ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ ΚΡΗΤΗΣ ΓΕΝΙΚΟ ΤΜΗΜΑ



ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΩΝ ΣΠΟΥΔΩΝ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΕΣ ΕΠΙΣΤΗΜΕΣ ΚΑΙ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑ

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΟΥ ΔΙΠΛΩΜΑΤΟΣ ΕΙΔΙΚΕΥΣΗΣ ΚΑΤΕΥΘΥΝΣΗ : «ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΗ ΚΑΙ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΚΗ ΦΥΣΙΚΗ ΚΑΙ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑ ΛΕΪΖΕΡ»

ΜΕΛΕΤΗ ΧΡΟΝΙΚΗΣ ΕΞΕΛΙΞΗΣ ΤΩΝ ΒΑΣΙΚΟΤΕΡΩΝ ΠΥΡΗΝΙΚΩΝ ΑΝΤΙΔΡΑΣΕΩΝ ΣΥΝΤΗΞΗΣ ΓΙΑ ΠΑΡΑΓΩΓΗ ΚΑΘΑΡΗΣ ΕΝΕΡΓΕΙΑΣ ΣΕ ΜΗΧΑΝΕΣ ΜΑΓΝΗΤΙΚΟΥ ΠΕΡΙΟΡΙΣΜΟΥ ΠΛΑΣΜΑΤΟΣ

ΔΗΜΗΤΡΙΟΣ Γ. ΠΑΝΑΥΛΑΚΗΣ

Επιβλέπων: Αναπλ.Καθηγητής Μουσταϊζής Σταύρος

ΧΑΝΙΑ ΦΕΒΡΟΥΑΡΙΟΣ 2010

" Imagination is more important than knowledge. Knowledge is limited. Imagination encircles the world"

> Albert Einstein (1879-1955)

ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ

Η διπλωματική εργασία που παρουσιάζεται στις επόμενες σελίδες έγινε στα πλαίσια του Μεταπτυχιακού Διπλώματος Ειδίκευσης στον τομέα Φυσικής του Γενικού Τμήματος του Πολυτεχνείου Κρήτης και δεν θα μπορούσε να περατωθεί χωρίς την απαραίτητη συμβολή κάποιων ανθρώπων, τους οποίους και θα ήθελα να ευχαριστήσω.

Πρώτα από όλους θέλω να ευχαριστήσω όλους ανεξαιρέτως τους καθηγητές μου από το τμήμα Φυσικής του Πανεπιστημίου Κρήτης, του οποίου υπήρξα φοιτητής την τετραετία 2000-2004,γιατί χωρίς τις γνώσεις και τις εμπειρίες τις οποίες μου μετέδωσαν δεν θα μπορούσα ποτέ να πάρω μέρος στο μεταπτυχιακό πρόγραμμα του Πολυτεχνείου Κρήτης.

Στην συνέχεια θέλω να ευχαριστήσω τον αναπληρωτή Καθηγητή και διευθυντή του Εργαστηρίου Δομής της Ύλης και φυσικής Λέιζερ κ.Μουσταϊζή Σταύρο, του οποίου οι οδηγίες και συμβουλές κατά την διάρκεια του ΜΔΕ, και σε συνάρτηση και με τα σεμινάρια και συνέδρια στα οποία συμμετείχα στα πλαίσια της Association Euratom Hellenic Republic που συμμετέχει το Εργαστήριο Δομής της ύλης και Φυσικής Λέιζερ, ήταν απαραίτητες και καθοριστικές για τις γνώσεις και τις εμπειρίες που αποκόμισα σε όλο το διάστημα που διήρκησε το μεταπτυχιακό μου στο Πολυτεχνείο Κρήτης.

Θέλω ακόμα να ευχαριστήσω την τριμελή επιτροπή που ασχολήθηκε με την παρουσίαση της παρούσας διπλωματικής εργασίας, που εκτός από τον κο Σταύρο Μουσταϊζή αποτελείται από τους κυρίους Αγγελάκη Δημήτριο και Σταυρακάκη Γεώργιο.

Κλείνοντας τούτο το σύντομο πρόλογο αισθάνομαι υποχρεωμένος να ευχαριστήσω και επισήμως την οικογένειά μου, τους γονείς μου Γιώργο και Νίκη για την αμέριστη συμπαράσταση, την υλική και ηθική βοήθεια αλλά και την ώθηση που μου έδιναν σε ορισμένες δύσκολες στιγμές σε όλα αυτά τα χρόνια των σπουδών μου.

Χωρίς την βοήθειά τους θα ήταν δύσκολο να καταφέρω να ολοκληρώσω την προσπάθειά μου αυτή.

I IIEPIEXOMENA

| Περίληψη | σελ.6 |
|---|--------|
| 1.Εισαγωγή | σελ.8 |
| 2.Ιστορική αναδρομή | |
| 2.1.Περιήγηση στην ιστορία των μηχανών σύντηξης | σελ.14 |
| 2.2.Οι σπουδαιότερες μηχανές σύντηξης | σελ.14 |
| 2.3.Προόδοι στην έρευνα για τη μαγνητική σύντηξη | σελ.16 |
| 2.4.ITER,ο δρόμος προς την ενέργεια από σύντηξη | σελ.18 |
| 2.5.Ο ITER και η Ευρωπαϊκή στρατηγική για την σύντηξη | σελ.19 |
| 2.6.Μακροπρόθεσμη τεχνολογία | σελ.20 |
| 3.Εισαγωγή στην πυρηνική Σύντηξη | |
| 3.1.Η ανάγκη για ασφαλή και αειφόρο ενέργεια | σελ.22 |
| 3.2.Η πηγή ενέργειας των αστέρων | σελ.23 |
| 3.3.Σύντηξη για παραγωγή ενέργειας | σελ.25 |
| 3.4.Ασφάλεια | σελ.26 |
| 3.5.Περιβαλλοντικές επιπτώσεις | σελ.26 |
| 4.Πώς λειτουργεί η Μαγνητική Σύντηξη | |
| 4.1.Σύντηξη μέσω μαγνητικής συγκράτησης | σελ.28 |
| 4.2.Αδρανειακή συγκράτηση με χρήση λέιζερ | σελ.32 |
| 4.3.Παράμετροι των δυο βασικών μηχανών | σελ.33 |
| 4.4.Βασικά συστατικά στοιχεία του ITER | σελ.34 |
| 4.5.Θέρμανση του πλάσματος | σελ.35 |
| 4.6.Διαγνωστικά και μοντελοποίηση του πλάσματος | σελ.37 |
| 5.Θεωρία αντιδράσεων θερμοπυρηνικής σύντηξης | |
| 5.1.Εξώθερμες πυρηνικές αντιδράσεις: σχάση και σύντηξη | σελ.40 |
| 5.2.Φυσική των αντιδράσεων σύντηξης | σελ.41 |
| 5.3.Βασικές παράμετροι για την κατανόηση των αντιδράσεων | σελ.42 |
| 5.4.Βασική προϋπόθεση για να επιτευχθεί σύντηξη | σελ.44 |
| 5.5.Περιγραφή του μαγνητικού πεδίου στην σύντηξη | σελ.46 |
| 6.Αντιδράσεις θερμοπυρηνικής σύντηξης | |
| Μέρος 1° | |
| 6.1.1.Βασικές αντιδράσεις που λαμβάνουν χώρα στην σύντηξη | σελ.52 |

| 6.1.2.Ανάλυση των αντιδράσεων σύντηξης | σελ.56 |
|---|---------|
| 6.1.3.Κατανομή Maxwell στην σύντηξη | σελ.61 |
| 6.1.4.Λύση χρονικά εξαρτημένων εξισώσεων | σελ.64 |
| Μέρος 2° | |
| 6.2.1.Βασικές αντιδράσεις με αντιδρών ισότοπα του Li | σελ.73 |
| 6.2.2.Περιγραφή της διάταξης του μανδύα (blanket) | σελ.78 |
| 6.2.3.Λύση χρονικά εξαρτημένων εξισώσεων μαζί με ισότοπα Li | σελ.80 |
| 6.3.Ιατρικές εφαρμογές:Άλλη μια χρήση της έρευνας για σύντηξη | σελ.83 |
| 7.Εφαρμογές:Σύντηξη σε χαμηλές θερμοκρασίες | |
| 7.1.Περιγραφή των μεσονίων | σελ.87 |
| 7.2.Μαθηματική περιγραφή του μεσονικού ατόμου | σελ.88 |
| 7.3.Παραγωγή μεσονικού ατόμου | σελ.90 |
| 7.4.Παραγωγή ενέργειας με την βοήθεια μεσονικών ατόμων | σελ.91 |
| 8.Σχόλια και συμπεράσματα | σελ.94 |
| 9.Βιβλιογραφία | σελ.98 |
| 10.Παράρτημα | σελ.105 |

Στην παρούσα εργασία θα μελετήσουμε τι είναι η πυρηνική σύντηξη και με ποίον τρόπο μπορούμε να παράγουμε ενέργεια, και μάλιστα αβλαβής για το περιβάλλον, με την βοήθεια των διάφορων πυρηνικών αντιδράσεων που λαμβάνουν χώρα μέσα σε μια μηχανή σύντηξης και του μαγνητικού πεδίου που θα συγκρατήσει το πλάσμα μέσα στον χώρο της μηχανής αυτής.

Το παραπάνω θέμα είναι πολύ ενδιαφέρον και σύγχρονο εάν αναλογιστούμε το γεγονός ότι ο πλανήτης μας έχει επιβαρυνθεί τόσο πολύ από την ρύπανση, ώστε η ανάπτυξη και η εφαρμογή νέων μορφών ενέργειας, που δεν θα βλάπτουν το περιβάλλον, κρίνεται απαραίτητη. Οι παραδοσιακές πηγές ενέργειας όπως το πετρέλαιο και ο άνθρακας, πέρα του ότι είναι επιζήμιες για το περιβάλλον, έχουν άλλο ένα βασικό μειονέκτημα. Τα αποθέματά τους στα υποστρώματα του πλανήτη έχουν μειωθεί δραματικά με αποτέλεσμα να οδηγούμαστε με μαθηματική ακρίβεια και στον οριστικό αφανισμό τους μέσα στις επόμενες δεκαετίες. Το γεγονός αυτό λοιπόν ενισχύει ακόμα περισσότερο την ανάγκη για ανακάλυψη νέων μη πεπερασμένων πηγών ενέργειας. Η ενέργεια που προκύπτει από την ελεγχόμενη πυρηνική σύντηξη πληροί όλες της προϋποθέσεις για να αποτελέσει την ενέργεια του μέλλοντος, αφού και «καθαρή» για το περιβάλλον είναι, αλλά και μη πεπερασμένη.

Το πρόβλημα αυτό λοιπόν μου έδωσε και το κίνητρο για να γράψω αυτήν εδώ την διπλωματική εργασία. Ο τρόπος δηλαδή με τον οποίο μπορούμε να έχουμε «καθαρή» ενέργεια για τα χρόνια που ακολουθούν. Στα πρώτα κεφάλαια υπάρχει μια εισαγωγή και γενικές πληροφορίες για το τι είναι σύντηξη και πόσο ανεπτυγμένη είναι στα διάφορα ερευνητικά εργαστήρια ανά τον πλανήτη. Επίσης παρουσιάζεται και λεπτομερής αναφορά στο πλάσμα, το οποίο όπως θα δούμε αποτελεί το «καύσιμο» σε μια μηχανή σύντηξης, σε μια μηχανή δηλαδή μέσα στην οποία θα πραγματοποιηθούν, με ελεγχόμενο πάντα τρόπο, οι διάφορες πυρηνικές αντιδράσεις και το επιδιωκόμενο αποτέλεσμα θα είναι η παραγωγή ενέργειας ωφέλιμη για τις γενιές που ακολουθούν.

Στα κεφάλαια που ακολουθούν μελετούμε την θεωρία που διέπει την σύντηξη, και αναφέρουμε με λεπτομερή τρόπο τις διάφορες παραμέτρους και φυσικά μεγέθη που είναι απαραίτητα για να κατανοήσουμε από μαθηματική σκοπιά πλέον, πώς λειτουργεί η σύντηξη. Γίνεται αναφορά επίσης και στο μαγνητικό πεδίο, η ύπαρξη του οποίου είναι απαραίτητη όπως θα δούμε, για να μπορέσει να συγκρατήσει το «υπερδραστήριο» πλάσμα μέσα σε έναν πεπερασμένο χώρο. Η διάταξη η οποία εμείς μελετάμε αντιστοιχεί σε τοπολογία ανοιχτών μαγνητικών γραμμών (mirror like) και η παραγωγή πλάσματος πραγματοποιείται με χρήση δεσμών λέιζερ σε μίγμα κυρίως δευτερίου – δευτερίου (D-D), χωρίς όμως να αποκλείονται και άλλα μίγματα όπως D-T , D-³He και p-¹¹B. Είναι διάταξη μικρών σχετικά διαστάσεων και μπορούμε να παράγουμε πλάσμα υψηλής πυκνότητας (τάξεως 10¹⁹ σωμάτια/cm³) και θερμοκρασίας (μέχρι 70KeV). Ωστόσο μειονέκτημα αποτελεί το γεγονός ότι για την συγκράτηση του πλάσμα και τα 100 Tesla.

Στην συνέχεια γίνεται εκτενής αναφορά στις βασικές αντιδράσεις σύντηξης και στην διαδικασία με την οποία από την καύση των αντιδρώντων, θα προκύψει ενέργεια. Στο σημείο αυτό πραγματοποιείται και η λύση του συστήματος των διαφορικών εξισώσεων που προκύπτει από τις πυρηνικές αντιδράσεις (rate equations) και αμέσως μετά ακολουθεί μια λεπτομερής παρουσίαση διάφορων γραφικών παραστάσεων που παριστάνουν την χρονική εξέλιξη παραγωγής των προϊόντων και αντίστοιχα της κατανάλωσης των αντιδρώντων που συμμετέχουν στις διάφορες αντιδράσεις, από τις οποίες προκύπτουν πολύ σημαντικά συμπεράσματα τα οποία ουσιαστικά είναι και ο σκοπός τούτης εδώ της εργασίας. Στο σημείο εκείνο παρατηρούμε ότι χρησιμοποιώντας νετρόνια χαμηλής ενέργειας (θερμικά νετρόνια) μπορούμε να πετύχουμε παραγωγή κυρίως τριτίου αλλά και He³ σε ικανοποιητική ποσότητα, ώστε να έχει την δυνατότητα να χρησιμοποιηθεί ως καύσιμο για την λειτουργία μιας μηχανής σύντηξης.

Να σημειώσουμε ότι η διάταξη που μελετάμε στην εργασία μας δεν βρίσκει εφαρμογή μόνο στην χρήση του πλάσματος για παραγωγή καθαρής ενέργειας αλλά μπορεί να χρησιμοποιηθεί και για παραγωγή νετρονίων αλλά και σε διάφορες ιατρικές εφαρμογές κυρίως διαγνωστικού χαρακτήρα. Επίσης προς το τέλος της εργασίας υπάρχει και ένα ξεχωριστό κεφάλαιο που αναφέρεται στην σύντηξη σε χαμηλές θερμοκρασίες, μια πολύ ενδιαφέρουσα εφαρμογή από την οποία προκύπτει ότι εάν μπορέσουμε να φτιάξουμε πολλά μεσόνια με οικονομικό τρόπο θα μπορέσουν να χρησιμοποιηθούν και αυτά με τη σειρά τους στην παραγωγή ενέργειας από σύντηξη.

Εύκολα γίνεται κατανοητό ότι με το τέλος της εργασίας αυτής θα είμαστε σε θέση να συνειδητοποιήσουμε ότι είμαστε κοντά στο να χρησιμοποιήσουμε ενέργεια από σύντηξη. Τα αποτελέσματα είναι αισιόδοξα και ενθαρρύνουν την πειραματική επιβεβαίωση του προβλήματος, εκπληρώνοντας τον σκοπό τούτης της εργασίας.

Στις σελίδες που ακολουθούν θα προσπαθήσουμε να περιγράψουμε και να αναλύσουμε τι είναι και με ποιόν τρόπο γίνεται η μαγνητική σύντηξη δηλαδή η σύντηξη πυρήνων με την βοήθεια συγκράτησης του πλάσματος από το μαγνητικό πεδίο και το πόσο σπουδαία υπόθεση είναι αυτή, για ολόκληρο τον κόσμο για τα χρόνια που ακολουθούν.

Πρώτα από όλα αξίζει να αναφέρουμε ότι η σύντηξη ανακαλύφθηκε στα τέλη της δεκαετίας του 1930 από τον Γερμανό Φυσικό Χανς Μπέτε που κέρδισε και το βραβείο Νόμπελ για αυτή του την ανακάλυψη. Μια ανακάλυψη που έμελε να αλλάξει τον κόσμο όσο αφορά την κατανάλωση ενέργειας για τις επόμενες δεκαετίες.

Τούτη η εργασία ξεκινάει ουσιαστικά με το δεύτερο κεφάλαιο όπου υπάρχει μια σύντομη ιστορική αναδρομή στην πυρηνική σύντηξη αλλά και στις διάφορες μηχανές σύντηξης που έχουν κατασκευαστεί σε διάφορα εργαστήρια σε πολλές γωνιές του κόσμου. Με την βοήθεια της βιβλιογραφίας γίνεται μια αναφορά τόσο στις βασικότερες μηχανές, όσο και στην πρόοδο των ερευνών που αφορούν την ελεγχόμενη πυρηνική σύντηξη.

Στο τρίτο κεφάλαιο που ακολουθεί παρουσιάζουμε μια πρώτη εισαγωγή στην μαγνητική πυρηνική σύντηξη αναφέροντας τους λόγους που οδήγησαν την επιστημονική κοινότητα της Ευρώπης αλλά και όλου του κόσμου γενικότερα να ενώσουν τις δυνάμεις τους με μοναδικό σκοπό την ανακάλυψη και την ανάπτυξη πηγών ενέργειας που θα μπορέσουν να βοηθήσουν τον κόσμο να βγει από το αδιέξοδο που οδηγεί η χρήση του πετρελαίου και των άλλων πεπερασμένων πηγών ενέργειας.

Στον Πίνακα 1.1^[16] που ακολουθεί παρουσιάζονται οι διάφορες πηγές ενέργειας και οι εκτιμώμενοι χρόνοι παρουσίας τους στην γη.

| ΠΗΓΗ ΕΝΕΡΓΕΙΑΣ | ETH |
|---------------------|--------------------|
| Άνθρακας | 300 |
| Πετρέλαιο | 40 |
| Φυσικό αέριο | 50 |
| Ουράνιο 235 | 30 |
| Ουράνιο 238 | 30000 |
| Δευτέριο | 3·10 ¹¹ |
| Λίθιο (της γης) | 30000 |
| Λίθιο (των ωκεανών) | 30·10 ⁶ |

<u>ΠΙΝΑΚΑΣ 1.1</u>

Πίνακας 1.1:Διάφορες πηγές ενέργειας και ο χρόνος που θα υπάρχουν ακόμα.

