν είναι πάντα μονάδες SI*

$DNBR$	Departure from Nucleate Boiling Ratio
$CHF$	κρίσιμη θερμική ροή, σε $W / m^2$
$q''$	θερμική ροή, σε $W / m^2$
$i_{FG}$	ειδική θερμότητα ατμοποίησης νερού στο εξεταζόμενο ύψος, σε $J / kg$
$\rho_F$	πυκνότητα του κορεσμένου νερού στο εξεταζόμενο ύψος, σε $kg / m^3$
$g$	επιτάχυνση της βαρύτητας, σε $m / s^2$
$D_T$	θερμαινόμενη διάμετρος, σε $m$
$a_F$	θερμοκρασιακή αγωγιμότητα διαχύσεως του κορεσμένου νερού ή αλλιώς θερμοκρασιακός συντελεστής αγωγιμότητας, σε $m^2 / s$
$Pr_L$	αριθμός Prandtl του υπόψυκτου νερού στο εξεταζόμενο ύψος
$Re$	αριθμός Reynolds
$k_F$	θερμική αγωγιμότητα του κορεσμένου νερού στο εξεταζόμενο ύψος, σε $W / (m K)$
$c_{P,F}$	ειδική θερμοχωρητικότητα υπό σταθερή πίεση του κορεσμένου νερού στο εξεταζόμενο ύψος, σε $J / (kg K)$
$v_L$	ταχύτητα του νερού από το διφασικό μίγμα, σε $m / s$
$\rho_L$	πυκνότητα του υπόψυκτου νερού στο εξεταζόμενο ύψος, σε $kg / m^3$ ,
$D_H$	βρεχόμενη διάμετρος, σε $m$
$\mu_L$	δυναμική συνεκτικότητα του υπόψυκτου νερού στο εξεταζόμενο ύψος, σε $kg / (m s)$

$G$	ροή μάζας, σε $kg / (m^2 s)$
$\sigma$	επιφανειακή τάση στο εξεταζόμενο ύψος, σε $kg / s^2$
$x(z)$	ξηρότητα του διφασικού μίγματος στο εξεταζόμενο ύψος του καναλιού ψύξης, σε $kg$ ατμού ανά συνολικά $kg$ ατμού και νερού
$L$	συνολικό ύψος του πυρήνα του αντιδραστήρα, σε $m$
$r$	ακτίνα του πυρήνα στην οποία εξετάζεται η $CHF$ , σε $m$
$z$	ύψος του πυρήνα στο οποίο εξετάζεται η $CHF$ , σε $m$
$q'(r, z)$	ισχύς ανά μονάδα μήκους, σε $W / m$
$q_{th}$	θερμική ισχύς του πυρηνικού αντιδραστήρα, σε $W$
$N$	πλήθος των καναλιών ψύξης
$k_v$	γεωμετρικός συντελεστής που εξαρτάται από τη θέση και τη γεωμετρία του πυρήνα
$J_0$	συνάρτηση Bessel 1 <sup>ου</sup> είδους μηδενικής τάξης
$i(z)$	ειδική ενθαλπία του διφασικού μίγματος στο ύψος $z$ , σε $J / kg$
$i_F$	ειδική ενθαλπία κορεσμού του νερού στο εξεταζόμενο ύψος, σε $J / kg$
$\rho_G$	πυκνότητα κορεσμένου ατμού στο εξεταζόμενο ύψος, σε $kg / m^3$
$\rho(z)$	πυκνότητα του διφασικού μίγματος σε $kg / m^3$
$\varphi(z)$	κλάσμα κενού, σε μονάδες όγκος ατμού προς συνολικός όγκος
$S$	συντελεστής ολίσθησης διαχωρισμένων φάσεων που κινούνται με διαφορετικές ταχύτητες
$P_C$	κρίσιμη πίεση του νερού, σε $MPa$
$i_{F,in}$	ενθαλπία κορεσμού του νερού στην είσοδο του καναλιού ψύξης, σε $J / kg$
$h_{TP}$	συντελεστής μετάδοσης θερμότητας κορεσμένου διφασικού μίγματος, σε $W / (m^2 K)$

$h_C$	συντελεστής μετάδοσης θερμότητας λόγω συναγωγής στο μονοφασικό ή διφασικό μίγμα, σε $W/(m^2 K)$
$h_{NB}$	συντελεστής μετάδοσης θερμότητας λόγω εστιακού βρασμού, σε $W/(m^2 K)$
$P$	πίεση, σε MPa
$T$	θερμοκρασία του υπόψυκτου νερού αρκετά μακριά από το οριακό στρώμα, σε $K$
$T_s$	θερμοκρασία κορεσμού του νερού στην εξεταζόμενη πίεση, σε $K$
$\lambda$	συντελεστής τριβής
$\Delta$	απόλυτη τραχύτητα
$\chi$	συντελεστής μορφής
$\varepsilon$	σχετικό βήμα μεταξύ των ράβδων σε μία δέσμη ράβδων
$\tau$	απώλειες τριβών
$L_{SP}$	ένα ειδικό μήκος, σε $m$
$A_k$	διατομή του κόμβου $k$ δια της οποίας ρέει το ψυκτικό, σε $m^2$
$\Delta z_k$	κατακόρυφο μήκος του στοιχειώδους όγκου, σε $m$
$LOS_k$	συντελεστής για τις υδραυλικές απώλειες στον στοιχειώδη όγκο $k$ , σε $Pa$
$\Delta P_{fr}$	απώλειες λόγω τριβής, σε $Pa$
$\Delta P_{loc}$	απώλειες λόγω τοπικών αντιστάσεων, σε $Pa$
$\Delta P_{acc}$	απώλειες λόγω επιτάχυνσης του ψυκτικού μέσου, σε $Pa$
$q_k$	ισχύς που μεταφέρεται στο νερό στον στοιχειώδη όγκο $k$ , σε $W$
$T_k$	θερμοκρασία του νερού στον στοιχειώδη όγκο $k$ , σε $K$
$k_{C,k}$	θερμική αγωγιμότητα του περιβλήματος στον στοιχειώδη όγκο $k$ , σε $W/K$
$q_{cool,k}$	θερμότητα που απελευθερώνεται στο ψυκτικό μέσο εμμέσως από τις σχάσεις, σε $W$

$q_{f,k}$	θερμότητα που προέρχεται απευθείας από τις σχάσεις στις δέσμες ράβδων πυρηνικού καυσίμου, σε $W$
$\Psi$	συντελεστής μη ομογενούς διφασικού μίγματος
$v_0$	ταχύτητα κυκλοφορίας του διφασικού μίγματος, σε $m / s$
$w_k$	παροχή μάζας του ψυκτικού στον στοιχειώδη όγκο $k$ , σε $kg / s$
$\xi_{loc}$	συντελεστής τοπικών αντιστάσεων
$\epsilon_{kin}$	κινητική ενέργεια των θραυσμάτων της σχάσης, σε $MeV$
$\epsilon_n$	κινητική ενέργεια των ταχέων νετρονίων των σχάσεων, σε $MeV$
$\epsilon_{\gamma 1}$	ενέργεια φωτονίων των σχάσεων, σε $MeV$
$\epsilon_{\gamma 2}$	ενέργεια φωτονίων από την αποδιέγερση των θραυσμάτων των σχάσεων, σε $MeV$
$\epsilon_{\beta}$	κινητική ενέργεια των σωματιδίων $-\beta$ από την αποδιέγερση των θραυσμάτων των σχάσεων, σε $MeV$
$w$	ενέργεια φωτονίων από την αποδιέγερση των πυρήνων που έχουν ενσωματώσει νετρόνια, σε $MeV$

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 6

### ΜΟΝΙΜΗ ΚΑΤΑΣΤΑΣΗ ΛΕΙΤΟΥΡΓΙΑΣ ΑΝΤΙΔΡΑΣΤΗΡΑ WWER-1000 ΜΕ ΒΑΣΗ ΤΟ ΦΥΣΙΚΟΜΑΘΗΜΑΤΙΚΟ ΜΟΝΤΕΛΟ ΤΟΥ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΤΗ

#### 6.1 Εισαγωγή

Στο Κεφάλαιο αυτό θα αναπτυχθεί όσο το δυνατόν πιο πιστά ο τρόπος με τον οποίο εφαρμόζονται τα φυσικομαθηματικά μοντέλα του προσομοιωτή του αντιδραστήρα WWER-1000, όπως παρουσιάστηκαν στα προηγούμενα Κεφάλαια, προκειμένου να περιγράψουν την λειτουργία του υπόψη αντιδραστήρα στην μόνιμη κατάσταση, δηλαδή σε κατάσταση κρισιμότητας και μάλιστα λίγο μετά την εκκίνησή του με νέο καύσιμο. Η μόνιμη κατάσταση με νέο καύσιμο επιλέγεται διότι αποτελεί την σχετικά ευκολότερη περίπτωση προσομοίωσης. Προκειμένου η προσομοίωση να είναι όσο το δυνατόν πλησιέστερα στην πραγματικότητα, επιλέγεται επίσης η εξεταζόμενη μόνιμη κατάσταση (κρισιμότητα) να είναι περί το 100% της ονομαστικής θερμικής ισχύος σε συνθήκες κανονικής λειτουργίας (~3000 MW). Επιλέγεται επίσης ότι ο αντιδραστήρας έχει αναπτύξει την οριακή συγκέντρωση  $^{135}\text{Xe}$ , όπως προσδιορίστηκε στο 3<sup>ο</sup> Κεφάλαιο, δηλαδή έχει λειτουργήσει τουλάχιστον δύο ημέρες. Θεωρείται επιπλέον ότι σε αυτή την αρχική μόνιμη κατάσταση ο αντιδραστήρας δεν περιέχει  $^{239}\text{Pu}$ , ώστε να αγνοούνται επιδράσεις και από άλλους σχάσιμους πυρήνες. Όπως προκύπτει και από τα προηγούμενα Κεφάλαια, για το πλαίσιο λειτουργίας της προσομοίωσης, ο αντιδραστήρας WWER-1000 θεωρείται προφανώς κυλινδρικής γεωμετρίας, ομογενής, χωρίς ανακλαστή, και ότι λειτουργεί αποκλειστικά με θερμικά νετρόνια. Επίσης, ο αντιδραστήρας περιβάλλεται από το κενό, που είναι η κυριότερη προϋπόθεση για την κατάστροψη των οριακών συνθηκών της νετρονικής οικονομίας. Τέλος, δεν λαμβάνεται υπόψη το ψυκτικό κενό τύπου αξονικής οπής, που υπάρχει στο εσωτερικό των ράβδων για να παραλαμβάνει τις διαστολές και τις εκκρίσεις του πυρηνικού καυσίμου στις υψηλές θερμοκρασίες. Για όλους τους ακριβείς υπολογισμούς που αφορούν στις μακροσκοπικές ενεργές διατομές απορρόφησης και σχάσης η θερμοκρασία του αντιδραστήρα μπορεί να λαμβάνεται ~300<sup>ο</sup> C (σύμφωνα με τον Ivanov, 2002). Για τις συνθήκες αυτές πρέπει να προσομοιωθούν δύο συμπεριφορές: η νετρονική και η ενεργειακή. Για την προσομοίωση της νετρονικής συμπεριφοράς χρησιμοποιούνται

εξισώσεις, στοιχεία και δεδομένα που παρουσιάστηκαν στο 2<sup>ο</sup> και το 3<sup>ο</sup> Κεφάλαιο για την επίλυση των διαφορικών εξισώσεων διατήρησης νετρονίων με κατάλληλες οριακές συνθήκες ροής νετρονίων. Για την προσομοίωση της ενεργειακής συμπεριφοράς χρησιμοποιούνται εξισώσεις, στοιχεία και δεδομένα που παρουσιάστηκαν στο 4<sup>ο</sup> και 5<sup>ο</sup> Κεφάλαιο για τον προσδιορισμό της θερμοκρασίας και της πίεσης σε διάφορα σημεία του αντιδραστήρα, ώστε να ικανοποιούνται άλλες οριακές συνθήκες, διατήρησης μάζας, ενέργειας και ορμής, ανάλογα και με τις τιμές πίεσης και θερμοκρασίας εισόδου και εξόδου του ψυκτικού μέσου ελαφρού ύδατος στον αντιδραστήρα. Εννοείται φυσικά ότι, επειδή εξετάζεται μία μόνιμη κατάσταση κανονικής λειτουργίας του αντιδραστήρα, δεν θα υπάρχουν φαινόμενα διφασικής ροής ή γενικά ρευστομηχανικά φαινόμενα που να εξαρτώνται σημαντικά από τον χρόνο. Επομένως σχέσεις που έχουν παρουσιαστεί αλλά αφορούν ειδικά διφασική ροή και ρευστομηχανικό μοντέλο που εξαρτάται από το χρόνο δεν θα χρησιμοποιηθούν, διότι στην κανονική λειτουργία και αν η νετρονική και η ενεργειακή ανάλυση είναι ορθές –όπως υποτίθεται ότι είναι, διφασική ροή δεν θα αναπτυχθεί και η ροή των νετρονίων και του ψυκτικού δεν θα μεταβάλλουν σημαντικά τα χαρακτηριστικά τους με το χρόνο. Με βάση το πλαίσιο αυτό θα αναλυθεί πως ο προσομοιωτής μπορεί τελικά να πληροφορήσει για το αναπτυσσόμενο πεδίο θερμοκρασιών στο πυρηνικό καύσιμο, το περίβλημα της ράβδου του πυρηνικού καυσίμου και το ψυκτικό μέσο καθώς και με ποιο χωρικό και χρονικό βήμα μπορεί να γίνει αυτό. Ο σκοπός φυσικά είναι η παρατήρηση κυρίως του αναπτυσσόμενου πεδίου θερμοκρασιών σε όλα τα κύρια υλικά του πυρήνα, ως τον σημαντικότερο παράγοντα που καθορίζει την αντοχή του πυρήνα.

## **6.2 Χωρικό και χρονικό βήμα προσομοίωσης**

### **6.2.1 Χωρικό βήμα**

Είναι δεδομένο ότι στα πλαίσια αυτού του προσομοιωτή ο αντιδραστήρας WWER-1000 ελέγχεται μέσω των ράβδων ελέγχου με (κατακόρυφο) χωρικό βήμα ίσο με το ύψος ενός κόμβου, δηλαδή με χωρικό βήμα 35.5 cm. Σύμφωνα με τα αναφερόμενα στο IAEA (2005) οι ράβδοι ελέγχου του WWER-1000 πρέπει να διαθέτουν κατάλληλα απορροφητικά υλικά ώστε η μείωση αντιδραστικότητας που προκαλούν ανά εκατοστό μήκους να είναι:

$$\Delta\rho \text{ cm}^{-1} > 0.035\beta\text{cm}^{-1} \quad (6.1)$$



όπου  $\beta = 0.0065$  (βλ. Κεφάλαιο 2).

Αυτό προκύπτει και επαληθεύεται μόνο από τη σύνθεση του αντιδραστήρα, τα στοιχεία της οποίας δεν δίνονται επαρκώς στο IAEA (2005). Επομένως για τον έλεγχο των ιδιοτήτων του κατά ύψος χωρικού βήματος του προσομοιωτή απαιτείται η διερεύνηση της σύνθεσης του αντιδραστήρα με βάση όσα στοιχεία είναι γνωστά από την βιβλιογραφία.

### 6.2.2 Σύνθεση ομογενούς αντιδραστήρα WWER-1000 χωρίς ράβδους ελέγχου

Για τη διαπραγμάτευση που θα ακολουθήσει θα απαιτηθούν τιμές μέσων μικροσκοπικών ενεργών διατομών απορρόφησης θερμικών νετρονίων σε πυρήνες U-235, U-238, H-1, O-16, B-10, Zr και Nb. Χρησιμοποιείται για το σκοπό αυτό ως πρόχειρη πηγή η ιστοσελίδα της Japan Atomic Energy Agency (JAEA) για θερμικά νετρόνια κατανομής Maxwell, θερμοκρασίας Εργαστηρίου, θα είναι:

$$\bar{\sigma}_{\alpha 5} = 669.23 \text{ barn} ,$$

$$\bar{\sigma}_{\alpha 8} = 2.724 \text{ barn} ,$$

$$\bar{\sigma}_{\alpha H} = 0.332 \text{ barn} , \text{ και}$$

$$\bar{\sigma}_{\alpha O} = 0.000 \text{ barn} \text{ (εννοείται O-16), και}$$

$$\bar{\sigma}_{\alpha B} = 3840 \text{ barn}$$

$$\bar{\sigma}_{\alpha Nb} = 1.018 \text{ barn}$$

Για το Zr πρέπει να ληφθούν υπόψη και οι αντίστοιχες ισοτοπικές συνθέσεις τουλάχιστον για τα κυριότερα ισότοπα. Είναι:

$$\text{Zr-90, } 51.45\% \text{ με διατομή } 10.66 \text{ mb},$$

$$\text{Zr-91, } 11.22\% \text{ με διατομή } 1.262 \text{ b},$$

$$\text{Zr-92, } 17.15\% \text{ με διατομή } 229.4 \text{ mb}, \text{ και}$$

$$\text{Zr-94, } 17.38\% \text{ με διατομή } 50.72 \text{ mb}$$

Οπότε για θερμικά νετρόνια, ομοίως όπως πιο πάνω

$$\bar{\sigma}_{\alpha Zr} = 0.195 \text{ barn}$$

Στη συνέχεια παρόλη την έλλειψη πληροφοριών στο ΙΑΕΑ (2005) και γενικότερα, μπορούν να γίνουν διάφορες εύλογες υποθέσεις για τη σύνθεση του WWER-1000 χωρίς ράβδους ελέγχου ως εξής:

(α) περιεχόμενο νερό

- Το ύψος του πυρήνα θεωρείται δεδομένο και ίσο με  $H=3.55\text{ m}$ .
- Το πλήθος των ράβδων πυρηνικού καυσίμου μέσα στον αντιδραστήρα υπολογίζεται ως γινόμενο των 163 δεσμών επί 312 ράβδους ανά δέσμη, δηλαδή σε περίπου 51000, υπολογισμός που είναι σύμφωνος με το NEA (2001) (βλ. και αντίστοιχο υπολογισμό που έγινε στο προηγούμενο 5<sup>ο</sup> Κεφάλαιο).
- Ο όγκος κάθε ράβδου υπολογίζεται ως  $\pi R^2 H$  με  $R=0.00455\text{ m}$  και  $H=3.55\text{ m}$ . Επομένως ο όγκος κάθε ράβδου είναι  $\sim 0.00023\text{ m}^3$ . Έτσι ο όγκος που καταλαμβάνουν οι ράβδοι είναι περίπου  $11.77\text{ m}^3$ .
- Η διατομή του τυπικού καναλιού ψύξης είναι τριγωνική με πλευρά ισοπλευρού τριγώνου  $12.75\text{ mm}$  (δηλ. βήμα ή step ή pitch, βλ. και Tikhonov, 2011). Δεδομένης της εξωτερικής ακτίνας  $0.00455\text{ m}$  των τριών ράβδων πυρηνικού καυσίμου στις κορυφές του τριγώνου υπολογίζεται ότι η τυπική διατομή του τριγωνικού καναλιού ψύξης είναι  $0.000038\text{ m}^2$ . Επίσης υπολογίζεται ότι η βρεχόμενη / θερμαινόμενη περίμετρος του καναλιού ψύξης είναι  $0.0142\text{ m}$  και ότι η υδραυλική διάμετρος είναι ίση με  $0.0106\text{ m}$ , όπως προκύπτει από την σχέση (4.49) (βλ. και Σιμόπουλος 1983). Εύκολοι γεωμετρικοί συλλογισμοί δείχνουν ότι κάθε δέσμη ράβδων έχει 561 κανάλια ψύξης. Οι συνολικά 163 δέσμες ράβδων έχουν επομένως 91443 κανάλια ψύξης, αν αγνοηθούν τα ελάχιστα κανάλια στα οποία τοποθετούνται και ράβδοι ελέγχου. Αυτό σημαίνει ότι το ψυκτικό νερό που διατρέχει τα κανάλια ψύξης "βλέπει" μια διατομή  $3.47\text{ m}^2$ . Ο Tikhonov (2011) αναφέρει ότι η συνολική διατομή του πυρήνα που διασχίζει το ψυκτικό νερό είναι  $4.17\text{ m}^2$ . Αυτό σημαίνει δύο πράγματα: (α) ότι ο όγκος του περιεχόμενου νερού στον πυρήνα είναι  $14.8\text{ m}^3$  ( $= 4.17\text{ m}^2 \times 3.55\text{ m}$ ) πράγμα που συμφωνεί με τα αναφερόμενα στο NEA (2001) και ότι (β) μόλις ένα κλάσμα του νερού αυτού ίσο με  $3.47/4.17 = 0.83$  θερμαίνεται, το υπόλοιπο 17% διασχίζει τον αντιδραστήρα με τη θερμοκρασία εισόδου των  $290^\circ\text{ C}$  (για τη θερμοκρασία εισόδου βλ. π.χ. NEA, 2001 και αλλού). Τέλος προκύπτει ότι ο συνολικός όγκος του πυρήνα είναι  $26.57\text{ m}^3$ .

- Από την σχέση Avogadro, με την υπόθεση του ομογενούς αντιδραστήρα, για όγκο αναφοράς τα  $26.57 \text{ m}^3$  και για μοριακό βάρος νερού ίσο με 18, και για πυκνότητα νερού  $0.71 \text{ g cm}^{-3}$  (Πετρόπουλος 2003, για πίεση 157 bar και θερμοκρασία  $308^\circ \text{ C}$ ) υπολογίζονται οι πυκνότητες πυρήνων H και O περίπου ίσες με:

$$N_H = 26.462 \times 10^{21} \text{ πυρήνες cm}^{-3} \text{ και}$$

$$N_O = 13.231 \times 10^{21} \text{ πυρήνες cm}^{-3}$$

(β) περιεχόμενο Zircaloy

- Για τους σκοπούς της εδώ Διπλωματικής Εργασίας και με δεδομένο ότι δεν διατίθενται σαφείς πληροφορίες για τα κράματα που αποτελούν τις ράβδους του πυρηνικού καυσίμου στον αντιδραστήρα τύπου WWER-1000, μπορεί να υποτεθεί ότι τα κράματα αυτά είναι τύπου Zircaloy, κράματα δηλαδή από Zr (Ζιρκόνιο) και μικρό ποσοστό Nb (Νιόβιο, 1.0%, βλ. και στο NEA, 2001). Η μάζα του περιεχόμενου Zircaloy υπολογίζεται ως γινόμενο του πλήθους των ράβδων καυσίμου επί την μάζα κάθε μίας. Η μάζα κάθε ράβδου προκύπτει από την εξωτερική διάμετρό της (=  $9.1 \text{ mm}$ ), την εσωτερική διάμετρό της (=  $9.1 - 2 \times 0.69 \text{ mm} = 7.72 \text{ mm}$ , όπου  $0.69 \text{ mm}$  το πάχος του τοιχώματος μίας ράβδου), το ύψος της (=  $3550 \text{ mm}$ ) και την πυκνότητά της. Η πυκνότητα του υλικού της ράβδου προκύπτει ως:

$$0.99 \times 6.52 + 0.01 \times 8.57 \text{ g cm}^{-3} = 6.54 \text{ g cm}^{-3}$$

όπου  $6.52 \text{ g cm}^{-3}$  η πυκνότητα του Zr και  $8.57 \text{ g cm}^{-3}$  η πυκνότητα του Nb.

Επομένως η μάζα μίας ράβδου υπολογίζεται σε  $423.8 \text{ g}$ . Για 51000 ράβδους η συνολική μάζα είναι  $\sim 21600 \text{ kg}$ . Κατά συνέπεια στον ομογενή αντιδραστήρα οι πυκνότητες πυρήνων Zr και Sn που οφείλονται στο Zircaloy υπολογίζονται από την σχέση Avogadro, με την υπόθεση του ομογενούς αντιδραστήρα για όγκο αναφοράς τα  $26.57 \text{ m}^3$  και για μοριακό βάρος του κράματος περίπου ίσο με εκείνο του Zr δηλ. 91, κατά προσέγγιση ίσες με:

$$N_{Zr} = 5.380 \times 10^{21} \text{ πυρήνες cm}^{-3} \text{ και}$$

$$N_{Nb} = 0.054 \times 10^{21} \text{ πυρήνες cm}^{-3}$$

Οι υπολογισμοί αυτοί είναι απόλυτα συμβατοί με τα δεδομένα που δίνονται στο NEA (2000), όπου αναφέρεται ότι οι ράβδοι παρουσιάζουν μάζα, μαζί με τους

στροβιλιστές της ροής ίση με 22700 kg. Εδώ γίνεται δεκτή η μάζα που υπολογίσθηκε πιο πάνω ίση με ~21600 kg.

(γ) περιεχόμενο βορικό οξύ

- Η αναγκαία ποσότητα βορικού οξέως ( $H_3BO_3$ ) στο περιεχόμενο νερό του πυρήνα (10508 kg, για πυκνότητα  $710 \text{ kg m}^{-3}$ ) προσδιορίζεται σχετικά αυστηρά στο ΙΑΕΑ (2005) ως  $16 \text{ g kg}^{-1}$  για συγκεκριμένες συνθήκες. Αυτή η συγκέντρωση βορικού οξέως εξασφαλίζει ότι ο πυρήνας του αντιδραστήρα ΧΩΡΙΣ ΡΑΒΔΟΥΣ ΕΛΕΓΧΟΥ ΒΥΘΙΣΜΕΝΕΣ σε κατάσταση COLD SHUTDOWN θα είναι υποκρίσιμος. Η συγκέντρωση του βορικού οξέως είναι δυνατόν να μεταβάλλεται στον πυρήνα είτε προς τα πάνω είτε προς τα κάτω όταν χρησιμοποιούνται οι ράβδοι ελέγχου κατά την κανονική λειτουργία του αντιδραστήρα. Επομένως η συνολική διαθέσιμη προς χρήση μάζα του βορικού οξέως είναι ~168.2 kg. Κατά συνέπεια στον ομογενή αντιδραστήρα οι πυκνότητες πυρήνων B-10, H-2 και O-16 που οφείλονται στο βορικό οξύ υπολογίζονται από την σχέση Avogadro, με την υπόθεση του ομογενούς αντιδραστήρα για όγκο αναφοράς τα  $26.57 \text{ m}^3$  και για μοριακό βάρος βορικού οξέως ίσο με 62, περίπου ίσες με:

$$N_B = 0.061 \times 10^{21} \text{ πυρήνες cm}^{-3},$$

$$N_H = 0.184 \times 10^{21} \text{ πυρήνες cm}^{-3}, \text{ και}$$

$$N_O = 0.184 \times 10^{21} \text{ πυρήνες cm}^{-3}$$

Παρόλα αυτά οι πυρήνες που συμμετέχουν στη σύνθεση του αντιδραστήρα και οφείλονται στο βορικό οξύ μπορούν να θεωρούνται καθαρά ως μέτρο ασφαλείας και ότι δεν συμμετέχουν στην κανονική λειτουργία του αντιδραστήρα.

(δ) περιεχόμενο ουράνιο

- Το πλήθος των ράβδων πυρηνικού καυσίμου μέσα στον αντιδραστήρα έχει υπολογισθεί ήδη σε περίπου 51000.
- Η χωρητικότητα κάθε ράβδου υπολογίζεται ως  $\pi R^2 H$  με  $R = 0.00376 \text{ m}$  τη διάμετρο του δισκίου καυσίμου (βλ. ΙΑΕΑ, 2005) και  $H = 3.55 \text{ m}$ . Επομένως η χωρητικότητα κάθε ράβδου είναι  $\sim 0.00016 \text{ m}^3$ . Από τον όγκο αυτό πρέπει να αφαιρεθεί ο όγκος μικρής οπής (για ψυκτικό κενό) σε κάθε δισκίο ακτίνας  $2.3 \text{ mm}$ , δηλαδή όγκος

$\sim 0.000015 \text{ m}^3$ . Έτσι ο όγκος που καταλαμβάνει το πυρηνικό καύσιμο σε μορφή  $\text{UO}_2$  είναι περίπου  $7.39 \text{ m}^3$ .