Είναι φανερό ότι οι γνωστές πηγές ενέργειας όπως το πετρέλαιο και το φυσικό αέριο έχουν ημερομηνία λήξης και μάλιστα σύντομη, ενώ πηγές ενέργειας όπως το δευτέριο και το λίθιο που όπως θα δούμε χρησιμοποιούνται κατά κόρον στην σύντηξη έχουν χρόνο ζωής πολύ μεγαλύτερο γεγονός που οδηγεί τους επιστήμονες στην λύση του ενεργειακού προβλήματος του πλανήτη μας. Χρήσιμο είναι επίσης το κυκλικό διάγραμμα που ακολουθεί (Διάγραμμα 1.1)^[V] το οποίο παριστάνει την χρήση της ενέργειας ανά τύπο ενέργειας για διάφορους σκοπούς και στο οποίο φαίνεται ξεκάθαρα η εξάρτηση που υπάρχει κυρίως από το πετρέλαιο γεγονός που οδηγεί με μαθηματική ακρίβεια στην εξάντλησή του άρα και επιβεβλημένη την ανάγκη για νέες, ανεξάντλητες πηγές ενέργειας όπως για παράδειγμα η ενέργεια που προκύπτει από την ελεγχόμενη θερμοπυρηνική σύντηξη.



Διάγραμμα 1.1:Χρήση ενέργειας ανά τύπο ενέργειας.

Εκτός από τα προηγούμενα, στο συγκεκριμένο κεφάλαιο υπάρχει και μια σύντομη περιγραφή του πλάσματος, ποσότητα θεμελιώδη σε έναν αντιδραστήρα θερμοπυρηνικής σύντηξης, αλλά και στις άλλες μορφές πλάσματος που συναντάμε στην φύση και την τεχνολογία γενικότερα.

Στο τέταρτο κεφάλαιο που ακολουθεί αναλύουμε το τι ακριβώς είναι σύντηξη και πώς αυτή επιτυγχάνετε με την βοήθεια της μαγνητικής συγκράτησης. Για να γίνει περισσότερο κατανοητό το πόσο σημαντική είναι η ύπαρξη του μαγνητικού πεδίου αλλά και πόσο συνηθισμένη στην καθημερινότητά μας, στην εικόνα που ακολουθεί (Εικόνα 1.1)^[60] φαίνεται μια σύγκριση της τάξης μεγέθους των διάφορων μαγνητικών πεδίων που συναντάμε.



Εικόνα 1.1:Τα διάφορα μαγνητικά πεδία που συναντάμε στην φύση και την τεχνολογία.

Παρατηρώντας λίγο πιο προσεκτικά την τελευταία εικόνα μπορούμε να συμπεράνουμε ότι παρόλο που δεν γίνεται αντιληπτό, μαγνητικό πεδίο υπάρχει σε καθετί απαρτίζει τον κόσμο όπως τον ξέρουμε σήμερα. Από τον ανθρώπινο εγκέφαλο, οπού η ένταση του μαγνητικού πεδίου είναι πάρα πολύ μικρή μέχρι την Γη και τους αστέρες νετρονίων όπου η ένταση ανεβαίνει πολλές τάξεις μεγέθους, το μαγνητικό πεδίο δίνει το παρόν και είναι αυτό που με τις ιδιότητές του μας χαρίζει διάφορες εφαρμογές πολύ χρήσιμες για την ανθρωπότητα σήμερα, μια από τις οποίες είναι και η σύντηξη την οποία και παρουσιάζουμε σε τούτη εδώ την εργασία.

Πρέπει να τονίσουμε εδώ ότι η πυρηνική σύντηξη δεν γίνεται μόνο με συγκράτηση από μαγνητικό πεδίο, αλλά υπάρχει και η αδρανειακή σύντηξη που γίνεται με την βοήθεια ακτινών λέιζερ. Διατάξεις όμως για αδρανειακή σύντηξη δεν είναι τόσο ανεπτυγμένες και διαδεδομένες στα επιστημονικά εργαστήρια όσο οι αντίστοιχες της μαγνητικής σύντηξης, επειδή υπάρχει ήδη η μηχανή του JET και του ITER και επειδή η χρηματοδότηση και τα κονδύλια των κυβερνήσεων έχουν στραφεί σχεδόν ολοκληρωτικά προς την σύντηξη με την βοήθεια μαγνητικού πεδίου με αποτέλεσμα αυτό το είδος σύντηξης να είναι ακόμα σε αρχικό στάδιο. Αξίζει να αναφέρουμε ότι μια διάταξη αδρανειακής σύντηξης υπάρχει στης ΗΠΑ γνωστή με το όνομα NIF, την οποία παρουσιάζουμε με σύντομο τρόπο, στο αντίστοιχο κεφάλαιο.

Στο τέταρτο κεφάλαιο παρουσιάζουμε επίσης τα βασικά στοιχεία του ITER και τις βασικότερες παραμέτρους του, καθώς επίσης και τα διάφορα διαγνωστικά του πλάσματος που βοηθούν στην παρακολούθηση κάθε χαρακτηριστικού του πλάσματος και τον τρόπο με τον οποίο γίνεται η θέρμανση και η βελτίωσή του γενικότερα.

Στο πέμπτο κεφάλαιο, που μαζί με το έκτο που ακολουθεί αποτελούν το κύριο μέρος της εργασίας, παρουσιάζεται μια λεπτομερής αναφορά στην θεωρία των αντιδράσεων θερμοπυρηνικής σύντηξης που γίνεται με την βοήθεια της μαγνητικής συγκράτησης.

Στην αρχή του κεφαλαίου παρουσιάζεται μια πρώτη αναφορά στην θεωρία που διέπει τις αντιδράσεις αυτές και στην συνέχεια αναφερόμαστε λεπτομερώς σε θεμελιώδεις ποσότητες που αφορούν τις αντιδράσεις και που με την σειρά τους είναι απαραίτητες για να κατανοήσουμε με ποιόν ακριβώς τρόπο γίνεται η ελεγχόμενη θερμοπυρηνική σύντηξη.

Για να πάρουμε μια πρώτη γεύση για το τι πρόκειται να παρουσιαστεί στο κεφάλαιο αυτό, παραθέτουμε την παρακάτω εικόνα (Εικόνα 1.2)^[83] που παρουσιάζει πώς από την σύντηξη πυρήνων, προκύπτει ενέργεια.



Εικόνα 1.2:Σύντηξη πυρήνων και παραγωγή ενέργειας. (* δέκα εκατομμύρια φορές περισσότερη ενέργεια από ότι στις χημικές αντιδράσεις καύσης των παραδοσιακών πηγών ενέργειας!!)

Προς το τέλος του πέμπτου κεφαλαίου γίνεται και εκτενής αναφορά στο μαγνητικό πεδίο το οποίο είναι απαραίτητο για να συγκρατήσει το πλάσμα μέσα στον χώρο της μηχανής σύντηξης. Το είδος της διάταξης του μαγνητικού πεδίου που μελετάμε στην παρούσα εργασία είναι η διάταξη ανοικτών μαγνητικών γραμμών (γνωστή στην διεθνή βιβλιογραφία και σαν mirror like), όπως αυτή παρουσιάζεται στην παρακάτω εικόνα (Εικόνα 1.3)^[81]:



Εικόνα 1.3:Διάταξη πεδίου ανοικτών μαγνητικών γραμμών.

Είναι χρήσιμο να αναφερθούμε, από την εισαγωγή ακόμα, στην τάξη μεγέθους του μαγνητικού πεδίου στο οποίο αναφερόμαστε για να προέρθει η πολυπόθητη συγκράτηση του πλάσματος. Σε αυτό θα μας βοηθήσει η σχέση

$$p = \frac{B_0^2}{8\pi}$$

όπου p είναι η μέγιστη κινητική πίεση του πλάσματος και B₀ είναι το αντίστοιχο μαγνητικό πεδίο, το οποίο και θα υπολογίσουμε προσεγγιστικά. Η πίεση p είναι ίση με την ποσότητα nkT όπου n είναι η πυκνότητα των σωματιδίων που αποτελούν το πλάσμα. Εάν θεωρήσουμε ότι n=10¹⁹ σωματίδια/cm³ και kT=100keV, βρίσκουμε ότι p≅1.6·10¹² ergs/cm³ (λαμβάνοντας υπόψη ότι 1eV = 1.6·10⁻¹² ergs). Οπότε προκύπτει ότι

$$\frac{B_0^2}{8\pi} \approx 1.6 \cdot 10^{12} \,\mathrm{ergs/cm^3}$$

Εάν λύσουμε την τελευταία σχέση ως προς Β₀ θα βρούμε

$$B_0 \approx 2 \cdot 10^6$$
 gauss

Γνωρίζοντας την αντιστοιχία gauss ↔ Tesla (1 Tesla = 10⁴ gauss) μπορούμε να πούμε ότι το μαγνητικό πεδίο που χρησιμοποιούμε στην διάταξη είναι περίπου 200 Tesla. Παρατηρούμε ότι η τιμή του μαγνητικού πεδίου που απαιτείται για να περιοριστεί το πλάσμα είναι πολύ μεγάλη, γεγονός που αναδεικνύει το πόσο δύσκολο είναι να συγκρατηθεί το πλάσμα στον περιορισμένο χώρο της μηχανής σύντηξης και πόσο σημαντικό ρόλο παίζει γενικότερα το μαγνητικό πεδίο στην διαδικασία της σύντηξης. Περισσότερα στοιχεία για το μαγνητικό πεδίο, όπως για παράδειγμα ο υπολογισμός της ακτίνας που εκτελούν τα διάφορα φορτισμένα σωματίδια του πλάσματος, παρουσιάζονται στο πέμπτο κεφάλαιο της εργασίας μας.

Στο έκτο κεφάλαιο, το οποίο χωρίζεται σε δυο μέρη και αποτελείται κατά το μεγαλύτερο μέρος του από προσωπικός υπολογισμούς, εμβαθύνουμε ακόμα περισσότερο σε θέματα που αφορούν τις αντιδράσεις θερμοπυρηνικής σύντηξης και κάνουμε την μαθηματική τους ανάλυση. Σε αυτό μας βοηθάνε διάφοροι πίνακες με πειραματικά δεδομένα που αφορούν τις αντιδράσεις αυτές, τα οποία επεξεργαζόμαστε με κατάλληλους μαθηματικούς τύπους και με την βοήθεια της Mathematica, προχωράμε στην δημιουργία διάφορων γραφικών παραστάσεων, τις οποίες και παρουσιάζουμε εκτενώς.

Αυτές οι γραφικές παραστάσεις συμπίπτουν με αρκετά μεγάλη ακρίβεια με τις γνωστές θεωρητικές, πράγμα που σημαίνει ότι τα πειραματικά δεδομένα που χρησιμοποιούμε στο κεφάλαιο αυτό είναι σωστά και ότι η ελεγχόμενη θερμοπυρηνική σύντηξη είναι εφαρμόσιμη στα διάφορα εργαστήρια ανά την Ευρώπη αλλά και ολόκληρο τον κόσμο γενικότερα.

Να θυμίσουμε ξανά σε αυτό το σημείο ότι όλοι οι υπολογισμοί που έχουν πραγματοποιηθεί στο συγκεκριμένο κεφάλαιο, και έχουν να κάνουν τόσο με τις χρονικές εξελίξεις των αντιδρώντων των αντιδράσεων, όσο και με την γραφική αναπαράστασή τους, έχουν γίνει με βάση την Mathematica, η οποία είναι μια συμβολική γλώσσα προγραμματισμού, και με διάφορες εντολές μπορεί να μας δώσει αποτελέσματα τα οποία θα ήταν πολύ δύσκολο να προκύψουν χωρίς την βοήθειά της. Τέλος, τα τέσσερα μικρότερα κεφάλαια που ακολουθούν αποτελούν το κλείσιμο ετούτης της δουλειάς.

Στο έβδομο κεφάλαιο υπάρχει μια ενδιαφέρουσα εφαρμογή όλων όσων αναφέρουμε στα προηγούμενα κεφάλαια . Αναφερόμαστε στην σύντηξη σε χαμηλές θερμοκρασίες η οποία πραγματοποιείται με την βοήθεια των μεσονικών ατόμων. Στην αρχή περιγράφουμε τι ακριβώς είναι τα μεσόνια και πως παράγονται, ενώ στη συνέχεια κάνουμε μια μαθηματική περιγραφή του μεσονικού ατόμου και το κεφάλαιο ολοκληρώνεται αναφέροντας με λίγα λόγια πως είναι δυνατό με όλα τα προηγούμενα να πραγματοποιηθεί παραγωγή ενέργειας. Ένας σύντομος πρόλογος του συγκεκριμένου κεφαλαίου μπορεί να αποτελέσει η εικόνα που ακολουθεί (Εικόνα 1.4)^[102] στην οποία παριστάνεται ο τρόπος παραγωγής των μεσονίων.



Εικόνα 1.4:Σχηματική αναπαράσταση του τρόπου παραγωγής των μεσονίων.

Όπως μπορούμε να διακρίνουμε, τα μεσόνια παράγονται εάν «βομβαρδίσουμε» έναν πυρήνα-στόχο με ένα πρωτόνιο μεγάλης ενέργειας.

Ο επίλογος αυτής της εργασίας γράφεται με το όγδοο κεφάλαιο, στο οποίο παραθέτονται διάφορα συμπεράσματα και σχόλια που προκύπτουν από τα κεφάλαια που έχουν προηγηθεί. Στο ένατο κεφάλαιο παραθέτουμε την βιβλιογραφία που χρησιμοποιήσαμε στην εργασία. Υπάρχουν αναφορές σε άρθρα, βιβλία και σε επιστημονικά περιοδικά αλλά και σε χρήσιμες ιστοσελίδες που επισκεφτήκαμε για να αντλήσουμε τις διάφορες πληροφορίες και εικόνες.

Στο δέκατο κεφάλαιο τέλος υπάρχει το παράρτημα με πληροφορίες που μπορούν να παραλειφθούν από το κυρίως σώμα της εργασίας αλλά είναι πολύ χρήσιμες για να ολοκληρωθεί σωστά και χωρίς παραλήψεις η παρούσα διατριβή.



2.1.Περιήγηση στην ιστορία των μηχανών σύντηξης

Η πρώτη μηχανή σύντηξης κατασκευάστηκε το 1968^[12] στην πρώην Σοβιετική Ένωση, ονομάστηκε Tokamak και το σχήμα του παρέπεμπε σε μια χοντρή ατσάλινη σαμπρέλα. Στο εξωτερικό μέρος του θαλάμου υπήρχε κατάλληλο κύκλωμα με ειδικό σύρμα από το οποίο περνούσε ρεύμα. Η ροή του ρεύματος δημιουργούσε ένα ισχυρό μαγνητικό πεδίο που εμπόδιζε το καυτό πλάσμα να πλησιάσει τα εσωτερικά τοιχώματα του αντιδραστήρα.

Αυτός ο αντιδραστήρας είναι μόνο η αρχή. Σύντομα κατασκευάστηκε το TFTR στις ΗΠΑ (1970) και αργότερα ο JET στην Αγγλία (1983), δυο γιγάντιες εξελιγμένες παραλλαγές του σοβιετικού Tokamak. Ακόμα και σήμερα όμως ερευνητές από κάθε γωνία του κόσμου προσπαθούν να κατασκευάσουν σύγχρονες μηχανές που θα καταστήσουν την πυρηνική σύντηξη εφικτή και εμπορικά εκμεταλλεύσιμη για ειρηνικούς βέβαια σκοπούς.

Πρόσφατη εξέλιξη είναι οι μηχανές που λειτουργούν με αδρανειακή συγκράτηση πλάσματος. Στις συγκεκριμένες μηχανές το δευτέριο και το τρίτιο βρίσκονται μέσα σε μια κάψουλα και βομβαρδίζονται ακατάπαυστα είτε από δέσμη επιταχυνόμενων σωματιδίων είτε από δέσμη ακτινών λέιζερ. Μέσα σε ελάχιστο χρονικό διάστημα η πυκνότητα του υλικού αυξάνεται κατά 10.000 φορές, με αποτέλεσμα την ανάφλεξη του υλικού και την σύντηξη των πυρήνων. Το πρόβλημα που παρατηρείτε ωστόσο, είναι ότι η αντίδραση που λαμβάνει χώρα σβήνει πολύ γρήγορα και δεν μπορεί να αυτοσυντηρηθεί.

Τέτοιοι μηχανές βρίσκονται σε πειραματικό στάδιο στο εργαστήριο Λόρενς Λίβερμορ στην Καλιφόρνια και όσο αφορά την Ευρώπη, υπάρχει το πρόγραμμα Laser Megajoule με έδρα την Γαλλία.

2.2.Οι σπουδαιότερες μηχανές σύντηξης

Υπάρχουν πολυάριθμες μηχανές σύντηξης όχι μόνο στην Ευρώπη, αλλά σε όλο τον κόσμο γενικότερα. Οι σημαντικότεροι από αυτούς, μαζί με μια σύντομη περιγραφή για τον καθένα, παραθέτονται στον πίνακα που ακολουθεί (Πίνακας 2.1)^[49]:

<u>ΠΙΝΑΚΑΣ 2.1</u>

| ΟΝΟΜΑΣΙΑ ΑΝΤΙΔΡΑΣΤΗΡΑ | ΣΥΝΤΟΜΗ ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ |
|---|--|
| TFTR (Tokomak Fusion Test Reactor) | Ήταν ενεργός μέχρι το 1977 στο Εργαστήριο Πλάσματος του Πρίνστον, στις ΗΠΑ. Έδωσε τη μέγιστη θερμοκρασία που μια μηχανή Tokamak μπόρεσε ποτέ να παραγάγει: 510 εκατομμύρια βαθμούς Κελσίου. |
| NSTX (National Spherical Torus Experiment) | Ο διάδοχος του TFTR. Ήταν ένας μεγάλος αντιδραστήρας ικανός να επιτύχει υψηλή πυκνότητα πλάσματος με σχετικά μικρά μαγνητικά πεδία. |
| TCV (Tokamak Configuration Variable) | Λειτουργεί από το 1992 στο Κέντρο Ερευνών Φυσικής του Πλάσματος, στην Ελβετία, και μελετά τη δυνατότητα θέρμανσης του πλάσματος με μικροκύματα. |
| DIII-D | Βρίσκεται στο Σαν Ντιέγκο των ΗΠΑ και είναι το μεγαλύτερο εν ενεργεία Tokamak στην αμερικάνικη ήπειρο. Πέτυχε αξιοσημείωτη σταθεροποίηση του πλάσματος. |
| JET (Joint European Torus) | Το μεγάλο Κοινό Ευρωπαϊκό Τοροειδές, στην Αγγλία. Έχει διάμετρο 15 μ. και ύψος 12 μ. Έχουν πραγματοποιηθεί πολλά σημαντικά πειράματα κι έχει επιτύχει θερμοκρασία 300 εκατομμύρια βαθμούς Κελσίου. |
| JT 60 | Λειτουργεί από το 1985 στην Ιαπωνία. Μελετά τη συμπεριφορά του πλάσματος μίγματος δευτερίου-τριτίου (D-T). |
| ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor) | Το πιο φιλόδοξο μέχρι σήμερα διεθνές πρόγραμμα. Συμμετέχουν η Ευρωπαϊκή Ένωση, η Ιαπωνία, ο Καναδάς και η Ρωσία. Σκοπός της υπερμεγέθους μηχανής είναι να επιτύχει μια αυτοσυντηρούμενη σύντηξη. Η ολοκλήρωσή του αναμένεται στις επόμενες δεκαετίες. |

Πίνακας 2.1:Οι σημαντικότερες μηχανές που υπάρχουν στον πλανήτη.

2.3.Προόδοι στην έρευνα για τη μαγνητική σύντηξη

Το Ευρωπαϊκό Tokamak JET (Joint European Torus - Κοινός Ευρωπαϊκός Τόρος) που βρίσκεται στο Culham είναι σήμερα η μεγαλύτερη εγκατάσταση σύντηξης στον κόσμο και προς το παρόν η μόνη ικανή να λειτουργεί με καύσιμο από μείγμα D-T. Η διάταξη JET έχει πετύχει όλους τους στόχους που είχαν τεθεί αρχικά, ενώ σε ορισμένες περιπτώσεις τους ξεπέρασε. Όπως φαίνεται και στην παρακάτω εικόνα (Εικόνα 2.1)^[3] το 1997 πέτυχε το παγκόσμιο ρεκόρ των 16 MW στην παραγωγή ισχύος από σύντηξη.



Εικόνα 2.1:Επιτεύγματα σε ισχύ από σύντηξη.

Στην Ευρώπη υπάρχει ένας αριθμός από μεγάλες πειραματικές εγκαταστάσεις, οι οποίες συμβάλλουν στη βάση δεδομένων που είναι αναγκαία για την πρόοδο στην έρευνα της σύντηξης. Ένα πρόσφατο επίτευγμα υπήρξε το μεγάλο Tokamak TORE SUPRA στη Γαλλία, στο οποίο μελετάται η οιονεί μόνιμη λειτουργία διατάξεων σύντηξης(Εικόνα 3.2)^[15]. Το 2003,η διάταξη αυτή παρήγαγε μια υψηλών επιδόσεων εκκένωση πλάσματος με ρεκόρ διάρκειας τα 6.5 λεπτά. Η συνολική ποσότητα εξωτερικής ενέργειας που απαιτήθηκε για τη διατήρηση του πλάσματος στη διάρκεια αυτής της χρονικής περιόδου, και η οποία έπρεπε επίσης να απαχθεί ως θερμότητα, ήταν μεγαλύτερη από 1 GJoule (χίλια εκατομμύρια Joule αρκούν για να βράσουν τρεις τόνοι νερού)^[5].



Εικόνα 2.2:Υψηλής ποιότητας εκκένωση πλάσματος με διάρκεια ρεκόρ στην διάταξη Tore Supra.

Ένα απλό μέτρο για τη λειτουργία διατάξεων σύντηξης είναι ο λόγος της παραγόμενης ισχύος από σύντηξης προς την ισχύ που απαιτείται για τη θέρμανση του πλάσματος ο οποίος συμβολίζεται με Q.

Ένα πλάσμα σύντηξης φθάνει στη συνθήκη αυτοσυντηρούμενης καύσης $(Q \rightarrow \infty)$ όταν η απώλεια ενέργειας από το πλάσμα αντισταθμίζεται από την αυτοθέρμανση του πλάσματος λόγω αντιδράσεων σύντηξης. Μόλις ικανοποιηθεί αυτή η συνθήκη, δεν απαιτείται πλέον εξωτερική θέρμανση για την διατήρηση των συνθηκών υψηλής θερμοκρασίας που είναι απαραίτητες για τη σύντηξη. Όπως συμβαίνει και με τη φωτιά, το πλάσμα θα συνεχίσει να καίει για όσο διάστημα τροφοδοτείται με καύσιμο. Στις μελλοντικές μηχανές σύντηξης δεν θα είναι πλέον απαραίτητο να ικανοποιείται αυτή η συνθήκη και θα αρκεί να σχεδιάσουμε ενισχυτές ισχύος.

Η διάταξη του JET έχει παράγει 16MW ισχύος από σύντηξη με Q=0.65.Η επόμενη μηχανή, ο ITER (Διεθνής Θερμοπυρηνικός Πειραματικός Αντιδραστήρας και στην διεθνή βιβλιογραφία γνωστός σαν International Thermonuclear Experimental Reactor) στοχεύει σε Q=10,ενώ μελλοντικοί μηχανές σύντηξης ίσως έχουν τιμές του Q μέχρι το 40 ή το 50.

Επειδή οι περισσότερες διατάξεις σύντηξης δεν χρησιμοποιούν καύσιμο τριτίου, η λειτουργία τους χαρακτηρίζεται από τον συνδυασμό παραμέτρων πλάσματος οι οποίες δείχνουν πόσο καλά προσεγγίζονται οι κατάλληλες για σύντηξη συνθήκες.

Η εικόνα που ακολουθεί (Εικόνα 2.3)^[51] δείχνει μετρημένες τιμές του Q σε συνάρτηση με την θερμοκρασία του πλάσματος για ένα μεγάλο αριθμό από Tokamak σε όλον τον κόσμο. Οι μηχανές με την καλύτερη λειτουργία έχουν πετύχει παραμέτρους πλάσματος οι οποίες πλησιάζουν εκείνες που απαιτούνται για έναν αντιδραστήρα.



Πιο συγκεκριμένα, στην τελευταία εικόνα παρουσιάζεται το τριπλό γινόμενο σύντηξης (n·T·t) σε συνάρτηση με την θερμοκρασία ιόντων στο κέντρο του πλάσματος. Η γαλάζια περιοχή παριστάνει τις κατάλληλες συνθήκες για να υπάρξει αντιδραστήρας ενώ οι μωβ λωρίδες παριστάνουν τις συνθήκες που απαιτούνται για να έχουμε ανάφλεξη, δηλαδή σύντηξη. Παρατηρούμε ότι έχουν γίνει πολλές προσπάθειες στις περασμένες δεκαετίες, αλλά ο ITER βρίσκεται στην κορυφαία θέση στο παραπάνω διάγραμμα γεγονός που δείχνει ότι είναι η πιο ολοκληρωμένη προσπάθεια που έχει γίνει ποτέ για την παραγωγή ενέργειας με ελεγχόμενη θερμοπυρηνική σύντηξη.

2.4.ITER,ο δρόμος προς την ενέργεια από σύντηξη

Ο ITER αποτελεί το επόμενο σημαντικό ορόσημο στη σχεδίαση και κατασκευή ενός αντιδραστήρα θερμοπυρηνικής σύντηξης (ITER στα λατινικά σημαίνει δρόμος).

Το πρόγραμμα του ITER βασίζεται στην επιτυχή διεθνή συνεργασία που υλοποιείται μέσω μιας ευρείας ποικιλίας προγραμμάτων στην τεχνολογία. Ο ITER θα είναι σε θέση να παράγει 400 MW ισχύος από σύντηξη για περίοδο 6 λεπτών, με απώτερο σκοπό την επέκτασή του σε μόνιμη λειτουργία.

Το κόστος κεφαλαίου του ITER ανέρχεται σε περίπου 4.6 δισεκατομμύρια ευρώ (σε τιμές του έτους 2000)^[7]. Από τη στιγμή που θα επιτευχθεί συμφωνία μεταξύ των διεθνών εταιριών, η κατασκευή του ITER αναμένεται να διαρκέσει από 8 έως 10 χρόνια, και στη συνέχεια, η διάταξη θα λειτουργήσει για μια περίοδο περίπου 20 ετών. Ο ITER βασίζεται στα επιστημονικά επιτεύγματα πολλών ανάλογων μηχανών σε ολόκληρο τον κόσμο.

2.5.Ο ITER και η Ευρωπαϊκή στρατηγική για την σύντηξη

Ο μακροπρόθεσμος στόχος στην σύντηξη στα κράτη-μέλη της Ευρωπαϊκής Ένωσης (μαζί με χώρες που συνδέονται με το πρόγραμμαπλαίσιο της Euratom) είναι η από κοινού δημιουργία πρωτοτύπων μηχανών σύντηξης για σταθμούς παραγωγής ενέργειας ικανούς να καλύψουν τις σύγχρονες ανάγκες της κοινωνίας:

- λειτουργική ασφάλεια
- περιβαλλοντική συμβατότητα
- οικονομική βιωσιμότητα

Η στρατηγική για την επίτευξη αυτού του μακροπρόθεσμου στόχου συμπεριλαμβάνει την ανάπτυξη ενός πειραματικού αντιδραστήρα του οποίου η κατασκευή επιδιώκεται στο πλαίσιο της διεθνούς συνεργασίας «ITER».Ο συνολικός προγραμματικός στόχος του Tokamak ITER είναι να καταδείξει το επιστημονικά και τεχνολογικά εφικτό της παραγωγής ενέργειας από σύντηξη για ειρηνικούς σκοπούς. Ο ITER θα φέρει σε πέρας αυτόν τον στόχο επιτυγχάνοντας την ελεγχόμενη καύση πλάσματος από δευτέριο και τρίτιο, με απώτερο σκοπό τη μόνιμη λειτουργία, και επιδεικνύοντας τεχνολογίες που είναι ουσιαστικές για έναν αντιδραστήρα ως τμήμα ενός ολοκληρωμένου συστήματος.

Η συμμετοχή με διεθνείς εταίρους στη σχεδίαση της διάταξης του ITER υπήρξε σημαντικό στοιχείο του Ευρωπαϊκού προγράμματος σύντηξης τα τελευταία χρόνια (Εικόνα 2.4)^[46].

Το βασικό περίγραμμα αυτής της σχεδίασης ακολουθεί εκείνο της Ευρωπαϊκής διάταξης JET (Κοινός Ευρωπαϊκός Τόρος) στην οποία το 1997 η παραγωγή ισχύος από σύντηξη έκανε παγκόσμιο ρεκόρ με 16MW! Η προέκταση του αποτελέσματος αυτού στον ITER επιχειρείται μέσω εκτεταμένης μοντελοποίησης με χρήση της εκτενούς βάσης πειραματικών δεδομένων, η οποία προκύπτει από Ευρωπαϊκά και διεθνή πειράματα σύντηξης. Αξίζει να αναφέρουμε εδώ ότι η συνεργασία ITER πραγματοποιείται υπό την αιγίδα του Διεθνούς Οργανισμού Ατομικής Ενέργειας (IAEA, Αυστρία-Βιέννη), γεγονός που και από μόνο του δείχνει πόσο σημαντική είναι η προσπάθεια αυτή που γίνεται.



Εικόνα 2.4:Παγκόσμιος χάρτης που δείχνει την κοινή συνεργασία με σκοπό την σχεδίαση της διάταξη του ITER.

2.6.Μακροπρόθεσμη τεχνολογία

Τον ΙΤΕΡ θα ακολουθήσει ένας αντιδραστήρας επίδειξης (DEMO) ο οποίος για πρώτη φορά θα είναι σε θέση να παράγει σημαντικές ποσότητες ηλεκτρισμού και θα είναι αυτάρκης σε ότι αφορά το τρίτιο. Η κατασκευή του ITER και αργότερα του DEMO θα απαιτήσει την σημαντική συμμετοχή της Ευρωπαϊκής βιομηχανίας και θα συνοδεύεται από συμπληρωματικές δραστηριότητες στην φυσική και την τεχνολογία σε εργαστήρια σύντηξης αλλά και σε πανεπιστήμια (Εικόνα 2.5)^[67].



Εικόνα 2.5:Ευρωπαϊκή στρατηγική με σκοπό την δημιουργία του DEMO.

Ευρωπαϊκές μελέτες σχετικά με τον αναπαραγωγικό μανδύα (breeding blanket) εστιάζουν στη χρήση κραμάτων λιθίου-μολύβδου που ψύχονται με ήλιο και κεραμικών ψηφίδων (pebbles) του αναγεννητή (breeder),επίσης ψυχομένων με ήλιο. Η έρευνα αυτή είναι κρίσιμη για την ανάπτυξη του κύκλου του τριτίου στον αντιδραστήρα σύντηξης.

Η Ευρωπαϊκή ανάπτυξη δομικών υλικών εστιάζει σε χάλυβες μειωμένης ραδιενεργού δραστικότητας (EUROFER) και με το βλέμμα στο μέλλον, ερευνά σύνθετα υλικά από ανθρακοπυρίτιο.

Επίσης, αντιμετωπίζονται ζητήματα ασφάλειας και προστασίας του περιβάλλοντος. Τα ζητήματα αυτά, τα οποία εστιάζονται κυρίως σε βελτιωμένες διατάξεις και στην ελαχιστοποίηση των ενεργοποιημένων υλικών, οδηγούν στο σημαντικό συμπέρασμα ότι ένας αντιδραστήρας σύντηξης μπορεί να σχεδιαστεί κατά τρόπον ώστε οποιοδήποτε ατύχημα στη μονάδα του αντιδραστήρα να μην απαιτεί την εκκένωση του παρακείμενου πληθυσμού. Κοινωνικοοικονομικές μελέτες αναλύουν οικονομικές πτυχές και μακροπρόθεσμα σενάρια ελεγχόμενης θερμοπυρηνικής σύντηξης (Εικόνα 2.6)^[77].



Εικόνα 2.6:Η διαδρομή για την παραγωγή ενέργειας με πυρηνική σύντηξη.



 $\Sigma YNTHEH$

3.1.Η ανάγκη για ασφαλή και αειφόρο ενέργεια

Η οικονομία της Ευρωπαϊκής Ένωσης εξαρτάται από τα ασφαλή και επαρκή αποθέματα ενέργειας. Σήμερα η απαίτηση αυτή ικανοποιείται κυρίως από ορυκτά καύσιμα (πετρέλαιο, λιθάνθρακας και φυσικό αέριο),τα οποία καλύπτουν το 80% της συνολικής κατανάλωσης σε ενέργεια. Σχεδόν το 67% των ορυκτών καυσίμων που χρησιμοποιούμε είναι εισαγόμενα.

Συνολικά τα εισαγόμενα ορυκτά καύσιμα καλύπτουν σήμερα περί το 50% των ενεργειακών αναγκών της Ε.Ε ενώ μέχρι το 2030 το ποσοστό αναμένεται να αυξηθεί σε περίπου 70% ιδιαίτερα σε ότι αφορά το πετρέλαιο.

Για την διατήρηση του βιοτικού επιπέδου μας απαιτούνται πηγές ασφαλούς και αειφόρους ενέργειας. Ευρωπαίοι ερευνητές αναπτύσσουν μια σειρά από περιβαλλοντικά αποδεκτές, ασφαλείς και αειφόρες τεχνολογίες σχετικές με την ενέργεια. Η σύντηξη είναι μια από αυτές!

Πολύ υψηλές θερμοκρασίες, μεγάλη πυκνότητα και μεγάλο χρονικό διάστημα συντήρησης του πλάσματος είναι (θεωρητικά) η συνταγή για την ελεγχόμενη διαδικασία θερμοπυρηνικής σύντηξης. Εκείνο που ταλανίζει τους ειδικούς είναι η απαραίτητη παράμετρος «ελεγχόμενη». Αντίθετα, μη ελεγχόμενες πυρηνικές αντιδράσεις συντήξεις έχουν πραγματοποιηθεί επιτυχώς με τις βόμβες υδρογόνου και με αντίστοιχα δραματικά αποτελέσματα, όμως μόνο αν η σύντηξη είναι ελεγχόμενη μπορεί να καταστεί χρήσιμη και εκμεταλλεύσιμη πηγή ενέργειας για τις γενιές που ακολουθούν.

Μακροπρόθεσμα η σύντηξη θα αποτελέσει μια επιλογή για μια μεγάλης κλίμακας πηγή ενέργειας, η οποία θα έχει μικρή επίπτωση στο περιβάλλον και θα είναι ασφαλής, με τεράστια και ευρέος κατανεμημένα αποθέματα καυσίμων.

Οι σταθμοί παραγωγής ηλεκτρικής ενέργειας από σύντηξη θα είναι ιδιαίτερα κατάλληλοι για την παραγωγή ενέργειας βασικού φορτίου ώστε να εξυπηρετούν τις ενεργειακές ανάγκες πυκνοκατοικημένων περιοχών και βιομηχανικών ζωνών. Επίσης θα μπορούν να παράγουν υδρογόνο για μια «οικονομία βασισμένη στο υδρογόνο».

3.2.Η πηγή ενέργειας των αστέρων

Σύντηξη είναι η διεργασία που τροφοδοτεί με ενέργεια τον Ήλιο και άλλους αστέρες. Πυρήνες ατόμων μικρής μάζας «συντήκονται» απελευθερώνοντας παράλληλα ενέργεια. Στον πυρήνα του Ήλιου, η τεράστια πίεση λόγω της βαρύτητας επιτρέπει τη σύντηξη σε θερμοκρασίες περίπου 10 εκατομμυρίων βαθμών Κελσίου.

Ένα αέριο σε αυτές τις θερμοκρασίες μετατρέπεται σε πλάσμα, στο οποίο τα ηλεκτρόνια έχουν πλήρως διαχωριστεί από τους ατομικούς πυρήνες (ιόντα). Ονομάστηκε πλάσμα από τους I.Langmuir και L.Tonks^[45] ενώ θεωρείται ως η τέταρτη κατάσταση της ύλης και χαρακτηρίζεται από τις δικές του, ξεχωριστές ιδιότητες. Η έρευνα στη φυσική πλάσματος εστιάζεται στη μελέτη αυτών των ιδιοτήτων. Αν και η κατάσταση πλάσματος δεν είναι πολύ συνηθισμένη στη Γη, περισσότερο από το 99% του Σύμπαντος αποτελείται από πλάσμα. Κυριαρχεί στην ιονόσφαιρα και τη μαγνητόσφαιρα της Γης (π.χ. πολικό σέλας), στη μεσοαστρική ύλη, στον ηλιακό άνεμο και στο εσωτερικό τόσο των αστέρων όσο και των γαλαξιών. Στις αντιδράσεις πυρηνικής σύντηξης που παρατηρούνται στη φύση το πλάσμα δημιουργείται και πυρακτώνεται από τις τεράστιες θερμοκρασίες που επικρατούν σε ορισμένες περιοχές του σύμπαντος και περιέχεται στο κενό, φυλακισμένο από την ίδια του τη βαρύτητα.