- Η αντίστοιχη μάζα είναι  $78387 \text{ kg}$  για πυκνότητα  $\text{UO}_2$  (χωρίς διόρθωση θερμοκρασίας) ίση με  $10.6 \text{ g cm}^{-3}$  (από NEA, 2002). Ο υπολογισμός αυτός είναι συμβατός με τα αναφερόμενα στο NEA (2001) στο οποίο το  $\text{UO}_2$  υπολογίζεται σε  $80100 \text{ kg}$ . Για την εδώ διαπραγμάτευση γίνεται δεκτή η ποσότητα  $78387 \text{ kg}$ . Η προς τα κάτω διαφορά  $\sim 2\%$  θεωρείται αμελητέα για τις συνθήκες της προσομοίωσης που εξετάζεται.
- Από την σχέση Avogadro, με την υπόθεση του ομογενούς αντιδραστήρα για όγκο αναφοράς τα  $26.57 \text{ m}^3$  και για μοριακό βάρος  $\text{UO}_2$  ίσο με  $270$ , υπολογίζονται οι πυκνότητες πυρήνων U και O περίπου ίσες με:

$$N_U = 6.580 \times 10^{21} \text{ πυρήνες cm}^{-3}$$

$$N_O = 13.16 \times 10^{21} \text{ πυρήνες cm}^{-3}$$

Συνοψίζοντας ο ομογενής αντιδραστήρας WWER-1000 με πλήρως βυθισμένες ράβδους ελέγχου και χωρίς βορικό οξύ, όπως εξηγήθηκε πιο πάνω έχει την ακόλουθη σύνθεση:

$$N_U = 6.580 \times 10^{21} \text{ πυρήνες cm}^{-3},$$

$$N_H = 26.462 \times 10^{21} \text{ πυρήνες cm}^{-3},$$

$$N_O = 26.391 \times 10^{21} \text{ πυρήνες cm}^{-3},$$

$$N_{Zr} = 5.380 \times 10^{21} \text{ πυρήνες cm}^{-3},$$

$$N_{Nb} = 0.054 \times 10^{21} \text{ πυρήνες cm}^{-3},$$

$\text{πυρήνες cm}^{-3}$  δηλητηρίου  $\text{Xe-135}$  και

$\text{πυρήνες cm}^{-3}$  των ράβδων ελέγχου

Ο εμπλουτισμός του πυρηνικού καυσίμου σε U-235 είναι δυνατόν να ποικίλει από συγκρότηση σε συγκρότηση πυρήνα αντιδραστήρα τύπου WWER-1000. Για παράδειγμα στο IAEA (2005) αναφέρονται εμπλουτισμοί από  $3.0$  μέχρι  $4.4\%$ , ενώ στον Kheradmand Saadi (2010), αναφέρονται εμπλουτισμοί από  $1.6$  έως  $3.62\%$ . Για την προσομοίωση που εξετάζεται εδώ ο μέσος δυνατός εμπλουτισμός μπορεί να υποτεθεί μέσα από ενδεικτικές βιβλιογραφικές αναφορές για τους λειτουργούντες (2013) αντιδραστήρες τύπου

WWER-1000 σε 3.3% (π.χ. Temelin, Τσεχία ή Bushehr, Ιράν). Αυτό σημαίνει ότι για τη σύνθεση του αντιδραστήρα που εξετάζεται, η πυκνότητα πυρήνων του U-235 είναι:

$$N_5 = 2.171 \times 10^{20} \text{ πυρήνες } \text{cm}^{-3}$$

Σημειώνεται ότι ο πραγματικός αντιδραστήρας WWER-1000, έχει διαφορετικές πυκνότητες πυρήνων U-235 κατά ομάδες ράβδων πυρηνικού καυσίμου ώστε να προκύπτει ένας πυρήνας με σχεδόν ομοιόμορφη ροή νετρονίων της τάξης του  $10^{12}$  νετρόνια/(s cm<sup>2</sup>), πράγμα που συμφωνεί και με τα αναφερόμενα στο IAEA (2005), δηλ. με Ο πραγματικός πυρήνας της ομοιόμορφης ροής νετρονίων παρουσιάζει λιγότερο εμπλουτισμό σε U-235 πλησιέστερα στο κέντρο και περισσότερο πλησιέστερα στην περιφέρεια.

(ε) περιεχόμενο δηλητήριο Xe-135

Σύμφωνα με τα προηγούμενα η μέση ροή νετρονίων στον εξεταζόμενο αντιδραστήρα μπορεί να υπολογίζεται από τη γνωστή σχέση:

$$P = \bar{\sigma}_{f5} N_5 \bar{\Phi}_T E_{\sigma\chi} V \quad (6.2)$$

η οποία

για όγκο πυρήνα  $V = 26.57 \text{ m}^3$  και

για  $E_{\sigma\chi} = 200 \text{ MeV}$  (1 MeV είναι ίσο με  $1.6 \times 10^{-19} \text{ MJ}$ ) και

για ισχύ  $P = 3000 \text{ MW}$ , εκτιμά ότι:

$$\bar{\Phi}_T = 2.84 \cdot 10^{13} \text{ νετρόνια}/(\text{s cm}^2)$$

Δεδομένου ότι ο εξεταζόμενος αντιδραστήρας είναι κυλινδρικός, ισχύει:

$$\frac{\Phi_{T\max}}{\bar{\Phi}_T} = 3.64 \quad (6.3)$$

Επομένως

$$\Phi_{T\max} = 10.33 \cdot 10^{13} \text{ νετρόνια}/(\text{s cm}^2)$$

Οι τιμές της μέσης και της μέγιστης ροής νετρονίων όπως εκτιμώνται βρίσκονται στην αναμενόμενη τάξη μεγέθους για τέτοιο κυλινδρικό αντιδραστήρα.

Σύμφωνα με τη σχέση (3.11) που παρουσιάστηκε στο 3<sup>ο</sup> Κεφάλαιο, η συγκέντρωση ισορροπίας του Xe-135 θα είναι:

$$N(Xe)_{eq} = \frac{0.064 \bar{\sigma}_{f5} N_5 \bar{\Phi}_T}{\lambda(Xe) + \bar{\sigma}_c(Xe) \bar{\Phi}_T} \quad (6.4)$$

όπου

$\lambda(Xe)$  η σταθερή διασπάσεως του  $^{135}Xe$  ίση με  $\sim 0.075 h^{-1}$  ή  $0.000021 s^{-1}$

η ποσότητα  $\bar{\sigma}_{f5}$ , δίνεται από την ιστοσελίδα της Japan Atomic Energy Agency (JAEA)

για θερμικά νετρόνια κατανομής Maxwell, θερμοκρασίας Εργαστηρίου, ίση με  $571.4 b$

και

$$\bar{\sigma}_c(Xe) = 3.219 \times 10^{-18} cm^2$$

Μετά από υπολογισμούς:

$$N(Xe)_{eq} = 2.006 \times 10^{15} \text{ πυρήνες } cm^{-3}$$

Επομένως η συνεισφορά απορροφήσεων των πλήρως βυθισμένων ράβδων ελέγχου μπορεί να υπολογισθεί με βάση τον κανόνα ότι χωρίς βορικό οξύ πρέπει να κρατούν τον αντιδραστήρα μόλις υποκρίσιμο (έστω κατά  $-0.005\%$ ). Προφανώς οι αυξημένοι συντελεστές ασφαλείας που απαιτούνται για τη διατήρηση του αντιδραστήρα ως υποκρίσιμο όταν δεν λειτουργεί μπορούν να διασφαλίζονται και από τη βύθιση των ράβδων ασφαλείας αλλά και από την προσθήκη του βορικού οξέως. Ο κανόνας αυτός διατυπώνεται ως:

$$k_e \leq 0.999 \quad (6.5)$$

Η ποσότητα  $p$  για ομογενή αντιδραστήρα όπως ο WWER-1000 με επιβραδυντή φυσικό νερό μπορεί να εκτιμάται εύλογα ως:

$$p \approx 0.97 \quad (6.6)$$

Η ποσότητα  $\varepsilon$  για τον ίδιο αντιδραστήρα εκτιμάται (Αγγελόπουλος, 1983) από:

$$\varepsilon = \frac{1 + 0.69(N_8 / N_{H_2O})}{1 + 0.563(N_8 / N_{H_2O})} \quad (6.7)$$

ή έστω κατά προσέγγιση από:

$$\varepsilon = \frac{1 + 0.69(N_U / N_{H_2O})}{1 + 0.563(N_U / N_{H_2O})} \quad (6.8)$$

Με αντικατάσταση:

$$\varepsilon = 1.11 \quad (6.9)$$

Επομένως:

$$k_{\infty} = \frac{\nu_5 N_5 \bar{\sigma}_{f5}}{\bar{\Sigma}_a} 1.077 \quad (6.10)$$

Η ποσότητα  $\nu_5$  δίνεται και στον Αγγελόπουλο (1983) ως 2.44.

Αν ο πυρήνας του αντιδραστήρα που προσομοιώνεται εξετάζεται αρκετά μακριά από το εξωτερικό σύνορο, τότε σε κάθε τέτοια θέση του δεν θα διαπιστώνονται διαφυγές νετρονίων με αποτέλεσμα ο συντελεστής πολλαπλασιασμού νετρονίων  $ke$  σε κάθε τέτοια θέση να είναι περίπου ίσος με την τιμή του  $k_{\infty}$ . Κατ' ακολουθία η (6.10) πρέπει να υπακούει στον κανόνα (6.5), πράγμα που σημαίνει ότι:

$$\frac{\nu_5 N_5 \bar{\sigma}_{f5}}{\bar{\Sigma}_a} 1.077 < 0.999 \quad (6.11)$$

ή

$$\frac{\nu_5 N_5 \bar{\sigma}_{f5}}{\bar{\Sigma}_a} < 0.928 \quad (6.12)$$

ή

$$\frac{\nu_5 N_5 \bar{\sigma}_{f5}}{N_5 \bar{\sigma}_{a5} + N_8 \bar{\sigma}_{a8} + N_H \bar{\sigma}_{aH} + N_{Zr} \bar{\sigma}_{aZr} + N_{Sn} \bar{\sigma}_{aSn} + N(Xe)_{eq} \bar{\sigma}_c(Xe) + \bar{\Sigma}_{aP.E.}} < 0.928 \quad (6.13)$$

Με δοκιμές και λαμβάνοντας υπόψη ότι  $N_U = 5.565 \times 10^{21}$  πυρήνες  $cm^{-3}$  αυτή η σχέση ικανοποιείται όταν η μέση μακροσκοπική ενεργή διατομή απορρόφησης θερμικών νετρονίων που προσφέρουν οι ράβδοι ελέγχου πάρει την τιμή

$$\bar{\Sigma}_{aP.E.} \approx 0.148 \text{ cm}^{-1}$$

για εμπλουτισμό του Ουρανίου σε U-235 3.3%.

### 6.2.3 Σύνθεση εικονικής ράβδου ελέγχου

Η σύνθεση των ράβδων ελέγχου δεν μπορεί να προσδιορισθεί ακριβώς χωρίς δεδομένα, διότι αυτές εξαρτώνται από την συνολική συγκρότηση του αντιδραστήρα και μπορούν να αποτελούνται από διάφορους απορροφητές νετρονίων, με μικρή η μεγάλη



μικροσκοπική ενεργή διατομή, σταθερής σύνθεσης ή "καιόμενους". Επισημαίνεται ότι σύμφωνα με το IAEA (2005) οι ράβδοι ελέγχου χωρίζονται σε δέκα ομάδες από τις οποίες για τον έλεγχο και τη ρύθμιση του αντιδραστήρα χρησιμοποιείται σε συνθήκες κανονικής λειτουργίας στην ονομαστική ισχύ μόνο η ομάδα "10" (σε έξι δέσμες ράβδων). Οι άλλες ομάδες βρίσκονται υπό κανονικές συνθήκες στην ονομαστική ισχύ εκτός πυρήνα. Αν υπάρχει ανάγκη ο αντιδραστήρας να λειτουργήσει σε ισχύ κάτω από την ονομαστική τότε εισάγεται στον αντιδραστήρα κατάλληλα και η ομάδα ράβδων ελέγχου "5" (σε επτά δέσμες ράβδων)<sup>1</sup>. Λόγω της άγνοιας της σύνθεσης η κατώτερη αξία μείωσης αντιδραστικότητας των ράβδων ελέγχου της ομάδας "10" μπορεί να προσδιορίζεται όπως δείχθηκε προηγούμενα σε εικονικές ράβδους ελέγχου ονομαστικής απορρόφησης  $0.148 \text{ cm}^{-1}$  σε μονάδες μακροσκοπικής διατομής.

Ο αντιδραστήρας γίνεται κρίσιμος όταν αυτές οι ράβδοι αποσυρθούν από τον πυρήνα κατά επιτρεπτό αριθμό βημάτων, δηλαδή όταν ισχύει:

$$\frac{1.077 \cdot v_5 N_5 \bar{\sigma}_{f5}}{N_5 \bar{\sigma}_{a5} + N_8 \bar{\sigma}_{a8} + N_H \bar{\sigma}_{aH} + N_{Zr} \bar{\sigma}_{aZr} + N_{Sn} \bar{\sigma}_{aSn} + N(Xe)_{eq} \bar{\sigma}_c(Xe) + x \cdot \bar{\Sigma}_{aP.E.}} \geq 1.0 \quad (6.14)$$

όπου

$x$  το επίπεδο βύθισης των ράβδων ελέγχου το οποίο είναι διακριτό με βήμα  $0.1$  και με τιμές "1" για πλήρως βυθισμένες ράβδους,  $0.9$  για ράβδους ανυψωμένες κατά ένα κόμβο,  $0.8$  για ανύψωση δύο κόμβων κ.ο.κ.

Η (6.14) ικανοποιείται για  $x = 0.8$  ή μικρότερο, και με αυτή την μετακίνηση ο αντιδραστήρας μεταπίπτει από υποκρίσιμο που ικανοποιεί την σχέση (6.5) σε ελαφρά υπερκρίσιμο με  $k_{x=0.8} = ke \approx 1.097$ . Η ακριβής κρισιμότητα σε αυτή την περίπτωση εξασφαλίζεται με την προσθήκη βορικού οξέως, η αναγκαία συγκέντρωση του οποίου με βάση επαναληπτική διαδικασία<sup>2</sup> είναι τετριμμένη και δεν χρειάζεται να γίνει εδώ. Η τιμή  $x = 0.8$  συμφωνεί και με το IAEA (2005).

Με τους παραπάνω συλλογισμούς ο αντιδραστήρας με τη σύνθεση που δόθηκε και τις ράβδους ελέγχου της ομάδας "10" και μόνο μεταπίπτει από υποκρίσιμος σε

<sup>1</sup> Οι τομές του πυρήνα που παρουσιάζονται στο IAEA (2005) σχετικά με τις δέσμες ράβδων που περιέχουν ράβδους ελέγχου φαίνεται ότι δεν αντιστοιχούν ακριβώς στον πυρήνα του αντιδραστήρα WWER-1000. Εικάζεται ότι είναι τομές που αφορούν στον αντιδραστήρα WWER-440.

<sup>2</sup> Η επαναληπτική διαδικασία είναι αναγκαία, διότι το Βορικό οξύ περιέχει και Υδρογόνο.

υπερκρίσιμος με την μερική απόσυρση των ράβδων ελέγχου κατά δύο κόμβους, πράγμα που είναι και το επιθυμητό. Επιπλέον με βάση αυτή την, φυσικά, εικονική σύνθεση των ράβδων ελέγχου σε κάθε απόσυρση κατά το βήμα ενός κόμβου μετά το  $x = 0.8$  (δηλ. όταν  $x = 0.7$  ή  $x = 0.6$  κλπ) προστίθεται αντιδραστικότητα της τάξης του 15%. Το πλεόνασμα αυτό είναι υπερβολικό και οδηγεί προφανώς σε μη ελέγξιμο αντιδραστήρα κατά τα αναφερόμενα στο 2<sup>ο</sup> Κεφάλαιο. Επομένως για την αποκατάσταση της κρισιμότητας πρέπει οπωσδήποτε κατά την απόσυρση των ράβδων ελέγχου κατά το ύψος ενός κόμβου να προστίθεται και κατάλληλη ποσότητα βορικού οξέως.