Εδώ στη Γη δύο μέθοδοι έχουν χρησιμοποιηθεί για να συγκρατηθεί το πλάσμα στην κατάσταση αυτή: ο περιορισμός αδράνειας και ο μαγνητικός περιορισμός. Σύμφωνα με την ιδέα του περιορισμού αδράνειας, η χρήση ενεργειακής ακτινοβολίας όπως τα λέιζερ, μπορεί να συμπιέσει και να θερμάνει ελαχίστου μεγέθους βώλους παγωμένου υδρογόνου με τόσο μεγάλη ταχύτητα ώστε η σύντηξη να συμβεί πριν μπορέσουν να διαφύγουν τα άτομα. Για να τεθεί σε εφαρμογή αυτή η ιδέα απαιτούνται θερμοκρασίες μεγαλύτερες από 50.000.000 K και πυκνότητες 20 φορές μεγαλύτερες από την αντίστοιχη του μολύβδου. Ωστόσο, μια από τις περισσότερα υποσχόμενες ιδέες για την επίτευξη της πυρηνικής σύντηξης, είναι η ιδέα του μαγνητικού περιορισμού. Πανίσχυρα μαγνητικά πεδία μπορούν να δημιουργήσουν ένα «μαγνητικό μπουκάλι» που να περιορίζει στο εσωτερικό του το πλάσμα, χωρίς να το αφήνει να έλθει σε επαφή με τα τοιχώματα του θαλάμου στο οποίο αυτό περιέχεται και θερμαίνεται στις απαιτούμενες θερμοκρασίες.

Το πλάσμα παράγεται στην φύση στις ατμόσφαιρες των αστέρων από συγκρούσεις μεταξύ ατόμων, και στις ατμόσφαιρες των πλανητών όπου η ηλιακή ακτινοβολία ιονίζει τα άτομα. Αντίθετα, στο εργαστήριο η παραγωγή του γίνεται μέσω ηλεκτρικών εκκενώσεων, μέσω ιονισμού αερίου με κρουστικά κύματα, σε πειράματα ελεγχόμενης σύντηξης, σε θερμοπυρηνικούς μηχανές και σε πειράματα αδρανειακής σύντηξης μέσω της επίδρασης ακτινοβολίας λέιζερ.

Στον πίνακα που ακολουθεί (Πίνακας 3.1)^[61] παρουσιάζονται τα διάφορα είδη πλάσματος που αναφέρθηκαν και πριν, με την αντίστοιχη τιμή της πυκνότητας και της θερμοκρασίας.

<u>ΠΙΝΑΚΑΣ 3.1</u>

| ΕΙΔΟΣ ΠΛΑΣΜΑΤΟΣ | ΠYKNOTHTA(cm ⁻³) | ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑ(Κ) |
|------------------------------|------------------------------|------------------|
| Εργαστ.ηλ.εκκενώσεις | 10 ¹⁰ | 10000 |
| Ιονόσφαιρα Γης(70- 500Km) | 10 ⁶ | 1000 |
| Ηλιακός άνεμος | 10 | 500000 |
| Ηλιακό στέμμα | 10 ⁹ | 10 ⁷ |
| Πλάσμα Tokamak | 10 ¹⁵ | 10 ⁸ |
| Λευκοί νάνοι | 10 ³⁰ | 10 |
| Βόμβα υδρογόνου | 10 ³⁰ | 10 ¹¹ |
| Μεσοαστρική ύλη | 10 ⁻² | 100 |

Πίνακας 3.1:Διάφοαρα είδη πλάσματος με τις αντίστοιχες τιμές πυκνότητας και θερμοκρασίας.

Στις πολύ χαμηλότερες πιέσεις (10 δισεκατομμύρια φορές μικρότερες από εκείνες που επικρατούν στον Ήλιο) τις οποίες μπορούμε να παράγουμε στη Γη, οι επιθυμητοί ρυθμοί παραγωγής ενέργειας από σύντηξη απαιτούν θερμοκρασίες πάνω από 100 εκατομμύρια βαθμούς Κελσίου. Η επίτευξη τέτοιων θερμοκρασιών απαιτεί, με την σειρά της, την ισχυρή θέρμανση του πλάσματος και οι θερμικές απώλειες πρέπει να ελαχιστοποιηθούν μέσω της διατήρησης του θερμού πλάσματος σε ικανή απόσταση από τα τοιχώματα του δοχείου που το περιέχει. Αυτό επιτυγχάνεται με την τοποθέτηση του πλάσματος μέσα σε έναν δημιουργημένο από ισχυρά μαγνητικά πεδία τοροειδή κλωβό. Αυτά τα μαγνητικά πεδία εμποδίζουν τη διαφυγή των ηλεκτρικά φορτισμένων σωματιδίων του πλάσματος. Πρόκειται για την πλέον προηγμένη τεχνολογία η οποία αποτελεί και τη βάση για το Ευρωπαϊκό πρόγραμμα σύντηξης. Στην συνέχεια το πλάσμα που προκύπτει αφού περάσει από διάφορους μετατροπείς ενέργειας, θα ακολουθήσει τον δρόμο προς την κατανάλωση διάμεσου κατάλληλων ηλεκτροφόρων καλωδίων. Μια τέτοια διάταξη παρουσιάζεται και στην εικόνα 3.1^[13],ενώ στην εικόνα 3.2^[63] που ακολουθεί παρουσιάζεται η αντίστοιχη διάταξη που αφορά την αδρανειακή σύντηξη την οποία και θα περιγράψουμε παρακάτω.



Εικόνα 3.1:Σχηματική αναπαράσταση ενός μελλοντικού αντιδραστήρα σύντηξης με μαγνητική συγκράτηση.



Εικόνα 3.2:Σχηματική αναπαράσταση ενός μελλοντικού αντιδραστήρα σύντηξης με αδρανειακή συγκράτηση.

3.3.Σύντηξη για παραγωγή ενέργειας

Οι αντιδράσεις σύντηξης μεταξύ δυο ισοτόπων του υδρογόνου, του δευτέριου (D) και του τρίτιου (T), παρέχουν τη βάση για την ανάπτυξη ενός αντιδραστήρα σύντηξης πρώτης γενιάς, καθώς άλλες αντιδράσεις σύντηξης απαιτούν ακόμη υψηλότερες θερμοκρασίες. Το δευτέριο είναι ένα ισότοπο που υπάρχει στη φύση, είναι μη ραδιενεργό, και μπορεί να εξαχθεί από το νερό (σε κάθε κυβικό μέτρο νερού υπάρχουν κατά μέσο όρο 35g δευτέριου)^[8]. Στη Γη δεν υπάρχει τρίτιο, αλλά μπορεί να παραχθεί από το λίθιο, ένα ελαφρύ μέταλλο που υπάρχει σε αφθονία, στο εσωτερικό του αντιδραστήρα σύντηξης. Κάθε αντίδραση σύντηξης παράγει ένα σωματίδιο α (δηλαδή τον πυρήνα του στοιχείου ήλιο He⁴) και ένα νετρόνιο μεγάλης ενέργειας.

Τα νετρόνια διαφεύγουν από το πλάσμα και επιβραδύνονται σε ένα μανδύα που περιβάλλει το πλάσμα. Στο εσωτερικό αυτού του μανδύα το λίθιο μετατρέπεται σε τρίτιο το οποίο επανεισάγεται στο θάλαμο κενού ως καύσιμο και η θερμότητα που παράγεται από τα νετρόνια μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την παραγωγή ατμού, ο οποίος θέτει σε κίνηση στροβίλους με σκοπό την παραγωγή ηλεκτρικής ενέργειας (όπως παρουσιάζεται και στις δυο τελευταίες εικόνες).

Η τροφοδοσία μιας πόλης περίπου ενός εκατομμυρίου κατοίκων με ηλεκτρισμό για ένα έτος, απαιτεί τη λειτουργία μιας μονάδας παραγωγής ηλεκτρικής ενέργειας από σύντηξη με ποσότητα καυσίμου ίση με εκείνη που χωρά σε ένα μικρό φορτηγό!

Αξίζει εδώ να αναφερθούμε στο ποσό της ενέργειας που παράγεται κατά την πυρηνική σύντηξη. Στην κλασική εξίσωση E=mc² ο Αϊνστάιν διατύπωσε την ισοδυναμία ενέργειας και ύλης. Η ύλη μπορεί να μετατρέπεται σε ενέργεια αλλά και η ενέργεια σε ύλη. Η ποσότητα της ενέργειας που περιέχεται στην ύλη είναι εντυπωσιακή. Σύμφωνα με την παραπάνω εξίσωση εφόσον η μάζα που μετατρέπεται σε ενέργεια πρέπει να πολλαπλασιαστεί με την ταχύτητα του φωτός (3x10⁸ m/sec) ακόμη και η απώλεια ελάχιστης μάζας ύλης

απελευθερώνει τεράστιες ποσότητες ενέργειας. Κατά την διάρκεια μιας αντίδρασης πυρηνικής σύντηξης δυο ατόμων υδρογόνου προς ένα άτομο ηλίου το 0.38% της συνολικής αρχικής μάζας του χάνονται, καθώς μετατρέπονται σε ενέργεια. Για παράδειγμα κατά την μετατροπή 4gr H σε He, με πυρηνική σύντηξη, 0.00152gr μετατρέπονται σε ενέργεια. Εάν αυτή την ποσότητα την πολλαπλασιάσουμε και με την ταχύτητα του φωτός βρίσκουμε τιμή ενέργειας E=1.368x10¹¹ Joule, ενέργεια που ισοδυναμεί με αυτή που απελευθερώνει η έκρηξη 100 τόνων νιτρογλυκερίνης!

3.4.Ασφάλεια

Ένας αντιδραστήρας σύντηξης μπορεί να παρομοιαστεί με έναν κοινό οικιακό καυστήρα: το καύσιμο που εγχύεται στο σύστημα καίγεται και κάθε στιγμή η ποσότητα καυσίμου στον θάλαμο αντίδρασης είναι ελάχιστη (περίπου 1g D-T σε όγκο 1000 m³) και αν η παροχή καυσίμου διακοπεί, οι αντιδράσεις σύντηξης διαρκούν μόνο ελάχιστα δευτερόλεπτα. Οποιαδήποτε δυσλειτουργία της διάταξης έχει ως αποτέλεσμα την ψύξη του πλάσματος άρα και την αντίστοιχη διακοπή των αντιδράσεων.

Τα βασικά καύσιμα της σύντηξης, το δευτέριο και το λίθιο, καθώς και το προϊόν της αντίδρασης, το ήλιο, είναι μη ραδιενεργά. Το ραδιενεργό ενδιάμεσο καύσιμο, το τρίτιο, διασπάται αρκετά γρήγορα (έχει χρόνο ημιζωής 12.6 χρόνια) και η διάσπασή του παράγει ένα ηλεκτρόνιο (ακτινοβολία β) πολύ χαμηλής ενέργειας. Στον αέρα, αυτό το ηλεκτρόνιο μπορεί να διανύσει μόλις λίγα χιλιοστά και δεν μπορεί να διαπεράσει ούτε καν ένα φύλλο χαρτιού. Παρόλα αυτά, το τρίτιο είναι επιβλαβές αν εισχωρήσει στο ανθρώπινο σώμα και για τον λόγο αυτό έχουν σχεδιασθεί και εγκατασταθεί στη διάταξη διάφορες δικλείδες ασφαλείας για την αντιμετώπιση του τριτίου. Το τρίτιο παράγεται στο βαθμό που είναι απαραίτητο για τη διατήρηση της διαδικασίας σύντηξης στο θάλαμο του αντιδραστήρα, και έτσι δεν υπάρχει ανάγκη για συχνή μεταφορά ραδιενεργού καυσίμου σε μια μονάδα παραγωγής ενέργειας από σύντηξη.

3.5.Περιβαλλοντικές επιπτώσεις

Η ενέργεια που παράγεται από τις αντιδράσεις σύντηξης θα χρησιμοποιείται όπως σήμερα, π.χ. για την παραγωγή ηλεκτρισμού, ως θερμότητα για βιομηχανική χρήση, ή ενδεχομένως και για την παραγωγή υδρογόνου.

Η κατανάλωση καυσίμου σε ένα σταθμό παραγωγής ενεργείας από σύντηξη θα είναι εξαιρετικά χαμηλή. Για την ετήσια λειτουργία μιας μονάδας παραγωγής ενέργειας από σύντηξη ισχύος 1GW θα χρειάζονται περίπου 100g δευτερίου και 3 τόνοι φυσικού λιθίου, ενώ θα παράγονται περίπου 7 δισεκατομμύρια kWh! Μια μονάδα παραγωγής ενέργειας από άνθρακα-χωρίς τις διεργασίες απομόνωσης του άνθρακα απαιτεί περίπου 1.5 εκατομμύριο τόνους καυσίμου για να παράγει την ίδια ενέργεια!^[3]

Αξίζει να αναφερθεί ξανά ότι οι αντιδράσεις σύντηξης δεν παράγουν αέρια θερμοκηπίου και άλλες ρυπογόνους ουσίες που προκαλούν ζημιογόνες επιπτώσεις στο περιβάλλον με πιθανό αποτέλεσμα διάφορες κλιματικές αλλαγές.

Τα νετρόνια που παράγονται κατά την αντίδραση σύντηξης ενεργοποιούν τα υλικά γύρω από το πλάσμα. Μια προσεκτική επιλογή των υλικών αυτών θα επιτρέψει την απαλλαγή τους από τον τακτικό έλεγχο και πιθανότατα θα καταστήσει δυνατή την ανακύκλωσή τους, ακόμα και 100 χρόνια μετά τη διακοπή λειτουργίας της μονάδας παραγωγής ενέργειας. Ως εκ τούτου, τα απόβλητα από μονάδες παραγωγής ενέργειας από σύντηξη δεν θα αποτελούν μακροπρόθεσμο βάρος για τις μελλοντικές γενιές.



ΠΩΣ ΛΕΙΤΟΥΡΓΕΙ Η ΜΑΓΝΗΤΙΚΗ ΣΥΝΤΗΞΗ

4.1.Σύντηξη μέσω μαγνητικής συγκράτησης

Η συγκράτηση του πλάσματος μπορεί να λάβει χώρα με τρείς βασικούς τρόπους. Την βαρυτική, την μαγνητική και την αδρανειακή συγκράτηση, όπως φαίνεται και στην εικόνα που ακολουθεί (Εικόνα 4.1)^[62].



Εικόνα 4.1:Περιορισμός του πλάσματος με τρείς διαφορετικούς τρόπους.

Η σύντηξη μέσω μαγνητικής συγκράτησης χρησιμοποιεί ισχυρά μαγνητικά πεδία για να συγκρατήσει το πλάσμα μέσα σε ένα δοχείο κενού το οποίο απομονώνει το πλάσμα από τον αέρα. Σε μια εξιδανικευμένη κατάσταση τα ηλεκτρικά φορτισμένα ιόντα και ηλεκτρόνια που συγκρατούν το πλάσμα δεν μπορούν να διασχίσουν τις μαγνητικές δυναμικές γραμμές. Ωστόσο, μπορούν να κινηθούν ελεύθερα κατά μήκος των γραμμών αυτών. Καμπυλώνοντας τις δυναμικές γραμμές ώστε να σχηματίσουν ένα κλειστό βρόχο, τα σωματίδια του πλάσματος, καταρχήν, συγκρατούνται. Στην εικόνα που ακολουθεί (Εικόνα 4.2)^[68] παρουσιάζεται μια εικόνα του πλάσματος μέσα στο δοχείο κενού της μηχανής ΙΤΕR, σε αντιστοιχία με την θερμοκρασία.



Εικόνα 4.2:Μια εικόνα του πλάσματος στο δοχείο κενού.

Τα σωματίδια και η ενέργειά τους διατηρούνται μακριά από το τοίχωμα του θαλάμου καύσης, διατηρώντας έτσι την υψηλή θερμοκρασία του. Ουσιαστικά, σε ένα πραγματικό τοροειδές μαγνητικό σύστημα υπάρχουν απώλειες ενέργειας μέσω διαφόρων διαδικασιών, όπως η ακτινοβολία, και μέσω συγκρούσεων μεταξύ των σωματιδίων οι οποίες εξαναγκάζουν τα σωματίδια, με την πάροδο του χρόνου, να διαφύγουν από το πλάσμα διασχίζοντας τις μαγνητικές δυναμικές γραμμές.

Τα μαγνητικά πεδία δημιουργούνται μέσω ισχυρών ηλεκτρικών ρευμάτων που διαρρέουν πηνία τοποθετημένα στο εξωτερικό του θαλάμου του αντιδραστήρα. Συχνά, ρεύματα που παράγονται μέσα στο πλάσμα συμβάλλουν και εκείνα με την σειρά τους στον μαγνητικό εγκλωβισμό.(Εικόνα 4.3 & 4.4)^[58]



29

Στο είδος μηχανής που ονομάζουμε Tokamak, το πλάσμα δρα ως η δευτερεύουσα περιέλιξη ενός μετασχηματιστή (η πρωτεύουσα περιέλιξη είναι ένα εξωτερικό πηνίο) και μια μεταβολή του ρεύματος στην πρωτεύουσα περιέλιξη επάγει στο πλάσμα ρεύμα. Το ρεύμα αυτό, εκτός του ότι παράγει μαγνητικό πεδίο το οποίο παίζει ρόλο στη συγκράτηση του πλάσματος, προκαλεί επίσης κάποια θέρμανση λόγω της ηλεκτρικής αντίστασης του πλάσματος(Εικόνα 4.5^[2] & 4.6^[25]). Εφόσον ένας μετασχηματιστής δεν μπορεί να παράγει διαρκώς ρεύμα, το πλάσμα έχει περιορισμένη διάρκεια και η μόνιμη λειτουργία πρέπει να συντηρηθεί με άλλους τρόπους.



Εικόνα 4.5:Σχηματική αναπαράσταση του Tokamak.



Εικόνα 4.6:Περιγραφική αναπαράσταση του Tokamak.

Εκτός από το Tokamak, υπάρχουν και άλλες διατάξεις μηχανών με πιο πολύπλοκη γεωμετρική διάταξη. Μια από αυτές τις διατάξεις αποτελεί το είδος της μηχανής που ονομάζουμε Stellarator (αστρική γεννήτρια) η οποία χρησιμοποιεί την ίδια αρχή μαγνητικής συγκράτησης, αλλά με εξωτερικά πηνία περίπλοκου σχήματος, ενώ δεν στηρίζεται στο φαινόμενο του μετασχηματιστή για την παραγωγή ρεύματος στο πλάσμα (Εικόνα 4.7)^[77]



Εικόνα 4.7:Μορφή των πηνίων στον Stellarator.

Επομένως, οι μηχανές τύπου Stellarator διαθέτουν μια εγγενή δυνατότητα για συνεχή λειτουργία.

Η μεγαλύτερη εγκατάσταση που σήμερα βρίσκεται στο στάδιο της κατασκευής είναι ο Stellarator W7-X στο Greifswald της Γερμανίας (Εικόνα 4.8 & 4.9)^[25]. Άλλες διατάξεις μαγνητικής συγκράτησης που σχετίζονται στενά με την προηγούμενη είναι το συμπαγές(ή σφαιρικό) Tokamak και διατάξεις οι οποίες βασίζονται στη σύσφιξη ανεστραμμένου πεδίου.



Εικόνα 4.8:Σχηματική αναπαράσταση Stellarator.



Εικόνα 4.9: Ελικοειδές διάταξη σε εγκαταστάσεις στην Ιαπωνία.

Στις δυο εικόνες που ακολουθούν παρουσιάζεται και η ένταση του μαγνητικού πεδίου τόσο για τον Tokamak (Εικόνα 4.10)^[25] όσο και για τον Stellarator (Εικόνα 4.11)^[25]



Εικόνα 4.10: Ένταση μαγνητικού πεδίου στον Tokamak.



Εικόνα 4.11: Ένταση μαγνητικού πεδίου στον Stellarator.

4.2.Αδρανειακή συγκράτηση με χρήση λέιζερ

Κρίνεται αναγκαίο σε τούτο το σημείο να τονίσουμε κάτι που έχουμε αναφέρει ακόμα και από την εισαγωγή. Η συγκράτηση του πλάσματος μπορεί να γίνει και με χρήση λέιζερ, ένας τρόπος που απεικονίζεται στις εικόνες που ακολουθούν(Εικόνα 4.12^[X] & Εικόνα 4.13^[53]):







Εικόνα 4.13: Σχηματική απεικόνιση της αδρανειακής συγκράτησης με χρήση λέιζερ.

Αν θελήσουμε να κάνουμε μια σύντομη περιγραφή για το τι συμβαίνει στην αδρανειακή σύντηξη, πρέπει να πούμε ότι η δέσμη λέιζερ θερμαίνει πολύ γρήγορα την επιφάνεια του πυρήνα-στόχου με αποτέλεσμα να δημιουργείται ένα λεπτό στρώμα γύρο από το πλάσμα. Στην συνέχεια αυτή η περιοχή συμπιέζεται με αποτέλεσμα να προκληθεί βίαιη εκτόνωση κατά την διάρκεια της οποίας η πυκνότητα σχεδόν εικοσαπλασιάζεται και η θερμοκρασία αγγίζει τους 10^{8 0}C! Το θερμοπυρηνικό καύσιμο που προκύπτει διαχέεται αστραπιαία παράγοντας έτσι νέα ενέργεια. Το μειονέκτημα της συγκεκριμένης μεθόδου, όπως έχουμε αναφέρει και πριν, έγκειται στο γεγονός ότι η αντίδραση σβήνει γρήγορα και δεν μπορεί να αυτοσυντηρηθεί.

Αντιδραστήρας ο οποίος λειτουργεί με αυτόν τον τρόπο είναι ο NIF(National Ignition Facility) που βρίσκεται στις ΗΠΑ(Livermore).Οι εργασίες πάνω σε αυτόν τον αντιδραστήρα έχουν ολοκληρωθεί κατά 90% ενώ έχουν γίνει και τα πρώτα πειράματα. Μια εικόνα του εσωτερικού του παρουσιάζεται παρακάτω(Εικόνα 4.14)^[52]. Άλλες μηχανές που δουλεύουν με αδρανειακή συγκράτηση και είναι ακόμα σε πρωταρχικό στάδιο, είναι ο Laser Mega-Joule(LMJ) στην Γαλλία και οι FIREX Ι και FIREX ΙΙ στην Ιαπωνία.



Εικόνα 4.14:Εσωτερικό αντιδραστήρα NIF.

4.3.Παράμετροι των δυο βασικών μηχανών

Όπως έχουμε τονίσει και σε προηγούμενες παραγράφους οι δυο βασικότερες μηχανές που υπάρχουν στον κόσμο και πάνω στους οποίους οι ερευνητές προσπαθούν να πετύχουν ελεγχόμενη θερμοπυρηνική σύντηξη είναι ο JET(Αγγλία) και ο ITER (Ευρωπαϊκή Ένωση, Καναδάς, Ιαπωνία και Ρωσία).

Στον πίνακα που ακολουθεί (Πίνακας 4.1)^[51] παρουσιάζουμε τις βασικές παραμέτρους αυτών των δυο μηχανών σύντηξης:

| ΠΑΡΑΜΕΤΡΟΙ | JET | ITER |
|---|-------|------|
| Μέγιστη ακτίνα (m) | 3.0 | 6.2 |
| Ελάχιστη ακτίνα (m) | 1.2 | 2.0 |
| Όγκος πλάσματος (m³) | 100 | 800 |
| Ρεύμα πλάσματος (MA) | 5-7 | 15 |
| Μαγνητικό πεδίο (Τ) | 3.4 | 5.3 |
| Ισχύς σύντηξης (MW) | <16 | 500 |
| Q=P _{fusion} /P _{input} | 1 | 10 |
| Εξωτερική θερμική ισχύ (MW) | 40 | 73 |
| Διάρκεια παλμού του πλάσματος (sec) | 10-20 | >300 |

<u>ΠΙΝΑΚΑΣ 4.1</u>

Πίνακας 4.1:Βασικοί παράμετροι των μηχανών JET και ITER.

4.4.Βασικά συστατικά στοιχεία του ITER



Εικόνα 4.15:Τα βασικά μέρη ενός ITER.

Τα βασικά συστατικά στοιχεία του ITER παριστάνονται στο παραπάνω σχήμα (Εικόνα 4.15)^[3] και με λίγα λόγια, είναι τα παρακάτω:

1. Κεντρικό σωληνοειδές.

Το πρωτεύον κύκλωμα του μετασχηματιστή. Το πλάσμα αποτελεί το δευτερεύον κύκλωμα.

2. Δοχείο κενού.

Εμποδίζει την είσοδο αέρα στην περιοχή που περιέχει το πλάσμα.

3. Κρυοστάτης.

Περικλείει τα πηνία και το δοχείο κενού και ψύχεται σε περίπου -200 βαθμούς Κελσίου ώστε να συμβάλει στη διατήρηση των υπεραγώγιμων μαγνητών στη θερμοκρασία λειτουργίας τους, δηλαδή στους -269 βαθμούς Κελσίου.

4.Πηνία τοροειδούς και πολοειδούς πεδίου.

Τα πηνία αυτά παράγουν το ισχυρό μαγνητικό πεδίο (συνήθως της τάξης των 5 Tesla,δηλαδή περίπου 100.000 φορές ισχυρότερο από το μαγνητικό πεδίο της Γης),το οποίο συγκρατεί το πλάσμα και το εμποδίζει να έλθει σε επαφή με τα τοιχώματα του δοχείου κενού.

5. Εκτροπέας.

Απομακρύνει τις προσμείξεις και το ήλιο από το δοχείο κενού και είναι η μόνη περιοχή στην οποία εσκεμμένα επιτρέπεται στο πλάσμα να αγγίξει τα τοιχώματα.

6. Μανδύας.

Το λίθιο περιέχεται στα δομικά στοιχεία (modules) που αποτελούν τον μανδύα. Όταν τα νετρόνια αντιδρούν με το λίθιο, παράγεται τρίτιο το οποίο μπορεί να διαχωριστεί και να εισαχθεί στο πλάσμα. Η ενέργεια των νετρονίων απάγεται προκειμένου να θερμάνει ένα κύκλωμα νερού και να παράγει ατμό, ο οποίος θα θέσει σε κίνηση τις ηλεκτρικές γεννήτριες.

4.5.Θέρμανση του πλάσματος

Το ρεύμα που διαρρέει το πλάσμα του Tokamak συμβάλλει στη θέρμανσή του. Καθώς η θερμοκρασία του πλάσματος αυξάνεται, αυτή η ωμική θέρμανση γίνεται λιγότερο αποτελεσματική και αυξάνει τη θερμοκρασία του πλάσματος μόνο κατά λίγα εκατομμύρια βαθμούς δηλαδή θερμοκρασία περίπου 10 φορές χαμηλότερη από την απαιτούμενη για την πραγματοποίηση ικανού αριθμού αντιδράσεων σύντηξης (Εικόνα 4.16)^[3].



Η υψίσυχνη θέρμανση χρησιμοποιεί μεγάλης ισχύος ηλεκτρομαγνητικά κύματα διαφορετικών συχνοτήτων, τα οποία μεταδίδουν στο πλάσμα την ενέργεία τους μέσω απορρόφησης συντονισμού. Έχουν αναπτυχθεί τρία τέτοια συστήματα: η θέρμανση μέσω κυκλοτρονικού συντονισμού ιόντων (ICRH,20-55 MHz), η θέρμανση μέσω κυκλοτρονικού συντονισμού ηλεκτρονίων (ECRH,100-200 GHz,κυρίως μικροκύματα) και η θέρμανση μέσω κυμάτων της κατώτερης υβριδικής συχνότητας (LHH,1-8 GHz).

Προκειμένου η θέρμανση του πλάσματος να αυξηθεί ακόμα περισσότερο, απαιτείται περαιτέρω θέρμανση η οποία παρέχεται από εξωτερικές πηγές. Οι πηγές αυτές παρουσιάζονται στην εικόνα που ακολουθεί (Εικόνα 4.17)^[74] και είναι σημειωμένες με τα κόκκινα περιγράμματα.



Εικόνα 4.17:Τρόποι με τους οποίους φτάνουμε στις πολύ υψηλές θερμοκρασίες.
Η πρώτη πηγή θέρμανσης είναι με τα σωματίδια ηλίου που προκύπτουν από τις αντιδράσεις σύντηξης. Δυο άλλοι τρόποι είναι η θέρμανση μέσω ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων από την μια, όπου γίνεται αξιοποίηση των συντονισμών που εμφανίζει το πλάσμα στην διάδοση ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων αλλά απαιτεί την ύπαρξη πηγών ισχυρής ακτινοβολίας με μεγάλο βαθμό απόδοσης, και η ωμική θέρμανση μέσω του ρεύματος που διαρρέει το πλάσμα από την άλλη. Ο τρόπος αυτός αποτελεί βασική μέθοδο θέρμανσης σε διατάξεις τύπου Tokamak αλλά έχει το βασικό περιορισμό ότι σε υψηλές θερμοκρασίες (άνω των λίγων KeV) η ωμική θέρμανση δεν είναι αποδοτική με αποτέλεσμα να απαιτείται συμπληρωματική θέρμανση. Τέλος ο τέταρτος τρόπος θέρμανσης είναι γνωστός στην διεθνή βιβλιογραφία με τον όρο pellet injection (δηλαδή έγχυση σωματιδίων). Δέσμες ουδετέρων σωματιδίων μεγάλης ενέργειας εγχέονται στο πλάσμα, το διαπερνούν, και μεταδίδουν την κινητική τους ενέργεια σε αυτό μέσω συγκρούσεων με τα σωματίδια του πλάσματος. Τα συγκεκριμένα σωματίδια παράγονται από επιτάχυνση με ηλεκτρικά πεδία των αντίστοιχων ιόντων, τα οποία ακολούθως διέρχονται από ένα θάλαμο ηλεκτρονίων ώστε να καταστούν ουδέτερα και να μπορούν να διαπεράσουν το μαγνητικό πεδίο συγκράτησης. Αυτά τα σωματίδια δεν είναι τίποτα άλλο παρά μικρά σφαιρίδια δευτερίου τα οποία αυξάνουν την πυκνότητα τοπικά με αποτέλεσμα να αυξάνονται οι κρούσεις ανάμεσα στα σωματίδια και οι οποίες προκαλούν περεταίρω αύξηση της θερμοκρασίας του πλάσματος.

Με τις παραπάνω μεθόδους που περιγράψαμε φτάνουμε στις πολύ υψηλές θερμοκρασίες που απαιτούνται (εκατομμύρια βαθμοί Κελσίου) για να συντηρηθεί το πλάσμα και να προκύψει η πολυπόθητη ενέργεια μέσω της σύντηξης.

4.6.Διαγνωστικά και μοντελοποίηση του πλάσματος

Για να κατανοήσουμε το πώς είναι εφικτό να σχεδιάσουμε μια μηχανή σύντηξης, είναι απαραίτητο να αντιληφθούμε και τα φαινόμενα που συμβαίνουν στο πλάσμα. Αυτό απαιτεί εξελιγμένα και πολύπλοκα συστήματα μέτρησης, γνωστά ως διαγνωστικά.

Διαγνωστικά σχεδιάζονται σε Ευρωπαϊκά εργαστήρια και αποσκοπούν στην παρακολούθηση κάθε χαρακτηριστικού του πλάσματος, από τη θερμοκρασία στο κέντρο του, χρησιμοποιώντας ισχυρές δέσμες λέιζερ, μέχρι την ποσότητα προσμείξεων στο πλάσμα και το σημείο παραγωγής τους. Ορισμένα από τα βασικότερα διαγνωστικά παρουσιάζονται στον παρακάτω πίνακα (Πίνακας 4.2)^[50]:

| ΔΙΑΓΝΩΣΤΙΚΑ | ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ |
|-------------------------------|---|
| Μαγνητικά διαγνωστικά | Ρεύμα, θέση και διαμόρφωση του πλάσματος |
| Διαγνωστικά νετρονίων | Ισχύς σύντηξης και θερμοκρασία των ιόντων |
| Διαγνωστικά μικροκυμάτων | Θέση του πλάσματος και πυκνότητα ηλεκτρονίων |
| Οπτικά & υπέρυθρα διαγνωστικά | Πυκνότητα και θερμοκρασία ηλεκτρονίων |
| Βολομετρικά διαγνωστικά | Συνολική ισχύς της ακτινοβολίας |

<u>ΠΙΝΑΚΑΣ 4.2</u>

Πίνακας 4.2:Ορισμένα από τα βασικότερα διαγνωστικά.

Тα δεδομένα που αποκτώνται από αυτά тα διαγνωστικά χρησιμοποιούνται για την ανάπτυξη νέων υπολογιστικών κωδικών, οι οποίοι τελικά θα είναι ικανοί να προβλέψουν τη λειτουργία της διάταξης και να διασφαλίσουν ότι η λειτουργία αυτή θα είναι η αναμενόμενη. Στην εικόνα που ακολουθεί (Εικόνα 4.18)^[55] παρουσιάζεται ποια είναι η ακριβής θέση των διαγνωστικών στην διάταξη του ITER, ενώ στην αμέσως επόμενη εικόνα (Εικόνα 4.19)^[54] παρουσιάζονται οι λεπτομέρειες της συκγεκριμένης διάταξης. Οι περισσότερες από αυτές τις διατάξεις είναι φτιαγμένες από χαλκό και το σχήμα τους είναι τέτοιο ώστε τα σωματίδια με την μεγαλύτερη ενέργεια να κατευθύνονται προς την βάση της διάταξης ώστε να έχουμε καλύτερη ποιότητα πλάσματος. Αξίζει να αναφέρουμε εδώ ότι όλο αυτό το σύστημα με τις διατάξεις του μαγνητικού πεδίου που είναι απαραίτητο για την συγκράτηση του πλάσματος ζυγίζει περίπου 8.700 τόνους!



Εικόνα 4.18:Η ακριβής θέση των διαγνωστικών στον ITER.



Εικόνα 4.19:Λεπτομέριες των διαγνωστικών και του divertor.

Ολοκληρώνοντας το κεφάλαιο αυτό παραθέτουμε την παρακάτω εικόνα (Εικόνα 4.20)^[73] στην οποία παρουσιάζεται το μέγεθος του πλάσματος για διάφορες ευρωπαϊκές μηχανές σύντηξης. Είναι εντυπωσιακή η παρατήρηση ότι το μέγεθος του πλάσματος στον ITER είναι σχεδόν τριπλάσιο από το αντίστοιχο του JET, γεγονός που δείχνει πόσα βήματα προόδου έχουν γίνει στα χρόνια που μεσολάβησαν από την δημιουργία των δυο αυτών μηχανών σύντηξης.



Εικόνα 4.20:Μέγεθος του πλάσματος στις διάφορες μηχανές σύντηξης.



ΘΕΩΡΙΑ ΑΝΤΙΔΡΑΣΕΩΝ ΘΕΡΜΟΠΥΡΗΝΙΚΗΣ ΣΥΝΤΗΞΗΣ

5.1.Εξώθερμες πυρηνικές αντιδράσεις: σχάση και σύντηξη

Σύμφωνα με την σχέση ενέργειας-μάζας από τον ορισμό του Αϊνστάιν (E=m·c²), μια πυρηνική αντίδραση στην οποία η συνολική μάζα των προϊόντων είναι μικρότερη σε σχέση με την συνολική μάζα των αντιδρώντων, τότε η αντίδραση θεωρείται εξώθερμη και εάν θέλουμε να εκφραστούμε με την γλώσσα των ενεργειών θα έχουμε:

$$Q = \left(\sum_{i} m_i - \sum_{f} m_f\right) \cdot c^2$$

όπου το m συμβολίζει την μάζα, το i και το f την αρχική και τελική ποσότητα αντίστοιχα, ενώ το c είναι η ταχύτητα του φωτός.

Η παραπάνω ποσότητα εκφράζει την ενέργεια που εκλύεται σε μια πυρηνική αντίδραση, η οποία συναντάται κυρίως σε δύο μορφές. Είτε με την μορφή κινητικής ενέργειας των προϊόντων των αντιδράσεων (δηλαδή των σωματιδίων), είτε με την μορφή ακτινοβολίας (δηλαδή φωτονίων). Εάν τώρα θελήσουμε να εκμεταλλευτούμε την ενέργεια αυτή, για οικιακούς, βιομηχανικούς και άλλους ειρηνικούς σκοπούς, θα πρέπει να την μετατρέψουμε σε ηλεκτρική ενέργεια. Για να πραγματοποιηθεί η μετατροπή αυτή, είναι απαραίτητο να χρησιμοποιήσουμε ένα μέσο που θα μετατρέπει την κινητική ενέργεια των προϊόντων σε θερμότητα. Σε μια μηχανή σύντηξης τύπου Tokamak, τον ρόλο του συγκεκριμένου μέσου παίζει ο μανδύας (blanket), ο οποίος θα αναλυθεί λεπτομερώς στο άμεσος επόμενο κεφάλαιο.