Η εισαγόμενη αντιδραστικότητα κατά την απόσυρση των ράβδων πρέπει να υπακούει στον κανόνα (6.1). Ο κανόνας αυτός ικανοποιείται στην περίπτωση αυτή όταν:

$$\Delta\rho \geq x \cdot 35.5 \cdot 2.275 \cdot 10^{-4} \quad (6.15)$$

όπου

"35.5" το μήκος που αντιστοιχεί σε ένα βήμα μετακίνησης των ράβδων ελέγχου σε εκατοστά, και το οποίο βήμα είναι –ως γνωστό– ίσο με το 1/10 του ύψους του πυρήνα

Η  $\Delta\rho$  που εισάγεται με την απόσυρση των ράβδων ελέγχου κατά δύο κόμβους είναι:

$$\Delta\rho = \frac{k_{x=0.8} - 1}{k_{x=0.8}} - \frac{k_{x=1} - 1}{k_{x=1}} \quad (6.16)$$

όπου

$$k_{x=1} = 0.999 \text{ κατά τη σχέση (6.11)}$$

Η (6.16) ικανοποιεί την (6.15) για τα δεδομένα που υπάρχουν για αυτόν τον αντιδραστήρα.

#### 6.2.4 Χρονικό βήμα

Ο χρόνος της προσομοίωσης εξαρτάται από δύο βασικούς υπολογισμούς:

- (α) Τον μέγιστο χρόνο που μπορεί να διαρκέσει η προσομοίωση σε μια συγκεκριμένη θέση των ράβδων ελέγχου, και
- (β) Το μέγιστο βήμα  $\Delta t$  του χρόνου που πρέπει να εισάγεται στις εξισώσεις της νετρονικής οικονομίας ώστε οι υπολογισμοί να γίνονται ασφαλώς με μικρότερο βήμα από την περίοδο του αντιδραστήρα.

Ο χρόνος (α) εξαρτάται από το ρυθμό κατανάλωσης των σχάσιμων πυρήνων, ο οποίος προσδιορίζεται από τη σχέση (6.2) ίσος με

$$\frac{dN_s}{dt} = 2.171 \cdot 10^{20} \text{ πυρήνες } s^{-1}$$

Με απλούς υπολογισμούς αποδεικνύεται ότι με αυτόν τον ρυθμό, ο συντελεστής πολλαπλασιασμού νετρονίων σε αυτή τη θέση των ράβδων ελέγχου θα μεταπέσει από 1.096 σε 1.0 μετά την πάροδο  $4.3 \times 10^6$  s (ή 49 ημέρες). Σε αυτό το σημείο οι ράβδοι ελέγχου πρέπει να αποσυρθούν περαιτέρω στη θέση  $x = 0.7$ , για την οποία η προσθήκη αντιδραστικότητας εξαντλείται μετά από παρόμοιους υπολογισμούς σε περίπου 75 ημέρες. Δεδομένου ότι με αυτές τις ράβδους ελέγχου τα βήματα των 75 ημερών είναι οκτώ, η ζωή του καυσίμου υπολογίζεται σε  $(8 \times 77) + 49$  ημέρες, δηλαδή σε 2 περίπου έτη, πράγμα που είναι πολύ κοντά στην πραγματικότητα δεδομένου ότι στους υπολογισμούς που έγιναν δεν λήφθηκε υπόψη το παραγόμενο Pu-239. Επίσης είναι από την πράξη γνωστό ότι οι αντιδραστήρες τύπου WWER-1000 αλλάζουν πράγματι καύσιμο κάθε δύο ή τρία έτη. Αυτό σημαίνει ότι η προσομοίωση του αντιδραστήρα αυτού όπως παρουσιάζεται για τη θέση των ράβδων ελέγχου στο σημείο  $x = 0.8$  μπορεί να "τρέχει" για φυσικό χρόνο 58 ημέρες το πολύ.

Όσο αφορά στο χρονικό βήμα (β), ακολουθούνται αυτά που αναφέρονται στο 2<sup>ο</sup> Κεφάλαιο, στην παράγραφο 2.5.2, αυτό μπορεί να λαμβάνεται με ασφάλεια ως  $\Delta t = 1$  s που ικανοποιεί και την ισχύ των επιλυόμενων εξισώσεων της νετρονικής οικονομίας.

### 6.3 Νετρονική οικονομία ανά κόμβο

Η προσομοίωση εκκινεί ουσιαστικά την χρονική στιγμή  $t = 0$  με την επίλυση του συστήματος των εξισώσεων (2.54) και (2.68) για τιμή της ποσότητας  $\Delta t$  πολύ μικρότερη από την μέγιστη επιτρεπόμενη περίοδο του αντιδραστήρα που έχει αναφερθεί ως 10 s. Το κατάλληλο  $\Delta t$  για τον προσομοιωτή μπορεί να εκτιμηθεί από δοκιμές, αλλά για λόγους διευκόλυνσης της εδώ διαπραγμάτευσης μπορεί να ληφθεί καταρχήν ίσο με 1 s. Απαραίτητη προϋπόθεση για την επίλυση του συστήματος των εξισώσεων (2.54) και (2.68) είναι φυσικά το σύστημα να μην είναι αδύνατο ούτε απροσδιόριστο. Για τους σκοπούς της διαπραγμάτευσης θεωρείται ότι αυτές οι προϋποθέσεις τηρούνται. Μια άλλη συνθήκη για το σύστημα αυτό είναι να έχει μοναδική λύση. Η συνθήκη αυτή πιθανόν και να μην τηρείται διότι γενικά ένας αντιδραστήρας μπορεί να είναι κρίσιμος

στην μόνιμη κατάσταση για διάφορες κατανομές ροής θερμικών νετρονίων. Υπενθυμίζεται ότι αν αγνοηθεί το μήκος γραμμικής επέκτασης η κατανομή ροής θερμικών νετρονίων κατά την ακτίνα  $r$  και το ύψος  $z$  σε έναν κυλινδρικό αντιδραστήρα δίνεται προσεγγιστικά από την ακόλουθη σχέση, αν η αρχή των συντεταγμένων είναι το κέντρο βάρους του κυλίνδρου:

$$\Phi_T(r, z) = \Phi_0 J_0 \left( 2.405 \frac{r}{R} \right) \cos \left( \frac{\pi z}{H} \right) \quad (6.17)$$

όπου

$J_0$  η συνάρτηση Bessel 1<sup>ου</sup> είδους μηδενικής τάξης

$R$  η ακτίνα,

$H$  το ύψος, και

$\Phi_0$  τιμή που εξαρτάται στην ουσία από την ζητούμενη από τον αντιδραστήρα ισχύ

Επομένως η πρώτη και ουσιαστικότερη χρησιμότητα του συστήματος των εξισώσεων (2.54) και (2.68) είναι ο προσδιορισμός της θέσης (δηλ. του κόμβου) στον οποίο μεγιστοποιείται η ροή των θερμικών νετρονίων άσχετα από την απόλυτη τιμή της. Ο κόμβος αυτός ανήκει στη δέση ράβδων που "υποφέρει" περισσότερο από θερμική καταπόνηση και η οποία πρέπει να εξετασθεί προσεκτικότερα ως προς την αντοχή της.

Η επίλυση γίνεται με αριθμητική μέθοδο για τον υπολογισμό της ροής των νετρονίων σε κάθε κόμβο " $k$ " του αντιδραστήρα. Για το σκοπό αυτό ορίζονται οι οριακές συνθήκες της ροής στην εξωτερική επιφάνεια του αντιδραστήρα. Ισοδύναμα δηλαδή ορίζεται ότι για κάθε  $(m, n)$  στοιχειώδη όγκο που βρίσκεται στην εξωτερική επιφάνεια του αντιδραστήρα θα είναι:

$$\Phi_k = 0 \quad (6.18)$$

Το μήκος γραμμικής επέκτασης στην περίπτωση της προσομοίωσης αυτής μπορεί να αγνοηθεί εφόσον γενικά εκτιμάται ότι βρίσκεται στην περιοχή τιμών  $\sim 20cm$  (βλ. π.χ. και Duderstadt, 1976, για τυπικό αντιδραστήρα τύπου πεπιεσμένου ύδατος), δεδομένου ότι τόσο το τυπικό πλάτος όσο και το τυπικό ύψος ενός στοιχειώδους όγκου του αντιδραστήρα για τον προσομοιωτή που εξετάζεται έχει ληφθεί λίγο μεγαλύτερο.

Το πρώτο βήμα της προσομοίωσης είναι να προστεθεί στον αντιδραστήρα βορικό οξύ μέχρι ο συντελεστής πολλαπλασιασμού νετρονίων να πέσει από την τιμή  $k_{x=0.8} = ke \approx 1.094$  στην τιμή  $ke = 1$ , ώστε να ικανοποιείται ακριβώς η μονιμότητα (κρισιμότητα).

Οι ποσότητες  $\lambda_i$ ,  $\beta_i$ ,  $\beta$  και  $\nu$  εισάγονται στο σύστημα των εξισώσεων (2.54) και (2.68) από την βιβλιογραφία για σχάσιμους πυρήνες U-235.

Ακολουθεί ο προσδιορισμός των ροών νετρονίων σε κάθε κόμβο "k" του αντιδραστήρα, οι οποίες ικανοποιούν το σύστημα των εξισώσεων (2.54) και (2.68). Οι ροές αυτές αφορούν φυσικά σε κρίσιμο αντιδραστήρα στον οποίο είναι γνωστές από τους υπολογισμούς προηγούμενης ενότητας οι ακριβείς θέσεις των ράβδων ελέγχου της ομάδας "10" (ανασυρμένες κατά το ύψος δύο κόμβων). Στην περίπτωση της ονομαστικής θερμικής ισχύος (3000 MW) και για να προσδιορισθούν οι ροές νετρονίων σε κάθε κόμβο "k" του αντιδραστήρα, στην τιμή που ικανοποιεί την παραγωγή αυτής της ισχύος, υπολογίζεται η μέση ροή θερμικών νετρονίων, από την εξίσωση (6.2). Στη συνέχεια υπολογίζεται η ροή θερμικών νετρονίων σε κάθε κόμβο "k" με βάση την λύση που προκύπτει από τη θεωρία διαχύσεως για ομογενές σύστημα από την εξίσωση (6.17).

$$\Phi(r, z) = \Phi(m, n) = \Phi_k = \Phi_0 J_0 \left( 2.405 \frac{r_k}{R} \right) \cos \frac{\pi z_k}{H} \quad (6.18)$$

Η  $\Phi_0$  υπολογίζεται από την σχετική ολοκλήρωση που υπολογίζει τη μέση ροή και είναι:

$$\Phi_0 = \frac{\bar{\Phi} \pi}{0.863} \quad (6.19)$$

Με βάση τα αποτελέσματα της (6.18) υπολογίζεται η συγκέντρωση των πρόδρομων πυρήνων  $C_i$  σε κάθε κόμβο "k" με αντικατάσταση της αντίστοιχης  $\Phi_k$  στις εξισώσεις (2.46).

Οι τιμές των ροών σε κάθε κόμβο και της συγκέντρωσης των πρόδρομων πυρήνων, όπως προκύπτουν, χρησιμοποιούνται ως αρχικές τιμές για την επίλυση του συστήματος των εξισώσεων (2.54) και (2.68).

Παρόλα αυτά είναι πιθανό να μην μπορούν να υπολογισθούν ροές οι οποίες να αθροίζουν στην επιθυμητή μέση τιμή αλλά σε μικρότερη μόνο. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι η σύνθεση του αντιδραστήρα έχει ηθελημένα τροποποιηθεί με βορικό οξύ ώστε παντού  $k_\infty = 1$ . Αυτό δεν λαμβάνει υπόψη τις διαφυγές νετρονίων από το σύνορο του πυρήνα. Για να λυθεί το πρόβλημα επαναπροσδιορίζεται με επαναληπτική

διαδικασία η κατάλληλη τιμή της μέσης μακροσκοπικής διατομής για τις ράβδους ελέγχου σε μία χαμηλότερη τιμή από αυτή που έχει προσδιορισθεί. Η νέα τιμή θεωρείται και η οριστική για την προσομοίωση του αντιδραστήρα. Αν μια τέτοια διόρθωση χρειάζεται να γίνει για  $x > 0.8$ , τότε δεν πρέπει να γίνει επέμβαση στην σύνθεση των ράβδων αλλά στην περιεκτικότητα του βορικού οξέως, το οποίο έχει εισαχθεί πριν τους υπολογισμούς για αυτό το ύψος ράβδων ελέγχου ώστε  $k_{\infty}=1$ .

Προκειμένου να ξεκινήσει η επίλυση του συστήματος των εξισώσεων (2.54) και (2.68) για το ύψος ράβδων ελέγχου  $x = 0.8$  η ποσότητα  $\omega$  σε κάθε θέση " $k$ " λαμβάνεται για τη δοκιμή ίση με  $0.04 \text{ s}^{-1}$  κατά τα αναφερόμενα στην παράγραφο 3.7.1. Από τη σχέση (2.55) υπολογίζονται οι αντίστοιχες των  $\Phi_k$  ποσότητες  $\phi_k$  και εισάγονται στο σύστημα (2.68). Το σύστημα των εξισώσεων (2.54) και (2.68) λύνεται για τα  $\Phi$ ,  $\phi$  και τα  $C_i$  για  $t=0$  και  $\Delta t = 1 \text{ s}$  με αριστερό σκέλος ακριβώς ίσο με το μηδέν, σε κάθε κόμβο " $k$ " με κλασσικές αριθμητικές μεθόδους, όπως περιγράφεται και στον Duderstadt (1976). Η σύγκλιση πρέπει να επαληθεύει ότι ο αντιδραστήρας πρέπει να παράγει την ονομαστική ισχύ (συνθήκη "1"). Αν αυτό δεν συμβαίνει με ικανοποιητική ακρίβεια η επίλυση του συστήματος πρέπει να ξαναεπιχειρηθεί με άλλες ελαφρά διαφορετικές αρχικές τιμές ροής θερμικών νετρονίων, μικρότερες ή μεγαλύτερες ανάλογα με την περίσσεια ή το έλλειμμα ισχύος που παρατηρείται. Η μεταβολή των αρχικών τιμών των ροών μπορεί να γίνεται συνολικά με έναν μοναδικό (%) συντελεστή, ώστε να ικανοποιείται πάντα η (6.18).

Στη συνέχεια για τα υπολογισμένα  $\Phi$ ,  $\phi$  και  $C_i$  το σύστημα λύνεται για την ποσότητα  $\omega$  σε κάθε κόμβο. Πιθανόν να χρειασθούν επαναλήψεις τόσο για τις ροές και τα  $C_i$  όσο και για τα  $\omega$  μέχρι συγκλίσεως. Η σύγκλιση πρέπει να επαληθεύει ότι πέρα από τη συνθήκη "1", ο μέσος όρος της αντιδραστικότητας υπολογιζόμενης μέσω των  $\omega$  σε κάθε θέση πρέπει να είναι αρκετά κοντά στο μηδέν ώστε να διασφαλίζεται ότι ο προσομοιωτής διαπραγματεύεται τον κρίσιμο αντιδραστήρα (συνθήκη "2").

Από το σημείο αυτό και μετά ο προσομοιωτής μπορεί να ξεκινήσει τη λειτουργία του, στη διάρκεια της οποίας αυτές οι δύο συνθήκες ("1" και "2") πρέπει να τηρούνται πάντα στην μόνιμη κατάσταση.