Μπορούμε τώρα να προσδιορίσουμε τις εξώθερμες αντιδράσεις, παίρνοντας υπόψη τις μάζες και τις ενέργειες σύνδεσης του καθενός από τους πυρήνες που παίρνουν μέρος σε αυτές τις πυρηνικές αντιδράσεις. Η μάζα των πυρήνων με ατομικό αριθμό Ζ και μαζικό Α διαφέρει από την συνολική μάζα των πρωτονίων (Ζ) και των νετρονίων (Α-Ζ) που αποτελούν τον πυρήνα κατά την ποσότητα

$$\Delta m = Zm_p + (A - Z)m_n - m$$

Για σταθερούς πυρήνες η παραπάνω ποσότητα είναι πάντα θετική και αυτό που πρέπει να διασφαλίζει είναι μια ποσότητα ίση με την ενέργεια σύνδεσης

$$B = \Delta m \cdot c^2$$

ώστε να διασπά τον πυρήνα στα δικά του θεμελιώδη συστατικά, τα νετρόνια και τα πρωτόνια.

Η αντίστοιχη ενέργεια που εκλύεται σε μια πυρηνική αντίδραση μπορεί τώρα να γραφεί σαν τη διαφορά ανάμεσα στην τελική και την αρχική ενέργεια σύνδεσης των πυρήνων που αντιδρούν, σύμφωνα με την σχέση

$$Q = \left(\sum_{f} B_{f} - \sum_{i} B_{i}\right)$$

Στο παρακάτω διάγραμμα (Εικόνα 5.1)^[4] παριστάνεται γραφικά η ενέργεια σύνδεσης ανά μαζικό αριθμό σε συνάρτηση με τον μαζικό αριθμό των πυρήνων.

Παρατηρούμε ότι οι σταθερότεροι πυρήνες είναι εκείνοι που έχουν μαζικό αριθμό Α≈56. Όσοι από αυτούς έχουν μικρότερους ή μεγαλύτερους μαζικούς αριθμούς είναι ασταθείς και με σύντηξη ή σχάση αντίστοιχα, δημιουργούνται σταθεροί πυρήνες.



Εικόνα 5.1:Ενέργεια σύνδεσης ανά πυρήνα σε συνάρτηση με τον μαζικό αριθμό.

5.2.Φυσική των αντιδράσεων σύντηξης

Στις περισσότερες αντιδράσεις σύντηξης δυο πυρήνες (X₁ και X₂) ενώνονται για να δώσουν ένα βαρύτερο πυρήνα (X₃) και ένα ελαφρύτερο

σωματίδιο (X₄). Για να το εκφράσουμε αυτό με μια περισσότερο παραστατική μορφή, θα χρησιμοποιήσουμε «εξισώσεις» της ακόλουθης μορφής:

$$X_1 + X_2 \to X_3 + X_4 \ \eta \ X_1(x_2, x_4) X_3$$

Άλλες χρήσιμες ποσότητες που πρέπει να ορίσουμε πριν παρουσιάσουμε αναλυτικά τις αντιδράσεις θερμοπυρηνικής σύντηξης είναι και οι παρακάτω:

 οι ταχύτητες (ή οι κινητικές ενέργειες) των αντιδρώντων πυρήνων

$$\mathbf{v}_1 \, \kappa \alpha \mathbf{i} \, \mathbf{v}_2$$

η σχετική τους ταχύτητα

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2$$

η κινητική ενέργεια του κέντρου μάζας

$$\varepsilon = \frac{1}{2}m_r \upsilon^2$$

_{όπου} $\upsilon = |\mathbf{v}|$ και

 $m_r = rac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$ η ανοιγμένη μάζα του συστήματος.

Μετά από την παρουσίαση των παραπάνω βασικών μεγεθών, έφτασε και η στιγμή που θα αναφερθούμε αναλυτικά και σε άλλα φυσικά μεγέθη ή παραμέτρους, που είναι πολύ σημαντικές για την κατανόηση των νόμων της φυσικής που διέπουν τις αντιδράσεις θερμοπυρηνικής σύντηξης.

5.3. Βασικές παράμετροι για την κατανόηση των αντιδράσεων

Ας ξεκινήσουμε με την βασικότερη όλων που είναι η ενεργός διατομή, (γνωστή στην διεθνή βιβλιογραφία με τον όρο cross section (σ)).

Το πιο σημαντικό φυσικό μέγεθος για την ανάλυση των πυρηνικών αντιδράσεων είναι η ενεργός διατομή η οποία μετράει την πιθανότητα ανά ζευγάρι σωματιδίων για να συμβεί μια πυρηνική αντίδραση.

Πιο συγκεκριμένα, ας θεωρήσουμε μια ομοιόμορφη και αμετάβλητη δέσμη σωματιδίων τύπου «1» με ταχύτητα u₁ που αλληλεπιδρά με έναν στόχο που περιέχει σωματίδια τύπου «2». Η ενεργός διατομή σ₁₂(u₁) ορίζεται ως ο αριθμός των αντιδράσεων ανά πυρήνα-στόχο, ανά μονάδα χρόνου, που θα λάβουν χώρα, όταν ο στόχος χτυπηθεί από μια ομάδα σωματιδίων. Στην πραγματικότητα ο παραπάνω ορισμός εφαρμόζεται και γενικότερα, σε σωματίδια με σχετική ταχύτητα u οπότε και θα έχουμε σ₁₂(u)=σ₂₁(u). Η ενεργός διατομή μπορεί να εκφραστεί επίσης σε συνάρτηση με την κινητική ενέργεια του κέντρου μάζας **ε** οπότε θα έχουμε σ₁₂(ε).

Εάν ο στόχος-πυρήνας έχει πυκνότητα n₂ και είτε είναι ακίνητος είτε κινείται με την ίδια ταχύτητα με τους υπόλοιπους, τότε η πιθανότητα να συμβεί η αντίδραση δίνεται από την σχέση n₂σ(u).Η πιθανότητα της αντίδρασης ανά μονάδα χρόνου δίνεται εάν πολλαπλασιάσουμε την παραπάνω ποσότητα με την ταχύτητα που ταξιδεύει η δέσμη οπότε και θα έχουμε n₂σ(u)u.

Το cross section εξαρτάται από την ταχύτητα (ή την κινητική ενέργεια) των αντιδρώντων των πυρηνικών αντιδράσεων. Όταν όμως αναφερόμαστε σε ένα μεγάλο αριθμό σωματιδίων (σχεδόν άπειρο), τότε περιγράφουμε ουσιαστικά ένα στατιστικό σύνολο στο οποίο τώρα το cross section εξαρτάται από την θερμοκρασία σύμφωνα με την σχέση:

$$\frac{1}{2} \cdot \mathbf{m} \cdot \mathbf{u}^2 = \frac{3}{2} \cdot \boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{T}$$

Μια άλλη πολύ βασική παράμετρος μετά την ενεργός διατομή, είναι και η «επαναενεργοποίηση» μιας πυρηνικής αντίδρασης, η οποία είναι γνωστή στην διεθνή βιβλιογραφία με το όρο reactivity και ορίζεται ως την πιθανότητα να συμβεί μια αντίδραση ανά μονάδα χρόνου ανά μονάδα πυκνότητας του πυρήνα-στόχου.

Στην πιο απλή περίπτωση όπου έχουμε έναν ακίνητο στόχο, η παραπάνω παράμετρος δίνεται από την σχέση σ·u. Στις περισσότερες περιπτώσεις όμως ο πυρήνας-στόχος κινείται, οπότε η σχετική ταχύτητα είναι διαφορετική για κάθε ζευγάρι αντιδρώντων πυρήνων οπότε τότε μιλάμε για μέση reactivity (averaged reactivity) που δίνεται από τον υπολογισμό του ολοκληρώματος

$$<\sigma \upsilon >= \int_{0}^{\infty} \sigma(\upsilon) \upsilon f(\upsilon) d\upsilon$$

όπου f(u) είναι η συνάρτηση κατανομής των σχετικών ταχυτήτων, όταν αναφερόμαστε σε στατιστικό σύνολο, και εκφράζει τον αριθμό των σωματιδίων που παίρνουν μέρος σε μια πυρηνική αντίδραση, και κανονικοποιείται από τον υπολογισμό

$$\int_{0}^{\infty} f(\upsilon) d\upsilon = 1$$

που σημαίνει ότι η πιθανότητα να εντοπιστεί ένα σωματίδιο με ταχύτητα από μηδέν μέχρι άπειρο, είναι μονάδα.

Ένα τώρα επιδιώξουμε να κάνουμε και μια γραφική παράσταση του παραπάνω ολοκληρώματος, θα προκύψει μια «καμπάνα» της παρακάτω μορφής:



Το γκρι παραλληλόγραμμο της παραπάνω γραφικής παράστασης είναι το du, δηλαδή ένα ελάχιστο μέρος της κατανομής στο οποίο η ταχύτητα θεωρείται σταθερή, και εάν ολοκληρώσουμε για ολόκληρη την περιοχή, υπολογίζουμε την συνολική συνάρτηση κατανομής των σχετικών ταχυτήτων.

Πρέπει να τονιστεί σε αυτό το σημείο, ότι όταν η δέσμη-βλήμα και ο πυρήνας-στόχος είναι του ίδιου είδους τότε η κάθε αντίδραση που λαμβάνει χώρα, μετράται από δύο φορές.

5.4. Βασική προϋπόθεση για να επιτευχθεί σύντηξη

Όταν αναφερόμαστε στις πυρηνικές αντιδράσεις, θα πρέπει να γίνει κατανοητό ότι μιλάμε για ιόντα, για φορτισμένα σωματίδια δηλαδή, τα οποία πρέπει να επιταχύνουμε τόσο ώστε να πλησιάσουν κοντά το ένα με το άλλο, με αποτέλεσμα να λάβει χώρα μια πυρηνική αντίδραση. Για τα ιόντα ισχύει ο νόμος του Coulomb, πράγμα που σημαίνει ότι πρέπει να πλησιάσουν τόσο κοντά ώστε η ισχυρή αλληλεπίδραση να επικρατήσει της αντίστοιχης ηλεκτρομαγνητικής ώστε να συμβεί μια πυρηνική αντίδραση.

Η παραπάνω κατάσταση γίνεται περισσότερο εμφανής με την παρακάτω γραφική παράσταση του δυναμικού σε συνάρτηση με την απόσταση των δυο πυρήνων (Εικόνα 5.3)^[4].



Εικόνα 5.3:Δυναμική ενέργεια σε συνάρτηση με την απόσταση ανάμεσα σε δυο φορτισμένους πυρήνες που πλησιάζει ο ένας τον άλλον.

Το παραπάνω δυναμικό, όπως ήδη αναφέρθηκε, υπακούει στον νόμο του Coulomb, είναι απωθητικό και δίνεται από την σχέση:

$$V_c(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r}$$

για αποστάσεις μεγαλύτερες από

$$r_n \cong 1.44 \cdot 10^{-13} (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) cm$$

απόσταση που είναι περίπου ίση με το άθροισμα των ακτινών των δυο πυρήνων.

Στις παραπάνω εξισώσεις Z_1 και Z_2 είναι οι ατομικοί αριθμοί και A_1 και A_2 οι μαζικοί αριθμοί των αντιδρώντων πυρήνων, ενώ e είναι το φορτίο του ηλεκτρονίου.

Για αποστάσεις r<rn οι δυο πυρήνες αισθάνονται την ελκτική πυρηνική δύναμη που χαρακτηρίζεται από ένα πηγάδι δυναμικού βάθους U₀=30-40 MeV.

Χρησιμοποιώντας τις δυο προηγούμενες σχέσεις υπολογίζουμε για το μέγιστο του πηγαδιού που προκαλεί ο νόμος του Coulomb ότι είναι της τάξης εκατομμυρίων eV και δίνεται από την παρακάτω μαθηματική σχέση:

$$V_c(r_n) = \frac{Z_1 Z_2}{A_1^{1/3} + A_2^{1/3}} MeV$$

Σύμφωνα με τους νόμους της κλασικής φυσικής, μόνο οι πυρήνες με ενέργειες της τάξης μεγέθους των MeV θα μπορούσαν να υπερκεράσουν το φράγμα αυτό και να έρθουν σε επαφή ώστε να αρχίσει να γίνεται αισθητή η ισχυρή αλληλεπίδραση και να έχουμε στο τέλος πυρηνική σύντηξη. Αντίθετα δυο πυρήνες με σχετική ενέργεια $ε < V_b$ μπορούν να πλησιάσουν ο ένας τον άλλον μέχρι το «κλασικό» σημείο καμπής (κρίσιμο σημείο – turning point) r_{tp} που δίνεται από την σχέση:

$$r_{tp} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\varepsilon}$$

Σε τούτο το σημείο όμως επεμβαίνει η κβαντική μηχανική και με τους νόμους της, επιτρέπει την διέλευση μέσα από κλασικά απαγορευμένες περιοχές (πηγάδι δυναμικού) με το φαινόμενο της σήραγγας, με αποτέλεσμα να επιτρέπεται και η πυρηνική σύντηξη ανάμεσα σε πυρήνες με ενέργειες μικρότερες από την αντίστοιχη που οριοθετεί το πηγάδι δυναμικού. Πρέπει να τονιστεί εδώ, ότι ανάλογα με τα ιόντα, χρειάζεται και διαφορετική κινητική ενέργεια για να φτάσουμε σε αποστάσεις που θα υπερισχύει η ισχυρή αλληλεπίδραση.

Ο συντελεστής διέλευσης (barrier transparency) από αυτό το πηγάδι δυναμικού δίνεται από την σχέση:

$$T = \exp(-\sqrt{\varepsilon_G/\varepsilon})$$

όπου η ε_G είναι γνωστή σαν ενέργεια Gamow και ισούται με

 $\varepsilon_G = (\pi a_f Z_1 Z_2)^2 2m_r c^2 = 986.1 \cdot Z_1^2 Z_2^2 A_r \ keV$

με
$$a_f = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137.04}$$
 και $A_r = \frac{m_r}{m_p}$

5.5.Περιγραφή του μαγνητικού πεδίου στην σύντηξη

Όπως έχουμε αναφέρει και σε προηγούμενες παραγράφους, το πλάσμα, το οποίο αποτελεί την πρώτη ύλη για έναν αντιδραστήρα σύντηξης μπορεί να συγκρατηθεί από κατάλληλα μαγνητικά πεδία. Πιο συγκεκριμένα, το πλάσμα είναι ένα «αέριο» υψηλής θερμοκρασίας (στην μηχανή σύντηξης Tokamak η τιμή της αγγίζει τα 5-10 KeV) και πίεσης που εκτονώνεται πολύ γρήγορα, και κάτω από αυτές τις ακραίες συνθήκες η συγκράτησή του σε ορισμένο όγκο δεν είναι δυνατόν να γίνει με υλικά τοιχώματα που θα μπορούν να ανταπεξέλθουν σε αυτές τις συνθήκες. Για τον λόγο αυτό χρησιμοποιούμε υψηλά μαγνητικά πεδία που θα μπορέσουν να συγκρατήσουν το πλάσμα. Με τον τρόπο αυτό αξιοποιείται η ιδιότητα των φορτισμένων σωματιδίων να εκτελούν ελικοειδείς τροχιές κατά μήκος των μαγνητικών πεδιακών γραμμών.

Βασική λοιπόν παράμετρο αποτελεί τόσο η τοπολογία του μαγνητικού πεδίου, όσο και η τιμή του μαγνητικού πεδίου για την συγκράτηση του πλάσματος σε τιμές θερμοκρασίας και πυκνότητας που θα επιτρέψουν την παραγωγή πυρηνικών αντιδράσεων σύντηξης και την ταυτόχρονη κατανάλωση όλου του καυσίμου στον θάλαμο σύντηξης για χρονικό διάστημα από msec μέχρι sec.

Σε γενικές γραμμές έχουν αναπτυχτεί δύο σημαντικές τοπολογίες του μαγνητικού πεδίου. Η πρώτη είναι η τοπολογία κλειστών μαγνητικών γραμμών, όπως το Torus στο Tokamak (Εικόνα 5.4)^[89] και η δεύτερη είναι η τοπολογία ανοιχτών μαγνητικών γραμμών γνωστή και σαν «mirror like» (Εικόνα 5.5)^[89].



Εικόνα 5.4:Διάταξη μαγνητικής συγκράτησης στην οποία τα φορτισμένα σωματίδια εκτελούν ελικοειδείς τροχιές γύρω από τις γραμμές του μαγνητικού πεδίου.



Εικόνα 5.5:Σχηματική αναπαράσταση της συγκράτησης μαγνητικού πεδίου ανοιχτών μαγνητικών γραμμών.

Η απλούστερη περιγραφή αυτών των φαινομένων γίνεται στα πλαίσια της μαγνητοϋδροστατικής της οποίας βασικό πόρισμα είναι ότι η συνολική πίεση παραμένει σταθερή:

$$p_{ol} = p_m + p$$

όπου
$$p_m = \frac{B^2}{2\mu_0}$$
 και $p = n_{o\lambda}K_BT$

Η πίεση p_m είναι η μαγνητική πίεση (ή αλλιώς η πίεση μαγνητικού πεδίου) ίση με τη χωρική πυκνότητα μαγνητοστατικής ενέργειας ενώ p είναι η κινητική πίεση του πλάσματος με θερμοκρασία T και ολική πυκνότητα n_{oλ}.

Άλλη μία βασική παράμετρο για την μαγνητική συγκράτηση αποτελεί το πηλίκο p/pm που συμβολίζεται με το γράμμα β (beta).

Όταν ισχύει

$$\beta = \frac{p}{p_m} = \frac{n_{o\lambda} K_B T}{B^2 / 2\mu_0} \approx 1$$

τότε επικρατεί ισορροπία των δύο πιέσεων, γεγονός που σημαίνει ότι έχει πραγματοποιηθεί η επιδιωκόμενη μαγνητική συγκράτηση του πλάσματος.

Με βάση την εξίσωση $p_{o\lambda} = p_m + p$, μπορεί να συγκριθεί ο χώρος έξω από το πλάσμα όπου εκεί η αρχική πίεση (p₀) είναι μηδέν και η μαγνητική επαγωγή έχει κάποια αρχική τιμή B₀, με το χώρο που καταλαμβάνει το πλάσμα (με τιμές p και B). Η εξίσωση των ολικών πιέσεων στις δυο περιοχές δίνει:

$$B_0^2 = B^2 + 2\mu_0 p$$

Εάν θέλουμε τώρα να συσχετίσουμε την κινητική πίεση του πλάσματος με την ολική πυκνότητά του, προκύπτει ο εξής περιορισμός για την πυκνότητα:

$$n_{o\lambda} < \frac{B_0^2}{2\mu_0 K_B T} = 2.48 \times 10^{21} \frac{B_0^2 (Tesla)}{T (keV)}$$

Ο συγκεκριμένος περιορισμός δείχνει ότι είναι ανεπιθύμητες οι πολύ υψηλές θερμοκρασίες επειδή οι τεχνικοί περιορισμοί στην ένταση του μαγνητικού πεδίου δεν επιτρέπουν συγκράτηση πλάσματος με αντίστοιχα υψηλές πιέσεις, εκτός και αν μειωθεί αντίστοιχα η πυκνότητα του πλάσματος.

Είναι σημαντικό να αναφέρουμε και τι συμβαίνει με την ακτίνα των τροχιών που έχουν τα φορτισμένα σωματίδια που αποτελούν το πλάσμα.

Η φυσική παράμετρος που μας δίνει την ακτίνα r δίνεται από την εξίσωση

$$r = \frac{mu_{\perp}}{eB}$$

Όπου m είναι η μάζα του σωματιδίου, u_{\perp} είναι η ταχύτητά του, B το μαγνητικό πεδίο, e το ηλεκτρικό φορτίο και c η ταχύτητα του φωτός.

Εάν λάβουμε υπόψη ότι στην κατανομή Maxwell η ενέργεια του σωματιδίου $(\frac{1}{2}mu_{\perp}^2)$ είναι ίση με kT τότε η τελευταία σχέση μπορεί να γραφεί και ως εξής:

$$r = \frac{(2mkT)^{1/2}}{eB}$$

Αυτό που θα κάνουμε τώρα, σαν αριθμητική εφαρμογή, είναι να υπολογίσουμε την παραπάνω ακτίνα για τους διάφορους πυρήνες που παίρνουν μέρος στις βασικές αντιδράσεις σύντηξης, για διάφορες τιμές του μαγνητικού πεδίου Β. Στον πίνακα που ακολουθεί (Πίνακας 5.1)^[XVI] παρουσιάζονται οι μάζες των διάφορων στοιχείων που θα χρησιμοποιήσουμε στην τελευταία εξίσωση:

| ΣΤΟΙΧΕΙΟ | MAZA (u*) | | | |
|--|-----------|--|--|--|
| Νετρόνιο (n) | 1.008665 | | | |
| Πρωτόνιο (p) | 1.007276 | | | |
| Δευτέριο (D) | 2.013553 | | | |
| Τρίτιο (Τ) | 3.015500 | | | |
| Ήλιο-3 (He ³) | 3.014932 | | | |
| Ήλιο-4 (He ⁴ – σωματίδια άλφα) | 4.001506 | | | |
| * 1u = 1 ατομική μονάδα μάζας = 1.66054x10 ⁻²⁷ kg | | | | |

<u>ΠΙΝΑΚΑΣ 5.1</u>

Πίνακας 5.1: Χρήσιμες πυρηνικές μάζες.

Για να υπολογίσουμε την ακτίνα, εκτός από τις μάζες που παρουσιάσαμε στον προηγούμενο πίνακα, θα χρησιμοποιήσουμε διάφορες τιμές του μαγνητικού πεδίου Β γνωρίζοντας ότι 1 Tesla=10⁴ gauss και διάφορες τιμές τις ενέργειας kT, γνωρίζοντας και πάλι ότι 100KeV=1.6x10⁻⁷erg και 1MeV=10³KeV.

Όπως θα αναφέρουμε και στο κεφάλαιο που ακολουθεί τα (φορτισμένα) προϊόντα των πυρηνικών αντιδράσεων με τις αντίστοιχες ενέργειες είναι τα ακόλουθα:

| T (1.01MeV) | p (3.02MeV & 14.7MeV) |
|---------------------------|-----------------------------------|
| He ³ (0.82MeV) | He ⁴ (3.5MeV & 3.6MeV) |

Λαμβάνοντας υπόψη όλα αυτά, με την βοήθεια της Mathematica (την οποία θα χρησιμοποιήσουμε κατά κόρον και στο επόμενο κεφάλαιο) θα προβούμε στον υπολογισμό της ακτίνας. Τα αποτελέσματά μας παρουσιάζονται στον παρακάτω πίνακα (Πίνακας 5.2)

| Στοιχείο με την αντίστοιχη ενέργεια | Ακτίνα r σε cm | | | |
|---|----------------|--|--|--|
| ► Τιμή μαγνητικού πεδίου B=10 ⁵ gauss (10 Tesla) | | | | |
| T (1.01MeV) | 2.51 | | | |
| p (3.02MeV) | 2.51 | | | |
| p (14.7MeV) | 5.53 | | | |
| He ³ (0.82MeV) | 1.13 | | | |
| He ⁴ (3.5MeV) | 2.69 | | | |
| He ⁴ (3.6MeV) | 2.73 | | | |
| ➤ Τιμή μαγνητικού πεδίου B=5x10 ⁵ gau | ıss (50 Tesla) | | | |
| T (1.01MeV) | 0.50 | | | |
| p (3.02MeV) | 0.50 | | | |
| p (14.7MeV) | 1.10 | | | |
| He ³ (0.82MeV) | 0.22 | | | |
| He ⁴ (3.5MeV) | 0.53 | | | |
| He ⁴ (3.6MeV) | 0.54 | | | |
| Τιμή μαγνητικού πεδίου B=10 ⁶ gauss (100 Tesla) | | | | |
| T (1.01MeV) | 0.251 | | | |
| p (3.02MeV) | 0.251 | | | |
| p (14.7MeV) | 0.553 | | | |
| He ³ (0.82MeV) | 0.113 | | | |
| He ⁴ (3.5MeV) | 0.269 | | | |
| He ⁴ (3.6MeV) | 0.273 | | | |

<u>ΠΙΝΑΚΑΣ 5.2</u>

Πίνακας 5.2: Υπολογισμός της ακτίνας των τροχιών των διάφορων φορτισμένων σωματιδίων.

Ολοκληρώνοντας το συγκεκριμένο κεφάλαιο μπορούμε να πούμε σαν ένα σύντομο συμπέρασμα ότι οι βασικότερες απαιτήσεις για να προκύψει σύντηξη είναι η θερμοκρασία να ξεπερνά την θερμοκρασία ανάφλεξης, να αναπτυχθεί όσο δυνατό ισχυρότερο μαγνητικό πεδίο για την συγκράτηση του πλάσματος και τέλος η πυκνότητα του πλάσματος να εκτοπίζει κατά μεγάλο ποσοστό το μαγνητικό πεδίο συγκράτησης, μέχρι να αγγίξει το όριο που περιγράφει η τελευταία ανίσωση.

Η επιτυχείς αντιμετώπιση αυτών των προϋποθέσεων θα έχει σαν αποτέλεσμα να απελευθερωθούν τεράστιες ποσότητες ενέργειας από ουσιαστικά απεριόριστες ποσότητες πρώτης ύλης και ταυτόχρονα με ασήμαντες συνέπειες για το περιβάλλον. Αυτό όμως δεν είναι τίποτα άλλο παρά το επιδιωκόμενο αποτέλεσμα για το οποίο γίνεται η μελέτη των αντιδράσεων θερμοπυρηνικής σύντηξης και των αντίστοιχων μηχανών μέσα στις οποίες θα πραγματοποιηθούν.



ΑΝΤΙΔΡΑΣΕΙΣ ΘΕΡΜΟΠΥΡΗΝΙΚΗΣ ΣΥΝΤΗΞΗΣ

Στο έκτο κεφάλαιο της εργασίας μας, το οποίο χωρίζεται σε δυο μέρη, θα εμβαθύνουμε ακόμα περισσότερο στην μελέτη των βασικών αντιδράσεων θερμοπυρηνικής σύντηξης που λαμβάνουν χώρα σε μια μηχανή σύντηξης με σκοπό την παραγωγή ενέργειας, και στην συνέχεια θα θεωρήσουμε ένα μοντέλο τέτοιας μηχανής (όχι Tokamak) όπου το πλάσμα, το οποίο αποτελεί και το καύσιμο της μηχανής, είναι εγκλωβισμένο ανάμεσα σε δυο πηνία και χαρακτηρίζεται από υψηλή θερμοκρασία, της τάξης των 50KeV, και υψηλή πυκνότητα τάξεως 2·10¹⁹ cm⁻³, και θα προβούμε σε ορισμένους βασικούς υπολογισμούς. Η διάταξη η οποία εμείς μελετάμε είναι σχετικά μικρών διαστάσεων και αντιστοιχεί σε τοπολογία ανοιχτών μαγνητικών γραμμών (mirror like) όπου το πλάσμα παράγεται με τη χρήση δεσμών λέιζερ.

Στο συγκεκριμένο μοντέλο μηχανής θεωρούμε ότι το αρχικό καύσιμο είναι είτε μίγμα δευτερίου-δευτερίου (D-D) είτε μίγμα δευτερίου-τριτίου (D-T) και αυτό που θα κάνουμε διεξοδικά είναι να προβούμε στην αριθμητική λύση, επιλύοντας το σύστημα των διαφορικών εξισώσεων που προκύπτουν από τον ρυθμό κατανάλωσης των αντιδρώντων των διάφορων αντιδράσεων σύντηξης. Αυτό που επιχειρούμε ουσιαστικά δεν είναι τίποτα άλλο παρά ένα πείραμα ενέργειας, για το χρονικό διάστημα στο οποίο διαρκεί η καύση, στο οποίο μελετάμε την χρονική εξέλιξη κατανάλωσης του καυσίμου. Στο τέλος της διαδικασίας αυτής, όταν δηλαδή το καύσιμο θα έχει εξαντληθεί, παρατηρούμε το ποσό της ενέργειας αποκομίζουμε από την όλη διαδικασία.

Θα πρέπει να γίνει σαφές ότι θα μπορούσαν να μελετηθούν και άλλα μίγματα καυσίμου όπως μίγμα He³-D ({6.4}) και p-B¹¹ (p + B¹¹ \rightarrow 3He⁴ + 8.7MeV) αλλά δεν το κάναμε γιατί η ενεργός διατομή να συμβούν αυτές οι αντιδράσεις είναι πολύ μικρότερη σε σύγκριση με αυτές που τελικά χρησιμοποιήσαμε. Όπως φαίνεται και από το γράφημα 6.1 η ενεργός διατομή της αντίδρασης p-B¹¹ γίνεται περίπου ίση με την αντίστοιχη της D-T και της D-D για κινητικές ενέργειες πολύ πάνω από 100KeV, γεγονός που καθιστά την μελέτη της απαγορευμένη για τις αρχικές συνθήκες που εμείς επιλέξαμε.

Από την ανάλυση των αντιδράσεων προκύπτει ακόμα ότι ένα από τα προϊόντα τους είναι και το He³, γεγονός πολύ σημαντικό εάν αναλογιστούμε ότι το He³ δεν υπάρχει στη γη^(*), οπότε ο μόνος τρόπος παραγωγής του σε εργαστηριακό επίπεδο είναι μέσω των συγκεκριμένων αντιδράσεων. Εάν τώρα η ποσότητα παραγωγής του Τ και του He³ είναι επαρκής για

πειραματική διαδικασία θα μπορεί να μελετηθεί και πιθανώς να χρησιμοποιηθεί σαν καύσιμο στην μηχανή σύντηξης αντικαθιστώντας το μίγμα D-D και D-T.

ΜΕΡΟΣ 1°

Στο πρώτο μέρος του έκτου κεφαλαίου της παρούσας εργασίας θα αναφερθούμε διεξοδικά στις θεμελιώδεις αντιδράσεις θερμοπυρηνικής σύντηξης και θα προβούμε σε υπολογισμούς που αφορούν την κατανάλωση καυσίμου σύντηξης και την ταυτόχρονη παραγωγή νετρονίων.

6.1.1.Βασικές αντιδράσεις που λαμβάνουν χώρα στην σύντηξη

Ήρθε τώρα η στιγμή που θα παρουσιάσουμε τις βασικότερες αντιδράσεις θερμοπυρηνικής σύντηξης που λαμβάνουν χώρα μέσα σε μια μηχανή σύντηξης.

Βέβαια η λίστα των αντιδράσεων αυτών είναι μεγάλη και ενημερώνεται συνεχώς με νέα δεδομένα και πειραματικά αποτελέσματα όπως αυτά της βάσης δεδομένων NACRE (Nuclear Astrophysics Compilation of REaction rates).

Αμέσως παρακάτω παρουσιάζονται οι βασικότερες αντιδράσεις με τα μέχρις στιγμής πειραματικά αποτελέσματα και δεδομένα, όπου στην περίπτωση των μηχανών σύντηξης ο αριθμός τους είναι περιορισμένος. Ο επιμερισμός της εκλυόμενης ενέργειας στα προϊόντα της σύντηξης έγινε με την παραδοχή πυρήνων τέτοιας ενέργειας που να δίνουν σχετικά μεγάλη ενεργό διατομή σε σχέση με την αντίστοιχη των προϊόντων. Αυτή η παραδοχή δικαιολογείται από το γεγονός ότι για να γίνει μια τέτοια αντίδραση, θα πρέπει η ενέργεια των πυρήνων που αντιδρούν να είναι της τάξης των KeV και πάνω ενώ η επιπλέων ενέργεια οφείλεται στην μετατροπή μάζας σε ενέργεια από την σχέση του Αϊνστάιν Ε=m·c².

- ◎ $D+D \rightarrow T (1.01 \text{MeV}) + p (3.02 \text{MeV})$ [50%] {6.1}
- ◎ $D+D \rightarrow He^{3}(0.82MeV) + n (2.45MeV)$ [50%] {6.2}
- ◎ $D+T \rightarrow He^4 (3.5 MeV) + n (14.1 MeV)$ {6.3}
- ◎ $D + He^3 \rightarrow He^4 (3.6 MeV) + p (14.7 MeV)$ {6.4}
- $\textcircled{M} \underline{\mathsf{T+T}} \rightarrow \mathrm{He}^{4} + 2n + 11.3 \mathrm{MeV} \qquad \{6.5\}$
- ◎ $He^{3}+T \rightarrow He^{4} + p + n + 12.1 MeV$ [51%] {6.6}
- ◎ $He^{3}+T \rightarrow He^{4}(4.8MeV) + D(9.5MeV)$ [43%] {6.7}
- ◎ <u>He³+T → He⁵ (2.4MeV) + p (11.9MeV)</u> [6%] {6.8}

Στις αντιδράσεις αυτές η ενέργεια που είναι στις παρενθέσεις, δίπλα σε κάθε προϊόν, δεν είναι τίποτα άλλο παρά η κινητική ενέργεια των προϊόντων της κάθε αντίδρασης.

^(*) Έχουν ανιχνευτεί αποθέματα He³ στην Σελήνη, από μετρήσεις που έχουν γίνει στο έδαφος και στα πετρώματά της, που προέρχονται από την κοσμική ακτινοβολία.

Οι δύο αντιδράσεις D-D έχουν πρακτικά ίση πιθανότητα να συμβούν και χρησιμοποιούν ως πρώτη ύλη το δευτέριο το οποίο είναι στη φύση διαθέσιμο σε απεριόριστες ποσότητες. Επιπρόσθετο πλεονέκτημα είναι ότι η εκλυόμενη ενέργεια μεταφέρεται κατά 66% από φορτισμένα σωματίδια τα οποία μπορούν να αποδώσουν την ενέργεια τους με κρούσεις στο πλάσμα ή κατευθείαν ως ηλεκτρική, με τη βοήθεια βέβαια κατάλληλων ηλεκτρικών και μαγνητικών πεδίων. Ωστόσο βασικό μειονέκτημα είναι ότι χρειάζεται υψηλή ενέργεια του δευτερίου (πάνω από 5KeV) για να πραγματοποιηθούν οι κατάλληλες συγκρούσεις που καταλήγουν σε αυτές τις αντιδράσεις.

Οι αντιδράσεις D-T μπορεί να απαιτούν χαμηλότερη αρχική ενέργεια για να πραγματοποιηθούν, αλλά το 80% της εκλυόμενης ενέργειας μεταφέρεται από τα νετρόνια τα οποία είναι αφόρτιστα οπότε δεν είναι δυνατό να επιβραδυνθούν από ηλεκτρικά πεδία, με αποτέλεσμα να απαιτείται παρεμβολή θερμικού κύκλου και ειδικών τοιχωμάτων με υλικά που να αντέχουν σε υψηλές θερμοκρασίες και μεγάλες ροές νετρονίων, για την τελική μετατροπή της πυρηνικής ενέργειας σε ωφέλιμη ηλεκτρική.

Οι αντίδράσεις D-He³ απαιτούν ενδιάμεσες αρχικές ενέργειες σε σχέση με τις αντίστοιχες των προηγουμένων αντιδράσεων και μεγάλο πλεονέκτημα είναι το γεγονός ότι το 100% της εκλυόμενης ενέργειας μεταφέρεται από φορτισμένα σωματίδια. Αντίθετα το μεγάλο μειονέκτημα, όπως αναφέρθηκε και στην εισαγωγή του κεφαλαίου, είναι οι σχεδόν μηδενικές συγκεντρώσεις He³ στη γη.

Οι αντιδράσεις Τ-Τ και Τ-He³ έχουν μικρότερη πιθανότητα να συμβούν, επειδή όμως εμπλέκουν τρίτιο και He³ τα οποία περιέχονται στο πλάσμα της θερμοπυρηνικής σύντηξης, σε κάποιο βαθμό και αυτές οι αντιδράσεις μπορούν να συμπεριληφθούν στον υπολογισμό του ισοζυγίου ενέργειας.

Για να αντιληφθούμε την σημασία των παραπάνω αντιδράσεων και να κατανοήσουμε τα οφέλη που προκύπτουν από την πραγματοποίησή τους, αξίζει να αναφέρουμε ότι με την παραδοχή της πλήρους καύσης του δευτερίου (δηλ. 6D→2He⁴+2n+2p+43.2 MeV) παράγεται ισχύς 1 GW την ημέρα (που αντιστοιχεί στο 10% της ηλεκτρικής κατανάλωσης στην Ελλάδα) από 20g δευτερίου που περιέχεται σε 600Kg φυσικού νερού, ενώ το πρόβλημα εξάντλησης του δευτερίου λύνεται εάν αναλογιστούμε το γεγονός ότι το απόθεμα δευτερίου που υπάρχει στους ωκεανούς επαρκεί για παραγωγή 500 TW ενέργειας για 10⁹ χρόνια!^[89]

Από αυτό και μόνο το γεγονός αντιλαμβανόμαστε πόσο σημαντικά οφέλη για την ανθρωπότητα έχει η μελέτη, η ανάπτυξη και η εφαρμογή της ελεγχόμενης θερμοπυρηνικής σύντηξης με σκοπό την παραγωγή ενέργειας.