Δεδομένου ότι η σύνθεση του αντιδραστήρα δεν είναι όμοια σε όλα τα σημεία του αντιδραστήρα, ο αντιδραστήρας δεν είναι ομογενής στην πράξη. Διακρίνονται δηλαδή κόμβοι στους οποίους περιέχονται ράβδοι ελέγχου και κόμβοι χωρίς, στο κάτω μέρος

του αντιδραστήρα. Αυτό σημαίνει ότι ενδεχομένως, το σύστημα των εξισώσεων (2.54) και (2.68) θα εντοπίσει το σημείο μέγιστης ροής θερμικών νετρονίων χαμηλότερα από το κέντρο βάρους του αντιδραστήρα.

Πρέπει να επισημανθεί ότι η σύνθεση του αντιδραστήρα, μεταβάλλεται κατά κόμβο με την πρόοδο του χρόνου της προσομοίωσης, κυρίως λόγω των κατανομών των ροών. Αυτό σημαίνει κυρίως ότι η συγκέντρωση σχάσιμων πυρήνων ανά κόμβο μεταβάλλεται και αυτό πρέπει να λαμβάνεται υπόψη στην πρόοδο της προσομοίωσης. Συγκεκριμένα, μετά την *ν-οστή* επιτυχή επίλυση του συστήματος των εξισώσεων (2.54) και (2.68) θα πρέπει να υπολογισθεί ο νέος συντελεστής πολλαπλασιασμού νετρονίων, ο οποίος λόγω και της κατανάλωσης U-235, θα προκύψει ελάχιστα μικρότερος της μονάδας. Για να επανέλθει στην απαραίτητη τιμή "1" ή στην αναγκαία λίγο μεγαλύτερη από "1" ώστε να καλυφθούν και οι διαφυγές νετρονίων από τα σύνορα, θα πρέπει να αφαιρεθεί ελάχιστη ποσότητα βορικού οξέως από αυτή που προστέθηκε στην εκκίνηση. Μόλις γίνει αυτό είναι δυνατό να ξεκινήσει η *ν+1* επίλυση του συστήματος με αρχικές τιμές ροής και συγκέντρωσης πρόδρομων πυρήνων ίσες με εκείνες της προηγούμενης *ν-οστής* επίλυσης. Φυσικά οι πυκνότητες πυρήνων U-235 αθροιζόμενες κατά κόμβο σε όλο τον πυρήνα και μετά την πάροδο χρόνου λειτουργίας δεν πρέπει να παραβιάζουν το ποσοστό εμπλουτισμού. Μάλιστα το άθροισμα αυτό θα πρέπει πάντοτε να μικραίνει κάθε διαδοχική χρονική στιγμή.

Σημειώνεται ότι ακόμα και το πρόγραμμα ελέγχου ενός πραγματικού αντιδραστήρα που βασίζεται σε εξισώσεις όπως οι (2.54) και (2.68) δεν μπορεί να υπολογίσει μοναδικές λύσεις για τη ροή των θερμικών νετρονίων. Προκειμένου να επιτευχθεί αυτό το πρόγραμμα ελέγχου τροφοδοτείται με πληροφορίες ροής νετρονίων και θερμοκρασίας από διάφορα σημεία στο εσωτερικό του αντιδραστήρα με χρήση κατάλληλων μεταλλακτών. Είναι δυνατό τα δεδομένα θερμοκρασίας να συνδέονται με κατάλληλες συσχετίσεις με τις ροές από τις οποίες προέρχονται.

## **6.4 Ενεργειακή ανάλυση ανά κόμβο**

### **6.4.1 Θερμοφυσικές ιδιότητες υλικών πυρήνα**

Για τη λειτουργία της προσομοίωσης πρέπει να είναι γνωστές αρκετές από τις θερμοφυσικές ιδιότητες (δηλ. τις θερμοδυναμικές και τις ιδιότητες μεταφοράς), κυρίως της υγρής φάσης του ελαφρού ύδατος. Για το σκοπό αυτό ο προσομοιωτής είναι

εφοδιασμένος προφανώς με μία βιβλιοθήκη τιμών θερμοφυσικών ιδιοτήτων. Σε περίπτωση ανάπτυξης προσομοιωτή με βάση τα προηγούμενα, οι αντίστοιχες θερμοφυσικές ιδιότητες μπορούν να λαμβάνονται από κώδικες υπολογισμών όπως πχ από τον Πετρόπουλο (2003). Οι ιδιότητες που ενδιαφέρουν υπολογίζονται ως συνάρτηση της πίεσης και της θερμοκρασίας και είναι κυρίως η πυκνότητα ανά κόμβο  $\rho$ , η ειδική θερμοχωρητικότητα υπό σταθερή πίεση ανά κόμβο  $c_p$ , η συνεκτικότητα και ο αριθμός Prandtl.

Για τα λοιπά υλικά του πυρήνα ιδιότητες όπως π.χ. η θερμική αγωγιμότητα του πυρηνικού καυσίμου  $k_F$ , η θερμική αγωγιμότητα του τοιχώματος των ράβδων  $k_C$  κλπ διατίθενται σχετικές βιβλιοθήκες ιδιοτήτων συναρτήσει της θερμοκρασίας.

Για την αρχικοποίηση της προσομοίωσης οι ιδιότητες που ενδιαφέρουν για το ελαφρύ ύδωρ υπολογίζονται κατ' αρχήν για πίεση 150 bar και θερμοκρασία 300° C, εκτός αν χρειάζεται διαφορετικά, ενώ οι λοιπές ιδιότητες των άλλων υλικών εξαρτώνται μόνο από τη θερμοκρασία και υπολογίζονται για θερμοκρασίες που αντιπροσωπεύουν τη μέση θερμοκρασία αυτών των υλικών κατά την κανονική λειτουργία του αντιδραστήρα (300° C).

#### 6.4.2 Αύξηση θερμοκρασίας στον πυρήνα και πεδίο θερμοκρασίας κατά κόμβο

Η διαπραγμάτευση σχετικά με τις θερμοκρασίες που αναπτύσσονται στο πυρηνικό καύσιμο, το τοίχωμα των ράβδων και στο ψυκτικό μέσο ελαφρύ νερό δόθηκαν γενικά στο 4° και το 5° Κεφάλαιο με την προϋπόθεση ότι όλη η θερμότητα των σχάσεων αποδίδεται στη ράβδο του πυρηνικού καυσίμου. Η πραγματικότητα όμως είναι διαφορετική διότι όπως επισημάνθηκε στο 5° Κεφάλαιο, υπάρχει ένα ποσοστό αυτής της θερμότητας που αποδίδεται εκτός ράβδου μέσα στο ψυκτικό μέσο. Κατά τα όσα αναφέρονται στο 5° Κεφάλαιο με την εξίσωση (5.56) η ισχύς ανά σχάση που αποδίδεται στη ράβδο του πυρηνικού καυσίμου στον κόμβο  $k$  είναι:

$$q_{f,k} = 1.6 \cdot 10^{-13} V_k \bar{\Sigma}_f^k \Phi_k (\epsilon_{kin} + \epsilon_\beta) \quad (6.20)$$

Προφανώς η ισχύς ανά σχάση που αποδίδεται συνολικά στον κόμβο  $k$  θα είναι:

$$q_k = 1.6 \cdot 10^{-13} V_k \bar{\Sigma}_f^k \Phi_k (\epsilon_{kin} + \epsilon_\beta + \epsilon_n + \epsilon_{\gamma 1} + \epsilon_{\gamma 2} + w) \quad (6.21)$$

Άρα μπορεί να υπολογισθεί προσεγγιστικά η ισχύς που αποδίδεται από τις σχάσεις στο ψυκτικό ελαφρύ νερό ως:



$$q_{cool,k} = q_k - q_{f,k} \quad (6.22)$$

Η (6.22) είναι εξίσωση που προσεγγιστικά μπορεί να αντικαταστήσει την (5.57) για τις ανάγκες της εξεταζόμενης προσομοίωσης. Μετά από πράξεις με βάση τους Πίνακες 5.1 και 5.2 για σχάσιμο πυρήνα U-235, υπολογίζεται ότι:

$$q_{cool,k} = 0.13q_k \quad (6.23)$$

ή ισοδύναμα

$$q_{f,k} = 0.87q_k \quad (6.24)$$

Η θερμοκρασία εισόδου ψυκτικού στον πυρήνα  $T_{lin}$  δίνεται π.χ. στο NEA (2001), στον Tikhonov (2011) και στο Gidropress – IAEA (2011) ίση με  $\sim 290^\circ C$ . Στις ίδιες αναφορές, η μέση θερμοκρασία εξόδου του ψυκτικού δίνεται ίση με  $\sim 321^\circ C$ . Όπως έχει σημειωθεί σύμφωνα με τον Tikhonov (2011), η διαθέσιμη διατομή του πυρήνα δια της οποίας μπορεί να περάσει το ψυκτικό είναι  $4.17 m^2$ . Η κατά μέσο όρο παροχή μάζας του ψυκτικού μέσα από τη διατομή αυτή είναι σύμφωνα με τον θερμοϋδραυλικό σχεδιασμό  $18300 kg s^{-1}$  (Tikhonov, 2011). Φυσικά ο αντιδραστήρας μπορεί να λειτουργήσει και για μεγαλύτερες παροχές (βλ. και NEA, 2001, και Gidropress, 2011). Περιφερειακά του πυρήνα κινείται περίπου  $\sim 3\%$  του ψυκτικού, ενώ το υπόλοιπο  $\sim 97\%$  δηλαδή  $17650 kg s^{-1}$  (Tikhonov, 2011) διασχίζει τον ίδιο τον πυρήνα με ρυθμό  $3850 kg s^{-1} m^{-2}$ . Όπως έχει ήδη αναλυθεί μόλις  $3.475/4.17$  ή  $83\%$  των  $4.17 m^2$  της βρεχόμενης διατομής αποδίδουν θερμότητα στο ψυκτικό. Διά της υπόλοιπης διατομής ή  $0.695 m^2$  δεν θερμαίνεται το ψυκτικό και παραμένει περίπου στην θερμοκρασία των  $290^\circ C$ .

Η θερμοκρασία σε έναν κόμβο εξετάζεται για τις διάφορες συνιστώσες που τον αποτελούν, δηλαδή το καύσιμο εντός των ράβδων, το τοίχωμα των ράβδων και το ψυκτικό μέσο. Είναι προφανές ότι δεν επιτρέπεται αυτές οι θερμοκρασίες να ξεπερνούν κάποια άνω όρια.

Όπως αναφέρθηκε στο 4<sup>ο</sup> Κεφάλαιο, η θερμοκρασία του ψυκτικού μέσου σε κάθε ύψος του καναλιού ψύξης για ημιτονοειδή ροή θερμικών νετρονίων, μπορεί να υπολογιστεί με ολοκλήρωση:

$$T_l(z) = \int_{-L/2}^z dT_l = \frac{\pi a^2 H_{max}}{w c_p} \int_{-L/2}^z \cos(\beta z) dz \quad (6.25)$$

Αυτή η σχέση προσαρμόζεται για τον υπολογισμό της αύξησης θερμοκρασίας που μπορεί να δώσει ένας κόμβος  $k(m,n)$  της προσομοίωσης ως εξής:

$$\Delta T_l^k = \pi a^2 \frac{E_{\sigma\chi} N_5^k \bar{\sigma}_{f5} \Phi_k}{w_k c_p^k} \frac{L}{10} \quad (6.26)$$

ή ισοδύναμα:

$$\Delta T_l^k = \pi a^2 \frac{E_{\sigma\chi} N_5^k \bar{\sigma}_{f5} \Phi_k}{v_k \rho_k A_C c_p^k} \frac{L}{10} \quad (6.27)$$

Σύμφωνα με την βιβλιογραφία η θερμοκρασία εξόδου από τον πυρήνα δεν μπορεί να ξεπεράσει κατά μέσο όρο τους  $321^\circ C$  αν η θερμοκρασία εισόδου είναι  $T_{lin}=290^\circ C$ . Αυτό σημαίνει ότι δεδομένου ότι  $\sim 83\%$  του ρευστού θερμαίνεται και  $\sim 17\%$  δεν θερμαίνεται, χονδρικά θα πρέπει:

$$321 = 0.83 T_{out} + 0.17 T_{lin}$$

όπου

$T_{out}$  η θερμοκρασία εξόδου από το τυπικό κανάλι ψύξης, η οποία υπολογίζεται στους  $\sim 327^\circ C$

Επομένως  $327^\circ C$  είναι περίπου το επιτρεπόμενο άνω όριο για την  $T_{out}$ , το οποίο είναι σαφώς μικρότερο από την αντίστοιχη θερμοκρασία κορεσμού για την πίεση των  $157 bar$  που είναι  $346^\circ C$ .

Αν στην (6.27) αντικατασταθεί:

$$L=3.55 m,$$

$$a=0.00455 m \text{ (η ακτίνα του καυσίμου, IAEA, 2005),}$$

$$v=5.4 m s^{-1} \text{ (Tikhonov, 2011, μέση ταχύτητα ψυκτικού στον πυρήνα)}$$

$$\rho=710 kg m^{-3} \text{ (Πετρόπουλος 2003, για πίεση } 157 bar \text{ και θερμοκρασία } 308^\circ C),$$

$$A_C = 0.000038 m^2 \text{ και}$$

$$c_p = 5674.8 J kg^{-1} K^{-1} \text{ (Πετρόπουλος 2003, για πίεση } 157 bar \text{ και θερμοκρασία } 308^\circ C)$$

μπορεί να υπολογισθεί αν το άνω όριο γενικά τηρείται από το άθροισμα:

$$\sum_{n=1}^{m,n=10} \pi a^2 \frac{E_{\sigma\chi} N_5^k \bar{\sigma}_{f5} \Phi_k}{\nu_k \rho_k A_C c_P^k} \frac{L}{10} + 290^0 C < 327^0 C \quad (6.28)$$

όπου  $m$  σταθερό (με τιμές 1 έως 163) και  $n = 10$ .

Αν όχι πρέπει η ταχύτητα μάζας του ψυκτικού δια του πυρήνα να αυξηθεί ή η ροή των νετρονίων κατά κόμβο πρέπει να μειωθεί αντίστοιχα, ή μπορεί να χρειάζεται και τα δύο να τροποποιηθούν ώστε να τηρείται η (6.28).

Η συνολική επαναληπτική αυτή διαδικασία πρέπει να επαληθεύει ότι στην ονομαστική θερμική ισχύ των 3000 MW η πυκνότητα ισχύος στον πυρήνα που αποτελείται από 14.8 m<sup>3</sup> νερό και 11.77 m<sup>3</sup> ράβδους πυρηνικού καυσίμου δηλαδή συνολικά 26.57 m<sup>3</sup>, δεν πρέπει να ξεπερνάει την μέση τιμή των περίπου 107 W cm<sup>-3</sup> (Tikhonov, 2011)

Η θερμοκρασία στην εξωτερική επιφάνεια του περιβλήματος  $T_C(r = a + b)$ , μπορεί να υπολογίζεται για κάθε κόμβο  $k(m,n)$ . Σύμφωνα με όσα αναφέρονται στο 4<sup>ο</sup> Κεφάλαιο η εξίσωση υπολογισμού θα είναι:

$$T_C^k \Big|_{r=a+b} = \frac{E_{\sigma\chi} N_5^k \bar{\sigma}_{f5} \Phi_k a^2}{2h_k (a+b)} + \sum_{n=1}^{m,n=k} \pi a^2 \frac{E_{\sigma\chi} N_5^k \bar{\sigma}_{f5} \Phi_k}{\nu_k \rho_k A_C c_P^k} \frac{L}{10} + T_{lin} \quad (6.29)$$

όπου  $m$  σταθερό (με τιμές 1 έως 163) και  $n = 10$  και φυσικά είναι  $a=4.55$  mm η ακτίνα του καυσίμου (IAEA, 2005), και  $b=0.69$  mm είναι το πάχος του τοιχώματος των ράβδων καυσίμου (IAEA, 2005).

Η θερμοκρασία στην εξωτερική περιφέρεια του πυρηνικού καυσίμου  $T_F(r = a)$ , μπορεί να υπολογίζεται για κάθε κόμβο  $k(m,n)$ . Σύμφωνα με όσα αναφέρονται στο 4<sup>ο</sup> Κεφάλαιο η εξίσωση υπολογισμού θα είναι, αν ληφθεί υπόψη η (6.24):

$$T_F^k \Big|_{r=a} = \frac{0.87 E_{\sigma\chi} N_5^k \bar{\sigma}_{f5} \Phi_k a^2}{2} \frac{b}{a k_C^k} + \frac{E_{\sigma\chi} N_5^k \bar{\sigma}_{f5} \Phi_k a^2}{2h_k (a+b)} + \sum_{n=1}^{m,n=k} \pi a^2 \frac{E_{\sigma\chi} N_5^k \bar{\sigma}_{f5} \Phi_k}{\nu_k \rho_k A_C c_P^k} \frac{L}{10} + T_{lin} \quad (6.30)$$

Η θερμοκρασία στον άξονα του πυρηνικού καυσίμου  $T_F(r = 0)$ , μπορεί να υπολογίζεται για κάθε κόμβο  $k(m,n)$ . Σύμφωνα με όσα αναφέρονται στο 4<sup>ο</sup> Κεφάλαιο η εξίσωση υπολογισμού θα είναι, αν ληφθεί υπόψη η (6.24):

$$T_F^k \Big|_{r=0} = \frac{0.87 E_{\sigma\chi} N_5^k \bar{\sigma}_{f5} \Phi_k a^2}{2} \frac{1}{2k_F^k} + \frac{0.87 E_{\sigma\chi} N_5^k \bar{\sigma}_{f5} \Phi_k a^2}{2} \frac{b}{ak_C^k} + \frac{E_{\sigma\chi} N_5^k \bar{\sigma}_{f5} \Phi_k a^2}{2h_k(a+b)} + \sum_{n=1}^{m,n=k} \pi a^2 \frac{E_{\sigma\chi} N_5^k \bar{\sigma}_{f5} \Phi_k}{\nu_k \rho_k A_C C_P^k} \frac{L}{10} + T_{lim} \quad (6.31)$$

Η ανώτερη επιτρεπόμενη θερμοκρασία πυρηνικού καυσίμου στον άξονα της ράβδου κατά την κανονική λειτουργία του αντιδραστήρα, σύμφωνα με τον Σιμόπουλο (1983) είναι μέχρι  $680^\circ C$ . Δεν αναμένεται να παραβιάζεται αυτή η συνθήκη διότι –αν υποθεθεί πλήρως μονοφασική ροή, η θερμοκρασία του περιβλήματος της ράβδου και η θερμοκρασία του ψυκτικού σε κάθε κόμβο πρέπει να ικανοποιούν την εξίσωση:

$$3 \cdot 10^9 W = h_k A (T_C^k - T_I^k) \quad (6.32)$$

Σύμφωνα με τον Τikhonov (2011) η επιφάνεια συναλλαγής θερμότητας των ράβδων πυρηνικού καυσίμου είναι  $A = 5176 m^2$ . Εφόσον κατά μέσο όρο χονδρικά για μονοφασική ροή:

$$h_k = 0.023 Re^{0.8} Pr^{0.4} \frac{k_l}{D_T} \quad (6.33)$$

με

$$Re = \frac{\nu \rho D_H}{\mu}$$

Αντικαθιστώντας για κανάλι ψύξης τριγωνικής διατομής με τα χαρακτηριστικά που έχουν αναφερθεί, όπου

$$D_H = D_T = 0.0106 m \text{ (για κανάλι καθαρής διατομής } 38 mm^2 \text{ και βρεχόμενης / θερμαινόμενης περιμέτρου } = \pi \times 0.00045 m)$$

(ο υπολογισμός έγινε με βάση τη σχέση:

$$D_H = D_T = \frac{4 \times 0.000038 m^2}{\pi \times 0.00455 m} \quad (6.34)$$

όπως αναφέρεται στον Σιμόπουλο, 1983)

$$\mu = 0.0000857 kg m^{-1} s^{-1}$$

(Πετρόπουλος 2003, για πίεση  $157 bar$  και θερμοκρασία  $308^\circ C$ ),

$$k_l = 0.5463 \text{ W K}^{-1} \text{ m}^{-1}$$

(Πετρόπουλος 2003, για πίεση 157 bar και θερμοκρασία 308° C),

και

$$Pr = 0.890$$

(Πετρόπουλος 2003, για πίεση 157 bar και θερμοκρασία 308° C)

Η ελεγχόμενη διαφορά θερμοκρασίας προκύπτει κατά μέσο όρο περίπου 15 βαθμούς, πράγμα που δεν δημιουργεί ανησυχία για καταπόνηση του περιβλήματος ή του καυσίμου, ούτε σχετικά με την ανάπτυξη θερμοκρασίας στο ρευστό μεγαλύτερης από τη θερμοκρασία κορεσμού στις εξεταζόμενες συνθήκες. Κατά συμπέρασμα, όπως εξάλλου αναμένεται, αποκλείονται στην εξεταζόμενη κατάσταση φαινόμενα διφασικής ροής.

#### 6.4.3 Πτώση πίεσης στον πυρήνα και πεδίο πίεσης κατά κόμβο

Όπως εξηγήθηκε στο 4<sup>ο</sup> Κεφάλαιο, όταν το ψυκτικό μέσο ρέει μέσα από τα κανάλια ψύξεως στον πυρήνα του αντιδραστήρα, υπόκειται σε πτώση πίεσης η οποία χονδρικά εκτιμάται σε 1.4 bar αναλυόμενη σε περίπου 1.2 bar λόγω τριβών και σε 0.2 bar λόγω επιταχύνσεων. Η τιμή 1.2 bar είναι η οριακή συνθήκη για την πτώση πίεσης λόγω τριβών στον πυρήνα του αντιδραστήρα WWER-1000, την οποία γενικά πρέπει να ικανοποιεί η προσομοίωση εντός κάποιων ανοχών.

Οι υπολογισμοί του προσομοιωτή σχετικά με την πτώση πίεσης ανά κόμβο γίνονται ως εξής, όπως περιγράφηκε στο 5<sup>ο</sup> Κεφάλαιο:

Αν ο δείκτης  $k$ , ο οποίος όπως και στο 2<sup>ο</sup> Κεφάλαιο, αντιπροσωπεύει το κέντρο βάρους ενός στοιχειώδους όγκου για τον οποίο υπολογίζονται οι μέσες τιμές των θερμοϋδραυλικών μεγεθών, και ο δείκτης  $l$  ο οποίος χρησιμοποιείται για να ορίσει το "από κάτω" σύνορο του στοιχειώδους όγκου ως " $l$ " και το "από πάνω σύνορο" του στοιχειώδους όγκου ως " $l+1$ ", τότε η συνολική πτώση πίεσης στον στοιχειώδη όγκο  $k$ , υπολογίζεται από την σχέση:

$$\Delta P_k = \Delta P_{fr,k} + \Delta P_{loc,k} + \Delta P_{acc,k} = P_l - P_{l+1} \quad (6.34)$$

Οι υδραυλικές απώλειες λόγω τριβής  $\Delta P_{fr}$ , που είναι μακράν η σημαντικότερη αιτία πτώσης πίεσης στο ψυκτικό κανάλι, περιλαμβάνουν:

α) την εξάρτηση του συντελεστή τριβής από την ταχύτητα μάζας του ψυκτικού μέσου,

β) έναν συντελεστή διόρθωσης για μη ομογενές διφασικό μίγμα και

γ) σχεδιαστικά χαρακτηριστικά λόγω των τιμών του συντελεστή τριβής

Επομένως αν υποθεθεί μονοφασική ροή

$$\lambda_{fr} = \lambda_k$$

κατά την (5.32),

$$\lambda_k = 0.10 \left[ 1.46 \left( \frac{\Delta}{D_H} \right) + \frac{100}{\text{Re}_k \cdot \chi} \right]^{0.25} \quad (6.35)$$

όπου

$\Delta$  η απόλυτη τραχύτητα και  $\chi$  ένας συντελεστής μορφής που περιγράφονται στο 5<sup>ο</sup> Κεφάλαιο.

και

οι απώλειες λόγω τριβής για μονοφασικό νερό ( $x = 0$ ) υπολογίζονται ως ακολούθως:

$$\Delta P_{fr,k} = \lambda_{fr,k} \frac{\Delta z_k}{D_H} \frac{w_k^2}{2A_k^2 \rho_k} \quad (6.36)$$

Το ύψος κάθε κόμβου είναι  $L/10$  οπότε:

$$\Delta P_{fr,k} = \frac{\lambda_{fr,k}}{2} \frac{L/10}{D_H \rho_k} \left( \frac{w_k}{A_k} \right)^2 \quad (6.37)$$

ή

$$\Delta P_{fr,k} = \frac{\lambda_{fr,k}}{2} \frac{L/10}{D_H} \rho_k v_k^2 \quad (6.38)$$

Η σχέση (6.37) είναι προφανώς ανάλογη της (4.59).

Κατά μήκος κάθε μιας  $m$  από τις 163 δέσμες ράβδων, η συνολική πτώση πίεσης λόγω τριβών πρέπει να ικανοποιεί για  $n = 10$  τη συνθήκη:

$$\sum_{n=1}^{m,n=10} \Delta P_{fr,k} \approx 120000 \text{ Pa} \quad (6.39)$$

Για να ικανοποιηθεί η συνθήκη υπολογίζεται σε κάθε κόμβο η ταχύτητα  $v_k$  του ψυκτικού μέσου, δεδομένου ότι η πυκνότητα του ψυκτικού μέσου σε κάθε κόμβο  $\rho_k$  μεταβάλλεται

με τη θερμοκρασία. Οι υπολογισμοί της ταχύτητας αυτής επιτρέπουν να επαναυπολογισθεί ορθότερα η ποσότητα  $\Phi_k$  στη σχέση (6.28), οπότε να διορθωθεί ακόμα καλύτερα η ροή νετρονίων και οι θερμοκρασίες που αντιστοιχούν στο ψυκτικό και σε άλλα σημεία του πυρήνα. Η διαδικασία αυτή πρέπει να επαναλαμβάνεται μέχρι συγκλίσεως και οι υπολογιζόμενες ταχύτητες πρέπει να ικανοποιούν τους νόμους της συνέχειας ώστε να ισχύει:

$$3.475[m^2] \cdot \bar{\rho}_k \bar{v}_k + 0.695[m^2] \cdot \rho(157bar, 290^{\circ}C)v = 17650[kgs^{-1}] \quad (6.40)$$

Η (6.40) επιτρέπει να υπολογισθεί η μέση ταχύτητα ροής  $v$  του ψυκτικού που διέρχεται από μη θερμαινόμενο τμήμα του πυρήνα. Ο μέσος όρος της ταχύτητας του ψυκτικού μέσα στον πυρήνα πρέπει να βρίσκεται οπωσδήποτε στην περιοχή  $5.0$  έως  $6.5 m s^{-1}$ .

## 6.5 Παρατηρήσεις – σχόλια

Στο Κεφάλαιο αυτό αναπτύχθηκε πιστά ο τρόπος με τον οποίο εφαρμόζονται ορισμένα από τα φυσικομαθηματικά μοντέλα του προσομοιωτή του αντιδραστήρα WWER-1000, με βάση και με ορισμένες υποθέσεις για τη σύνθεση του αντιδραστήρα, σε ό,τι αφορά στις ράβδους ελέγχου αλλά και στο πυρηνικό καύσιμο. Η ανάλυση έγινε για την μόνιμη κατάσταση, δύο μέρες μετά την εκκίνησή του με νέο καύσιμο περί το 100% της ονομαστικής θερμικής ισχύος σε συνθήκες κανονικής λειτουργίας (~3000 MW), ως η σχετικά ευκολότερη περίπτωση προσομοίωσης. Για την ανάλυση αυτή δεδομένου ότι η θερμοκρασία είναι σταθερή δεν εξετάστηκε κάποια μεταβολή της αντιδραστικότητας λόγω θερμοκρασίας. Τόσο από την εισαγωγή όσο και κατά την πρόοδο του Κεφαλαίου συγκεντρώθηκαν σταδιακά και αναλύθηκαν διεξοδικά όλες οι οριακές συνθήκες μιας τέτοιας προσομοίωσης τόσο εκείνες λόγω νετρονικής οικονομίας όσο και εκείνες που επιβάλλει η ασφαλής θερμοϋδραυλική συμπεριφορά του πυρήνα. Με βάση το πλαίσιο αυτό αναλύθηκε με επιτυχία πως ο προσομοιωτής μπορεί τελικά να πληροφορήσει για το αναπτυσσόμενο πεδίο θερμοκρασιών στο πυρηνικό καύσιμο, το περίβλημα της ράβδου του πυρηνικού καυσίμου και το ψυκτικό μέσο καθώς και με ποιο χωρικό και χρονικό βήμα μπορεί να γίνει αυτό. Φυσικά ως χωρικό βήμα πρέπει να χρησιμοποιείται η επιτρεπόμενη κατά κόμβο κατακόρυφη κίνηση των ράβδων ελέγχου της ομάδας "10", η οποία είναι βήματος 35.5 cm. Μάλιστα επαληθεύθηκε από τους υπολογισμούς ότι για να λειτουργεί ο αντιδραστήρας με νέο καύσιμο στην μέγιστη ισχύ, οι ράβδοι ελέγχου της ομάδας "10" πρέπει να εξαχθούν κατά δύο κόμβους υποχρεωτικά. Ως χρονικό βήμα

αρκεί να χρησιμοποιείται κάτι πολύ μικρότερο από την περίοδο του αντιδραστήρα στην μόνιμη κατάσταση. Από την ασφαλή πλευρά επιλέχθηκε επομένως το χρονικό βήμα  $I s$ . Φυσικά το βήμα που επιλέχθηκε είναι "χρόνος αντιδραστήρα". Ο χρόνος υπολογισμών για κάθε βήμα "χρόνου αντιδραστήρα" μπορεί να είναι πολύ μεγαλύτερος και καθορίζεται από την επιτυχή επίλυση του συστήματος των εξισώσεων νετρονικής οικονομίας. Στην πορεία του Κεφαλαίου δόθηκαν και στοιχεία σύζευξης των νετρονικών με τους ενεργειακούς υπολογισμούς με τη διατύπωση κατάλληλων οριακών συνθηκών θερμοδυναμικής και θερμοϋδραυλικής, οι οποίες εξαρτώνται από τις νετρονικές συνθήκες και το ρυθμό των σχάσεων. Σε άλλες συνθήκες προσομοίωσης και όταν παραβιάζονται οι θερμοϋδραυλικές συνθήκες ονομαστικής λειτουργίας είναι δυνατόν στον πυρήνα να αναπτυχθούν διάφορες μορφές διαφασικής ροής. Για την προσομοίωση και τέτοιων καταστάσεων ο εξεταζόμενος προσομοιωτής χρησιμοποιεί σχέσεις για τους αναπτυσσόμενους συντελεστές συναγωγής σημαντικά διαφορετικές από εκείνες που προτιμώνται για τους αντιδραστήρες που σχεδιάστηκαν στην πρώην "Δύση". Η ανασκόπηση των σχέσεων αυτών έγινε λεπτομερώς στο 5<sup>ο</sup> Κεφάλαιο, ώστε παρόλη την γενικά απλή ανάλυση του προσομοιωτή που πραγματοποιήθηκε σε αυτή τη Διπλωματική Εργασία να μην υπάρχει θεωρητικό κενό για το λεπτό αυτό σημείο.

Με τα προηγούμενα και με το τελευταίο αυτό Κεφάλαιο πιστεύεται ότι ικανοποιήθηκαν οι στόχοι της Διπλωματικής Εργασίας και σε επόμενη Διπλωματική Εργασία θα μπορούσε να εξετασθούν οι πρακτικές λειτουργίες του εκπαιδευτικού προσομοιωτή του αντιδραστήρα WWER-1000, μέσα από διαθέσιμα παραδείγματα. Σε επόμενο ή παράλληλο βήμα, θα μπορούσε ο προσομοιωτής να βοηθήσει στη διδασκαλία της Πυρηνικής Τεχνολογίας στο ΕΜΠ.



## ΠΙΝΑΚΕΣ ΤΟΥ 6<sup>ου</sup> ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ

### Πίνακας 6.1

#### Υπόμνημα Συμβόλων – Μονάδων

(με σειρά εμφάνισης)

*Οι αποδιδόμενες μονάδες είναι οι συνήθως χρησιμοποιούμενες και δεν είναι πάντα μονάδες SI*

$\rho$	αντιδραστικότητα
$\beta$	ποσοστό καθυστερημένων νετρονίων
$\bar{\sigma}_{a5}$	μέση μικροσκοπική ενεργός διατομή απορρόφησης θερμικών νετρονίων του U-235, σε <i>barn</i>
$\bar{\sigma}_{a8}$	μέση μικροσκοπική ενεργός διατομή απορρόφησης θερμικών νετρονίων του U-238, σε <i>barn</i>
$\bar{\sigma}_{aH}$	μέση μικροσκοπική ενεργός διατομή απορρόφησης θερμικών νετρονίων του H, σε <i>barn</i>
$\bar{\sigma}_{aO}$	μέση μικροσκοπική ενεργός διατομή απορρόφησης θερμικών νετρονίων του O, σε <i>barn</i>
$\bar{\sigma}_{aB}$	μέση μικροσκοπική ενεργός διατομή απορρόφησης θερμικών νετρονίων του B, σε <i>barn</i>
$\bar{\sigma}_{aZr}$	μέση μικροσκοπική ενεργός διατομή απορρόφησης θερμικών νετρονίων του Zr, σε <i>barn</i>
$\bar{\sigma}_{aSn}$	μέση μικροσκοπική ενεργός διατομή απορρόφησης θερμικών νετρονίων του Sn, σε <i>barn</i>
$R$	ακτίνα, σε <i>m</i>
$H$	ύψος, σε <i>m</i>

$N_H$	πυκνότητα πυρήνων H, σε πυρήνες / $cm^3$
$N_O$	πυκνότητα πυρήνων O, σε πυρήνες / $cm^3$
$N_{Zr}$	πυκνότητα πυρήνων Zr, σε πυρήνες / $cm^3$
$N_{Sn}$	πυκνότητα πυρήνων Sn, σε πυρήνες / $cm^3$
$N_B$	πυκνότητα πυρήνων B, σε πυρήνες / $cm^3$
$N_U$	πυκνότητα πυρήνων U, σε πυρήνες / $cm^3$
$N_5$	πυκνότητα πυρήνων U-235, σε πυρήνες / $cm^3$
$P$	ισχύς, σε MW
$V$	όγκος, σε $m^3$
$\bar{\sigma}_{f5}$	μέση μικροσκοπική ενεργός διατομή σχάσης του U-235, σε barn
$\bar{\Phi}_T$	μέση ροή νετρονίων, σε νετρόνια / ( $s\ cm^2$ )
$E_{σχ}$	ενέργεια που απελευθερώνεται ανά σχάση, σε MeV
$\bar{\Phi}_{Tmax}$	μέγιστη ροή νετρονίων, σε νετρόνια / ( $s\ cm^2$ )
$N(Xe)_{eq}$	συγκέντρωση ισορροπίας του Xe-135, σε πυρήνες / $cm^3$
$\lambda(Xe)$	σταθερά διασπάσεως του Xe-135, σε $s^{-1}$
$\bar{\sigma}_c(Xe)$	μέση μικροσκοπική ενεργός διατομή ραδιενεργού ενσωμάτωσης του Xe-135, σε $cm^2$
$k_e$	συντελεστής κρισιμότητας συστήματος περιορισμένων διαστάσεων
$\varepsilon$	συντελεστής σχάσεων με ταχεία νετρόνια
$p$	μέση πιθανότητα διαφυγής της εκλεκτικής απορρόφησης
$N_8$	πυκνότητα πυρήνων U-238, σε πυρήνες / $cm^3$
$N_{H_2O}$	πυκνότητα πυρήνων νερού, σε πυρήνες / $cm^3$

$k_{\infty}$	συντελεστής κρισιμότητας απείρου συστήματος
$\nu_5$	νετρόνια ανά σχάση του U-235
$\bar{\Sigma}_a$	μέση μακροσκοπική ενεργός διατομή απορρόφησης, σε $cm^{-1}$
$\bar{\Sigma}_{aP.E.}$	μέση μακροσκοπική ενεργός διατομή των ράβδων ελέγχου, σε $cm^{-1}$
$\Phi_T$	ροή θερμικών νετρονίων, σε νετρόνια / ( $s\ cm^2$ )
$J_0$	συνάρτηση Bessel <sup>0<sup>o</sup></sup> είδους μηδενικής τάξης
$\Phi_0$	σταθερά που σχετίζεται με την θερμική ισχύ του αντιδραστήρα
$q_{f,k}$	ισχύς ανά σχάση που αποδίδεται στη ράβδο του πυρηνικού καυσίμου στον κόμβο $k$ , σε $W$
$q_k$	ισχύς ανά σχάση που αποδίδεται συνολικά στον κόμβο $k$ , σε $W$
$\epsilon_{kin}$	κινητική ενέργεια των θραυσμάτων της σχάσης, σε $MeV$
$\epsilon_n$	κινητική ενέργεια των ταχέων νετρονίων των σχάσεων, σε $MeV$
$\epsilon_{\gamma 1}$	ενέργεια των φωτονίων των σχάσεων, σε $MeV$
$\epsilon_{\gamma 2}$	ενέργεια των φωτονίων από την αποδιέγερση των θραυσμάτων των σχάσεων, σε $MeV$
$\epsilon_{\beta}$	κινητική ενέργεια των σωματιδίων $-\beta$ από την αποδιέγερση των θραυσμάτων των σχάσεων, σε $MeV$
$w$	ενέργεια των φωτονίων από την αποδιέγερση των πυρήνων που έχουν ενσωματώσει νετρόνια, σε $MeV$
$q_{cool,k}$	ισχύς που αποδίδεται από τις σχάσεις στο ψυκτικό ελαφρύ νερό
$T_l(z)$	θερμοκρασία του ψυκτικού μέσου σε κάθε ύψος του καναλιού ψύξης, σε $^{\circ}C$
$L$	το συνολικό ύψος του πυρήνα του αντιδραστήρα, σε $m$
$T_{lin}$	θερμοκρασία εισόδου ψυκτικού στον πυρήνα, σε $^{\circ}C$

$T_{out}$	θερμοκρασία εξόδου ψυκτικού στον πυρήνα, σε $^{\circ}C$
$v$	μέση ταχύτητα ψυκτικού στον πυρήνα, σε $m s^{-1}$
$A_C$	η εγκάρσια διατομή ενός καναλιού ψύξης, σε $m^2$
$c_P$	η ειδική θερμοχωρητικότητα του ψυκτικού μέσου, σε $J / (kg K)$
$T_C$	η θερμοκρασία του περιβλήματος, σε $^{\circ}C$
$k_C$	η θερμική αγωγιμότητα του περιβλήματος, σε $W / K$
$h$	ο συντελεστής συναγωγής, σε $W / (m^2 K)$
$D_H$	η υδραυλική διάμετρος του καναλιού ψύξης, σε $m$
$\mu$	δυναμική συνεκτικότητα, σε $g / (cm s)$
$Pr$	αριθμός Prandtl
$Re$	αριθμός Reynolds
$\Delta P$	συνολική πτώση πίεσης, σε $Pa$
$\Delta P_{fr}$	απώλειες λόγω τριβής, σε $Pa$
$\Delta P_{loc}$	απώλειες λόγω τοπικών αντιστάσεων, σε $Pa$
$\Delta P_{acc}$	απώλειες λόγω επιτάχυνσης του ψυκτικού μέσου, σε $Pa$
$\lambda_{fr}$	συντελεστής τριβής
$\Delta$	απόλυτη τραχύτητα
$\chi$	συντελεστής μορφής

## ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

**Πίνακας σύγκρισης βασικών τεχνικών χαρακτηριστικών αντιδραστήρων τύπου  
WWER-1000 και PWR**

ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΟ	PWR	WWER-1000
Δέσμες π.κ.	177	163
Δέσμες π.κ. με ράβδους ελέγχου	49	61
Δέσμες π.κ. με στοιχεία "καιόμενων δηλητηρίων"	-	54
Μήκος ράβδων π.κ.	3.56 m	3.55 m
Απόσταση δεσμών	0.215 m	0.236 m
Διατομή πυρήνα	4.41 m <sup>2</sup>	4.17 m <sup>2</sup>
Παροχή ψυκτικού μέσου διά του πυρήνα	15984 kgs <sup>-1</sup>	17650 kgs <sup>-1</sup>
Θερμική ισχύς	3000 MW	3000 MW
Μέγιστη απόκλιση, συμπεριλαμβανομένων λαθών μετρήσεων και ακρίβειας ελέγχου	-	120 MW
Απόσταση μεταξύ ράβδων π.κ.	14.30 mm	12.75 mm
Αριθμός ράβδων πυρηνικού καυσίμου ανά δέσμη	205	312
Αριθμός ράβδων απορροφητών ανά δέσμη	20	18
Κανάλια για μετρήσεις ανά δέσμη	1	1
Πλέγματα στήριξης ράβδων ανά δέσμη	6	14
Υλικό πλέγματος	Ζιρκόνιο	Χάλυβας (Ζιρκόνιο)
Διάμετρος ράβδου π.κ.	10.75 mm	9.1 mm
Πάχος του περιβλήματος	0.725 mm	0.69 mm
Υλικό περιβλήματος	Κράμα Ζιρκονίου	Κράμα Ζιρκονίου "110"
Διάμετρος κυλινδρίσκου π.κ.	9.11 mm	7.53 mm
Πυρηνικό καύσιμο	UO <sub>2</sub>	UO <sub>2</sub>

ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΟ	PWR	WWER-1000
Διάμετρος κεντρικής οπής κυλινδρίσκου π.κ. (ψυκτικό κενό)	-	2.3 mm
Πυκνότητα π. κ.	10.28 gcm <sup>-3</sup>	10.4 gcm <sup>-3</sup>
Εμπλουτισμός σε U-235 (%)	3.5, 3.8, 4.0, 4.3	3.3, 4.4, 3.0, 4.0
Πίεση στο πρωτεύον κύκλωμα	15.4 MPa	15.7 MPa
Θερμοκρασία εισόδου ψυκτικού (τυπικά 290° C)	291.5 °C	289.7 °C
Θερμοκρασία εξόδου ψυκτικού	326.2 °C	320.0°C
Μέγιστη τυπική θερμοκρασία ψυκτικού	342.9 °C	328.0 °C
Ονομαστική τιμή παροχής ψυκτικού	15984 kg/s	18300 kg/s
Ποσοστό της ροής εκτός πυρήνα	6.5 %	3 %
Ταχύτητα μάζας ψυκτικού στον πυρήνα	3338 kg/ (sm <sup>2</sup> )	3850 kg/(s m <sup>2</sup> )
Ελάχιστη ταχύτητα μάζας (δυσμενές σημείο)	3129 kg/(s m <sup>2</sup> )	3560 kg/(s m <sup>2</sup> )
Μέση ταχύτητα ψυκτικού	5.4 m/s	5.4 m/s
Συνολική επιφάνεια συναλλαγής θερμότητας	4376 m <sup>2</sup>	5176 m <sup>2</sup>
Πυκνότητα ισχύος	105 W/cm <sup>3</sup>	107 W/cm <sup>3</sup>
Μέση θερμική ροή στην επιφάνεια της ράβδου	67.2 W/cm <sup>2</sup>	58 W/cm <sup>2</sup>
Μέση ισχύς ανά μονάδα μήκους ράβδου	227.7 W/cm	165.7 W/cm
Ακτινικός διορθωτικός συντελεστής $k_r$	1.6	1.5
Αξονικός διορθωτικός συντελεστής $k_z$	2.6	2.24
Μέγιστη θερμική ροή στην επιφάνεια ράβδου π.κ.	155.2 W/cm <sup>2</sup>	150.7 W/cm <sup>2</sup>
Μέγιστη ισχύς ανά μονάδα μήκους ράβδου	525.0 W/cm	430.8 W/cm
Μέγιστη θερμοκρασία π.κ.	2030 °C	1690 °C
Μέγιστη θερμοκρασία της εξωτερικής επιφάνειας ράβδου	346.6 °C	350 °C
Ελάχιστη τιμή του συντελεστή DNBR	1.86	1.73

### Πίνακας σημάτων από τον προσομοιωτή στην περίπτωση SCRAM

ΕΙΔΟΣ ΣΗΜΑΤΟΣ	ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑ	ΠΙΘΑΝΗ ΑΙΤΙΑ
Η περίοδος του αντιδραστήρα στην πηγή σήματος είναι μικρότερη από 10 δευτερόλεπτα	Έκτακτη Σβέση (SCRAM)	<ol style="list-style-type: none"> <li>1. μείωση της συγκέντρωσης του βορικού οξέως</li> <li>2. ανεξέλεγκτη έξοδος των ράβδων ελέγχου</li> </ol>
Υπέρβαση της μέγιστης επιτρεπόμενης ροής θερμικών νετρονίων. Αυτή ορίζεται στο 107% της μέγιστης ονομαστικής.	Έκτακτη Σβέση (SCRAM)	<ol style="list-style-type: none"> <li>1. μείωση της συγκέντρωσης του βορικού οξέως</li> <li>2. ανεξέλεγκτη έξοδος των ράβδων ελέγχου</li> </ol>
Υπέρβαση της επιτρεπόμενης ροής θερμικών νετρονίων που έχει ορισθεί από τον χειριστή.	Έκτακτη Σβέση (SCRAM)	Λάθος ενέργεια του χειριστή
<p style="text-align: center;">Αν ταυτόχρονα:</p> <p>Η πίεση στον πυρήνα γίνει μικρότερη από 14.7 MPa και η ισχύς του αντιδραστήρα είναι μεγαλύτερη από το 75% της ονομαστικής</p>	Έκτακτη Σβέση (SCRAM)	<ol style="list-style-type: none"> <li>1. ακούσιος ψεκασμός στον καταθλίπτη</li> <li>2. ακούσια ενεργοποίηση της βαλβίδας ασφαλείας του καταθλίπτη</li> <li>3. ατύχημα απώλειας του ψυκτικού μέσου (LOCA)</li> </ol>
<p style="text-align: center;">Αν ταυτόχρονα:</p> <p>Η θερμοκρασία του ψυκτικού μέσου στην έξοδο γίνει μεγαλύτερη από 330°C και η πίεση στον πυρήνα είναι μικρότερη από 13.72 MPa</p>	Έκτακτη Σβέση (SCRAM)	<ol style="list-style-type: none"> <li>1. ακούσιος ψεκασμός στον καταθλίπτη</li> <li>2. ακούσια ενεργοποίηση της βαλβίδας ασφαλείας του καταθλίπτη</li> <li>3. ατύχημα απώλειας του ψυκτικού μέσου (LOCA)</li> </ol>
Η απόσταση από τη θερμοκρασία κορεσμού στο πρωτεύον κύκλωμα γίνει μικρότερη από 10°C	Έκτακτη Σβέση (SCRAM)	Διάφορες αιτίες

ΕΙΔΟΣ ΣΗΜΑΤΟΣ	ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑ	ΠΙΘΑΝΗ ΑΙΤΙΑ
Μείωση της πίεσης που προσδίδει η αντλία κυκλοφορίας του πρωτεύοντος κυκλώματος από 0.39 MPa σε 0.25MPa ή λιγότερο για χρονικό διάστημα μικρότερο των 5 δευτερολέπτων	Έκτακτη Σβέση (SCRAM)	<ol style="list-style-type: none"> <li>1. η αντλία κυκλοφορίας του πρωτεύοντος κυκλώματος "κολλάει"</li> <li>2. αποσύνδεση της ατράκτου της αντλίας του πρωτεύοντος κυκλώματος</li> </ol>
Αν ταυτόχρονα: Η πίεση του ατμού σε μία από τις ατμογεννήτριες γίνεται μικρότερη από 4.9 MPa και η διαφορά μεταξύ της θερμοκρασίας κορεσμού στο πρωτεύον κύκλωμα και της θερμοκρασίας του ατμού στο δευτερεύον γίνεται μεγαλύτερη από 75°C	Έκτακτη Σβέση (SCRAM)	<ol style="list-style-type: none"> <li>1. υπάρχει διαρροή στη γραμμή του ατμού</li> <li>2. υπάρχει διαρροή στο πρωτεύον κύκλωμα</li> <li>3. υπάρχει διαρροή από ανοιχτές βαλβίδες ασφαλείας</li> </ol>
Απώλεια της ισχύος τροφοδοσίας αντλιών κυκλοφορίας του πρωτεύοντος: - μίας από τις δύο αντλίες του πρωτεύοντος κυκλώματος ενώ η ισχύς του αντιδραστήρα είναι μεγαλύτερη από 5% της ονομαστικής ή - δύο από τις τέσσερις αντλίες του πρωτεύοντος κυκλώματος ενώ η ισχύς του αντιδραστήρα είναι μεγαλύτερη από 75% της ονομαστικής	Έκτακτη Σβέση (SCRAM)	Κάποια ή κάποιες αντλίες του πρωτεύοντος κυκλώματος δεν λειτουργεί
Η πίεση σε μία από τις ατμογεννήτριες είναι μεγαλύτερη από 7.84 MPa	Έκτακτη Σβέση (SCRAM)	Ο στρόβιλος δεν λειτουργεί κανονικά διότι οι βαλβίδες ασφαλείας δεν μπορούν να απελευθερώσουν τη μάζα ατμού που χρειάζεται.
Σεισμός με ένταση > 6 Ρίχτερ	Έκτακτη Σβέση (SCRAM)	Ο σεισμός είναι μεγαλύτερος από την προβλεπόμενη σχεδίαση



ΕΙΔΟΣ ΣΗΜΑΤΟΣ	ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑ	ΠΙΘΑΝΗ ΑΙΤΙΑ
Απώλεια ισχύος στο σύστημα ελέγχου και προστασίας ελέγχου και προστασίας	Έκτακτη Σβέση (SCRAM)	Απώλεια ισχύος στο σύστημα ελέγχου και προστασίας
Η στάθμη δευτερεύοντος νερού σε μία ατμογεννήτρια είναι μικρότερη από 650 mm ενώ η αντίστοιχη αντλία του πρωτεύοντος κυκλώματος λειτουργεί	Έκτακτη Σβέση (SCRAM)	<ol style="list-style-type: none"> <li>1. οι τροφοδοτικές αντλίες του δεν λειτουργούν</li> <li>2. υπάρχει διαρροή στις σωληνώσεις του πρωτεύοντος</li> </ol>
Η πίεση στο πρωτεύον κύκλωμα είναι μεγαλύτερη από 174 bar	Έκτακτη Σβέση (SCRAM)	Διάφορες αιτίες
Η θερμοκρασία του ψυκτικού στη έξοδο του πυρήνα είναι μεγαλύτερη από τη ρύθμιση που έχει θέσει ο χειριστής κατά 8°C ή περισσότερο	Έκτακτη Σβέση (SCRAM)	Διάφορες αιτίες
Η στάθμη νερού στον καταθλίπτη είναι μικρότερη από 4600 mm	Έκτακτη Σβέση (SCRAM)	Ατύχημα απώλειας ψυκτικού (LOCA)

**Πίνακας σημάτων από τον προσομοιωτή που επάγουν τις κύριες αυτόματες προληπτικές ενέργειες από το σύστημα ελέγχου και ασφαλείας**

ΕΙΔΟΣ ΣΗΜΑΤΟΣ	ΕΝΕΡΓΕΙΑ ΧΕΙΡΙΣΤΗ
Η περίοδος του αντιδραστήρα είναι μικρότερη από 20 δευτερόλεπτα	Αύξηση της περιόδου του αντιδραστήρα
Η ροή των νετρονίων είναι μεγαλύτερη από την μέγιστη ρυθμισμένη ή την μέγιστη επιτρεπόμενη τιμή. Η μέγιστη επιτρεπόμενη τιμή δεν πρέπει να ξεπερνάει το 104-107% της μέγιστης ονομαστικής ροής	Μείωση της ισχύος του αντιδραστήρα
Η θερμική ισχύς είναι μεγαλύτερη από την επιτρεπόμενη για τον αριθμό αντλιών του πρωτεύοντος κυκλώματος που λειτουργούν	Μείωση της ισχύος του αντιδραστήρα
Η πίεση πάνω στην έξοδο του πυρήνα του αντιδραστήρα είναι μεγαλύτερη από 16.8 MPa	Μείωση της ισχύος του αντιδραστήρα
Η θερμοκρασία του ψυκτικού μέσου σε οποιοδήποτε βρόγχο είναι μεγαλύτερη από την επιτρεπόμενη κατά 3°C ή περισσότερο	Μείωση της ισχύος του αντιδραστήρα
Η πίεση στον κύριο συλλέκτη ατμού είναι μεγαλύτερη από 6.85 MPa	Μείωση της ισχύος του αντιδραστήρα
Απώλειες παροχής ισχύος σε μία αντλία πρωτεύοντος κυκλώματος από τις 4 σε λειτουργία	Μείωση της ισχύος του αντιδραστήρα
Μη κανονική λειτουργία μίας από τις δύο τροφοδοτικές αντλίες του δευτερεύοντος	Μείωση της ισχύος του αντιδραστήρα

## BIBΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

1. Αγγελόπουλος Μ.Γ., Πυρηνική Τεχνολογία, Τομέας Πυρηνικής Τεχνολογίας, Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο, Αθήνα, 1983.
2. Arzhanov V., Compilation of Reactor Dynamics in Reactor Physics course – lecture notes (SH2600), KTH Royal Institute of Technology, 2007.
3. Austregesilo H., Bals C., Hora A., Lerchl G., Romstedt P., ATHLET Mod 2.1 Cycle A, Models and Methods, Report GRS-P-1/Vol.4, Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit (GRS) mbH, 2006
4. Bennet D.J., The elements of nuclear power, 2<sup>nd</sup> Edition, Longman, London and New York, 1981
5. Duderstadt J.J., Hamilton L.J., Nuclear Reactor Analysis, John Wiley & Sons, New York, 1976
6. Foulke L., University of Pittsburg, Overview of nuclear reactivity control, Joint ICTP/IAEA Workshop on Nuclear Power Plant Simulators for Education, Trieste, 2009
7. Ganjiani J., Firoozabadi B., Three-Dimensional Simulation of Turbulent Flow in 3-Sub Channels of a VVER-1000 Reactor, Scientia Iranica, Transaction B: Mechanical Engineering, 17(2):83-92, 2010
8. Garland W., Nuclear Power Plant Control, Module C: Reactivity Feedback due to Temperature and Void Effects, in Chapter 3: Elementary Physics and Reactor Control, McMaster University, Canada, 2001 (link accessed in 2013: [http://www.nuceng.ca/br\\_space/class/Module3C\\_Temp&VoidJun21.pdf](http://www.nuceng.ca/br_space/class/Module3C_Temp&VoidJun21.pdf))
9. Hidropress – IAEA, Status report 93 - VVER–1000 (V-466B) (VVER–1000 (V-466B)), 2011 (link accessed in 2013: [http://www.iaea.org/NuclearPower/Downloadable/aris/2013/34.VVER-1000\(V-466B\).pdf](http://www.iaea.org/NuclearPower/Downloadable/aris/2013/34.VVER-1000(V-466B).pdf))
10. Grundmann U., Rohde U., Mittag S., Klieg S., DYN3D Version 3.2, Code for Calculation of Transients in Light Water Reactors (LWR) with Hexagonal or Quadratic Fuel Elements – Description of Models and Methods, FZR-434, Forschungszentrum Rossendorf, 2005.

11. Guba A., Personal Communication, Centre for Energy Research, Hungarian Academy of Sciences, Thermohydraulic Department, H-1525 Budapest P.O. Box 49. Hungary, e-mail: guba.attila@energia.mta.hu
12. IAEA, International Atomic Energy Agency, IAEA-TECDOC-1203, Thermohydraulic relationships for advanced water cooled reactors, Vienna, 2001.
13. IAEA, International Atomic Energy Agency, WWER-1000 Reactor Simulator, Material for Training Courses and Workshops, Training Course Series No. 21, 2<sup>nd</sup> Edition, Vienna, 2005.
14. Ivanov V.K., Kobzar L.L., Calculation of critical heat flux in rod bundles with local turbulators, *Atomnaya Energiya*, 54(6): 395–399, 1983.
15. Jasiulevicious A., Analysis methodology for RBMK-1500 core safety and investigations on corium coolability during a LWR severe accident, Doctoral Thesis, Department of Energy Technology, Division of Nuclear Power Safety, The Royal Institute of Technology (KTH), Stockholm, 2003.
16. Kheradmand Saadi M., Shahriari M., Zolfaghari A.R., Xenon transient simulation of the VVER-1000 nuclear reactor using adiabatic approximation, *Annals of Nuclear Energy*, 37: 753-761, 2010
17. Lamarsh J.R., Baratta A.J., Introduction to Nuclear Engineering, 3<sup>rd</sup> Edition, Prentice Hall, New York, 2001
18. Lewis E.E., Fundamentals of Nuclear Reactor Physics, Academic Press, 2008.
19. Molochnikov Yu. S., Generalization of experimental data on volumetric void fraction for sub-cooled boiling of water (in Russian). *Teploenergetika* 7, p. 47, 1982.
20. NEA, Nuclear Energy Agency OECD, Report NEA/CSNI/R(2001)4, Validation matrix for the assessment of thermal hydraulic codes for VVER LOCA and transients, A Report by the OECD Support Group on the VVER Thermal-Hydraulic Code Validation Matrix, 2001.
21. NEA, Nuclear Energy Agency OECD, Report NEA/NSC/DOC(2002)6, VVER-1000 Coolant Transient Benchmark PHASE 1 (V1000CT-1), Vol. I: Main Coolant Pump (MCP) switching On, Final Specifications, 2002.
22. Osmachkin V.S., Borisov V., Paper B4.9, 4<sup>th</sup> International Heat Transfer Conference, Versailles, 1970.
23. Osmachkin V.S., Preprint IAE–2345, Kurtschatov Institute, Moscow, 1974.

24. Πετρόπουλος Ν., Θερμοφυσικές ιδιότητες ψυκτικών μέσων πυρηνικών αντιδραστήρων. Συγκριτική μελέτη και κώδικες υπολογισμών. Τομέας Πυρηνικής Τεχνολογίας, Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο, Αθήνα, 2003.
25. Σιμόπουλος Σ.Ε., Απαγωγή θερμότητας από τον πυρήνα πυρηνικών αντιδραστήρων, Τομέας Πυρηνικής Τεχνολογίας, Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο, Αθήνα, 1983.
26. Thome J.R., Void Fractions in Two-Phase Flows, Chapter 17 in Engineering Data Book III, Wolverine Tube Inc., 2010
27. Tikhonov N., Moscow Institute for Physics and Engineering (MEPhI), WWER Simulator, Joint ICTP/IAEA Workshop on Nuclear Power Plant Simulators for Education, Trieste, 2009
28. Tikhonov N., General Energy Technologies (GET), Moscow Institute for Physics and Engineering (MEPhI), WWER-1000 Reactor Simulator, A presentation at Milano Politechnico, Milan, Italy, 03-14 October 2011
29. Tuttle R.J., Delayed neutron data for reactor-physics analysis, Nuclear Science and Engineering, 56:37, 1975