Σε αυτό που θα προβούμε τώρα, πριν συνεχίσουμε με την μελέτη και ανάλυση των παραπάνω αντιδράσεων, είναι ο υπολογισμός της ποσότητας καθενός από τα προϊόντα της κάθε μιας από τις παραπάνω αντιδράσεις, πράγμα πολύ σημαντικό για να μπορέσουμε να καταλάβουμε την ποιοτική σύσταση του πλάσματος. Θα ξεκινήσουμε με τον υπολογισμό για την πρώτη αντίδραση και εφόσον οι υπολογισμοί για τις υπόλοιπες είναι αντίστοιχοι, παραλείπονται σε πρώτη ανάγνωση αλλά παρουσιάζονται εκτενώς στο παράρτημα Α που παρατίθεται στο τέλος της εργασίας. Να σημειωθεί ότι σε όλα τα παρακάτω, η μονάδα μέτρησης του Τ και του **ε** είναι σε KeV ενώ η αντίστοιχη του <σu> είναι σε $\frac{cm^3}{sec}$.

$D+D \rightarrow T (1.01 \text{MeV}) + p (3.02 \text{MeV})$

$$\begin{split} \frac{\Delta N}{\Delta t} &= N_d \cdot N_d < \sigma \upsilon > \\ &= N_d^2 \frac{(m_d \cdot m_d)^2}{(2\pi\kappa_{\beta}T)^3} \times \iint dv_d dv_d \cdot \exp(-\frac{(m_d + m_d)v_c^2}{2\kappa_{\beta}T} - \frac{m\mu^2}{2\kappa_{\beta}T}) \sigma(u) u \\ &= N_d^2 \frac{(m_d)^3}{(2\pi\kappa_{\beta}T)^3} \times \iint dv_d dv_d \cdot \exp(-\frac{(2m_d)v_c^2}{2\kappa_{\beta}T} - \frac{m\mu^2}{2\kappa_{\beta}T}) \sigma(u) u \\ &= N_d^2 [(\frac{m_d + m_d}{2\pi\kappa_{\beta}T})^2 \int dv_c \cdot \exp(-\frac{(2m_d)v_c^2}{2\kappa_{\beta}T})] \times (\frac{m_t}{2\kappa_{\beta}T})^2 \int dv \cdot \exp(-\frac{mv^2}{2\kappa_{\beta}T}) \sigma(u) u \\ &= N_d^2 \frac{4\pi}{(2\pi m_t)^2} \frac{1}{(\kappa_{\beta}T)^2} \int_0^\infty \sigma(\varepsilon) \cdot \exp(-\frac{\varepsilon}{\kappa_{\beta}T}) d\varepsilon \quad \mu \varepsilon \ dv = 4\pi u^2 du \\ A \rho \alpha \ \frac{\Delta N}{\Delta t} = N_d^2 \cdot K_1 \quad \mu \varepsilon \ K_1 = \frac{4\pi}{(2\pi m_t)^2} \frac{1}{(\kappa_{\beta}T)^2} \int_0^\infty \sigma(\varepsilon) \cdot \exp(-\frac{\varepsilon}{\kappa_{\beta}T}) d\varepsilon \end{split}$$

Αραθαεχουμε:

$$\mathbf{N}_{t} = \int_{0}^{t_{\text{max}}} N_{d}^{2} \cdot \mathbf{K}_{1} \, dt$$

$$\mu \varepsilon \quad \mathbf{m} = \frac{m_d \cdot m_d}{m_d + m_d} = \frac{m_d}{2} \quad \text{kot} \quad \mathbf{v}_c = \frac{m_d v_d + m_d v_d}{m_d + m_d} = v_d$$
$$\mathbf{v}_d = \mathbf{v}_c \pm \frac{\mathbf{v} \mathbf{m}_d}{m_d + m_d}$$

$$\begin{split} \frac{\Delta N_{p}}{\Delta t} = & N_{d} \cdot N_{d} < \sigma \upsilon > \\ = & N_{d}^{2} \frac{\left(m_{d} \cdot m_{d}\right)^{2}}{\left(2\pi\kappa_{\beta}T\right)^{3}} \times \iint dv_{d} dv_{d} \cdot \exp\left(-\frac{\left(m_{d} + m_{d}\right)v_{c}^{2}}{2\kappa_{\beta}T} - \frac{m\mu^{2}}{2\kappa_{\beta}T}\right) \sigma(u)u \\ = & N_{d}^{2} \frac{\left(m_{d}\right)^{3}}{\left(2\pi\kappa_{\beta}T\right)^{3}} \times \iint dv_{d} dv_{d} \cdot \exp\left(-\frac{\left(2m_{d}\right)v_{c}^{2}}{2\kappa_{\beta}T} - \frac{m\mu^{2}}{2\kappa_{\beta}T}\right) \sigma(u)u \\ = & N_{d}^{2} \left[\left(\frac{m_{d} + m_{d}}{2\pi\kappa_{\beta}T}\right)^{\frac{2}{2}} \int dv_{c} \cdot \exp\left(-\frac{\left(2m_{d}\right)v_{c}^{2}}{2\kappa_{\beta}T}\right)\right] \times \left(\frac{m_{p}}{2\kappa_{\beta}T}\right)^{\frac{2}{2}} \int dv \cdot \exp\left(-\frac{m\nu^{2}}{2\kappa_{\beta}T}\right) \sigma(u)u \\ = & N_{d}^{2} \frac{4\pi}{\left(2\pi m_{q}\right)^{\frac{1}{2}}} \frac{1}{\left(\kappa_{\beta}T\right)^{\frac{2}{2}}} \int_{0}^{\infty} \sigma(\varepsilon) \cdot \exp\left(-\frac{\varepsilon}{\kappa_{\beta}T}\right) d\varepsilon \quad \mu\varepsilon \quad dv = 4\pi u^{2} du \\ & A\rho\alpha \quad \frac{\Delta N_{p}}{\Delta t} = & N_{d}^{2} \cdot \kappa_{2} \quad \mu\varepsilon \quad \kappa_{2} = \frac{4\pi}{\left(2\pi m_{q}\right)^{\frac{1}{2}}} \frac{1}{\left(\kappa_{\beta}T\right)^{\frac{2}{2}}} \int_{0}^{\infty} \sigma(\varepsilon) \cdot \exp\left(-\frac{\varepsilon}{\kappa_{\beta}T}\right) d\varepsilon \end{split}$$

Αραθα εχουμε:

$$\mathbf{N}_p = \int_{0}^{t_{\text{max}}} N_d^2 \cdot \mathbf{K}_2 \, dt$$

$$\mu \varepsilon \quad \mathbf{m}_{\mathrm{t}} = \frac{m_{d} \cdot m_{d}}{m_{d} + m_{d}} = \frac{m_{d}}{2} \quad \text{kot} \quad \mathbf{v}_{\mathrm{c}} = \frac{m_{d} v_{d} + m_{d} v_{d}}{m_{d} + m_{d}} = v_{d}$$
$$\mathbf{v}_{\mathrm{d}} = \mathbf{v}_{\mathrm{c}} \pm \frac{\mathbf{v} \mathbf{m}_{\mathrm{d}}}{m_{d} + m_{d}}$$

Στα προηγούμενα, τα ΔΝt/Δt και ΔΝp/Δt παριστάνουν τους ρυθμούς παραγωγής των προϊόντων της αντίδρασης (τρίτιο και πρωτόνια) με την πάροδο του χρόνου, ενώ με Νd συμβολίζεται η αρχική συγκέντρωση του δευτερίου το οποίο καταναλώνεται, όπως παρατηρούμε και από την εξέλιξη των εξισώσεων, με σκοπό την παραγωγή ενάργειας.

Αυτό που παρατηρούμε από το τελευταίο ολοκλήρωμα του κάθε υπολογισμού, είναι ότι η τελική συγκέντρωση του καθενός από τα προϊόντα, υπολογίζεται από ένα ορισμένο ολοκλήρωμα συναρτήσει του χρόνου και το οποίο για μια σταθερή τιμή θερμοκρασίας Τ μας δίνει την ποσότητα της ενέργειας την οποία συμβολίζουμε με Κ₁ και Κ₂ αντίστοιχα.

6.1.2.Ανάλυση των αντιδράσεων σύντηξης

Ύστερα από την αναφορά μας στις βασικότερες αντιδράσεις σύντηξης, και μια σύντομη περιγραφή τους, ήρθε η στιγμή που θα αναλύσουμε τις αντιδράσεις αυτές με μαθηματικό τρόπο, και θα ασχοληθούμε και με το μαθηματικό πρόβλημα, το οποίο δεν είναι άλλο από την μελέτη του ρυθμού κατανάλωσης των αντιδρώντων με σκοπό την παραγωγή ενέργειας.

Κάνοντας πρώτα μια σύντομη εισαγωγή είναι χρήσιμο να παραθέσουμε τον παρακάτω πίνακα (Πίνακας 6.1)^[4], στον οποίο παρουσιάζουμε μερικές από τις βασικότερες πυρηνικές αντιδράσεις μαζί με την ενεργό διατομή του κέντρου μάζας στα 10 KeV και στα 100 KeV καθώς επίσης και τις μέγιστες τιμές της ενεργού διατομής και της κινητικής ενέργειας του κέντρου μάζας για κάθε μια αντίδραση χωριστά (1barn=10⁻²⁴ cm²).

| Reaction | σ (10 keV) (barn) | σ (100 keV) (barn) | $\sigma_{ m max}$ (barn) | $\epsilon_{\rm max}$ (keV) |
|--|-----------------------|------------------------------|--------------------------|-------------------------------|
| $D + T \rightarrow \alpha + n$ | 2.72×10^{-2} | 3.43 | 5.0 | 64 |
| $D + D \rightarrow T + p$ | 2.81×10^{-4} | 3.3×10^{-2} | 0.096 | 1250 |
| $D + D \rightarrow {}^{3}He + n$ | 2.78×10^{-4} | 3.7×10^{-2} | 0.11 | 1750 |
| $T + T \rightarrow \alpha + 2n$ | 7.90×10^{-4} | 3.4×10^{-2} | 0.16 | 1000 |
| $D + {}^{3}He \rightarrow \alpha + p$ | 2.2×10^{-7} | 0.1 | 0.9 | 250 |
| $p + {}^{6}Li \rightarrow \alpha + {}^{3}He$ | 6×10^{-10} | 7×10^{-3} | 0.22 | 1500 |

<u>ΠΙΝΑΚΑΣ 6.1</u>

Πίνακας 6.1: Αντιδράσεις σύντηξης: ενεργός διατομή σε ενέργειες κέντρου μάζας 10KeV και 100KeV, μέγιστη ενεργός διατομή και μέγιστη ενέργεια κέντρου μάζας.

Για να έχουμε και μια πιο παραστατική άποψη από τα προηγούμενα μαθηματικά δεδομένα, τα οποία αποτελούν μετρημένα πειραματικά αποτελέσματα, παρουσιάζουμε και την ακόλουθη γραφική παράσταση (Γράφημα 6.1)^[4]. Από αυτές τις γραφικές παραστάσεις ένα συμπέρασμα που μπορούμε να παρατηρήσουμε, είναι ότι η αντίδραση D-T παρουσιάζει την μεγαλύτερη πιθανότητα να συμβεί αφού στα 50KeV έχει αντίστοιχη πιθανότητα που αγγίζει τα 10⁻¹⁵ cm³/sec.



Γράφημα 6.1:Γραφική παράσταση του <συ> συναρτήσει της θερμοκρασίας για τις βασικότερες αντιδράσεις θερμοπυρηνικής σύντηξης.

Ο σκοπός μας τώρα, στην συνέχεια του κεφαλαίου, είναι να μπορέσουμε να εξάγουμε τα παραπάνω πειραματικά αποτελέσματα με όσο το δυνατόν καλύτερη προσέγγιση και ακρίβεια, χρησιμοποιώντας καταλλήλους μαθηματικούς τύπους και δεδομένα που παρουσιάζονται παρακάτω, και να δημιουργήσουμε γραφικές παραστάσεις όσο το δυνατόν πλησιέστερες στις πειραματικές, που παρουσιάζονται στο παρακάτω διάγραμμα (Γράφημα 6.2)^[4].



Γράφημα 6.2:Ενεργός διατομή συναρτήσει της κινητικής ενέργειας του κέντρου μάζας για τις κυριότερες αντιδράσεις θερμοπυρηνικής σύντηξης.

Ο πρώτος από τους πίνακες που ακολουθούν στην συνέχεια (Πίνακας 6.2)^[4] παρουσιάζει τις σταθερές που χρησιμοποιήσαμε στο πρόβλημα, ενώ ο δεύτερος (Πίνακας 6.3)^[20] περιέχει τις πειραματικές τιμές που χρησιμοποιήσαμε για να ελέγξουμε κατά πόσο τα αποτελέσματά μας είναι σε συμφωνία με τα αντίστοιχα πειραματικά δεδομένα. Κατά πόσο δηλαδή οι γραφικές παραστάσεις που πήραμε με την χρήση των αναλυτικών τύπων συμπίπτουν με τις αντίστοιχες που προκύπτουν με τα πειραματικά δεδομένα.

Πιο συγκεκριμένα, στον πίνακα 6.2, η πρώτη στήλη παρουσιάζει την ονομασία των σταθερών (σταθερές C₀₋₇) που χρησιμοποιούμε στους επόμενους τύπους, ενώ οι επόμενες πέντε στήλες παρουσιάζουν τις αντίστοιχες τιμές των σταθερών αυτών για τις βασικότερες αντιδράσεις θερμοπυρηνικής σύντηξης (η συντομογραφία A(b,c)D που έχει σαν τίτλο η κάθε στήλη, αντιστοιχεί στην γενική μορφή της αντίδρασης A + B → C + D).

Όμοια ο πίνακας 6.3 αποτελείται από έξι στήλες από τις οποίες η πρώτη παρουσιάζει τις διάφορες τιμές τις θερμοκρασίας σε μονάδες KeV, και οι υπόλοιπες πέντε την αντίστοιχη τιμή του <σu> για τις βασικότερες αντιδράσεις σύντηξης (δηλαδή τις D-D , D-T , D-He 3 , T-T , T-He 3), για την εκάστοτε θερμοκρασία.

| Reaction | | T(d, n)α | D(d, p)T | D(d, n) ³ He | ³ He(d, p)α | $^{11}B(p,\alpha)2\alpha$ |
|--|---|---|---|--|---|---|
| Fit (eqn number) | | 1.62 | 1.62 | 1.62 | 1.62 | 1.65 |
| $\begin{array}{c} C_{0} \\ C_{1} \times 10^{16} \\ C_{2} \times 10^{3} \\ C_{3} \times 10^{3} \\ C_{4} \times 10^{3} \\ C_{5} \times 10^{3} \\ C_{6} \times 10^{3} \\ C_{7} \times 10^{3} \end{array}$ | keV ^{1/3} cm ³ /s keV ⁻¹ keV ⁻² keV ⁻² keV ⁻² keV ⁻³ | 6.6610 643.41 15.136 75.189 4.6064 13.500 -0.10675 0.01366 | 6.2696 3.7212 3.4127 1.9917 0 0.010506 0 0 | 6.2696 3.5741 5.8577 7.6822 0 -0.002964 0 0 | 10.572 151.16 6.4192 -2.0290 -0.019108 0.13578 0 0 | 17.708 6382 -59.357 201.65 1.0404 2.7621 -0.0091653 0.00098305 |
| T range | keV | 0.2–100 | 0.2–100 | 0.2–100 | 0.5–190 | 50–500 |
| Error | | <0.25% | <0.35% | <0.3% | <2.5% | <1.5% |

<u>ΠΙΝΑΚΑΣ 6.2</u>

Πίνακας 6.2:Τιμές των σταθερών για τις αντιδράσεις που έχουμε αναλυτικούς τύπους.

| Temperature (koV) | D-D | D-T | $D-He^3$ | T-T | $T-He^3$ |
|----------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|
| (kev) | (1a + 1b) | (2) | (3) | (4) | (ba-c) |
| 1.0 | 1.5×10^{-22} | 5.5×10^{-21} | 10^{-26} | 3.3×10^{-22} | 10^{-28} |
| 2.0 | 5.4×10^{-21} | 2.6×10^{-19} | 1.4×10^{-23} | 7.1×10^{-21} | 10^{-25} |
| 5.0 | 1.8×10^{-19} | 1.3×10^{-17} | 6.7×10^{-21} | 1.4×10^{-19} | 2.1×10^{-22} |
| 10.0 | 1.2×10^{-18} | 1.1×10^{-16} | 2.3×10^{-19} | 7.2×10^{-19} | 1.2×10^{-20} |
| 20.0 | 5.2×10^{-18} | 4.2×10^{-16} | 3.8×10^{-18} | 2.5×10^{-18} | 2.6×10^{-19} |
| 50.0 | 2.1×10^{-17} | 8.7×10^{-16} | 5.4×10^{-17} | 8.7×10^{-18} | 5.3×10^{-18} |
| 100.0 | 4.5×10^{-17} | 8.5×10^{-16} | 1.6×10^{-16} | 1.9×10^{-17} | 2.7×10^{-17} |
| 200.0 | 8.8×10^{-17} | 6.3×10^{-16} | 2.4×10^{-16} | 4.2×10^{-17} | 9.2×10^{-17} |
| 500.0 | 1.8×10^{-16} | 3.7×10^{-16} | 2.3×10^{-16} | 8.4×10^{-17} | 2.9×10^{-16} |
| 1000.0 | 2.2×10^{-16} | 2.7×10^{-16} | 1.8×10^{-16} | 8.0×10^{-17} | 5.2×10^{-16} |

ΠΙΝΑΚΑΣ 6.3

Πίνακας 6.3:Πειραματικές τιμές του <συ> για τις αντιδράσεις που έχουμε αναλυτικούς τύπους.

Θα χρησιμοποιήσουμε τώρα κάθε μια από τις βασικότερες αντιδράσεις θερμοπυρηνικής σύντηξης χωριστά (οι τύποι που ακολουθούν είναι σύμφωνα με την βιβλιογραφία [4]) και θα παρουσιάσουμε τα αποτελέσματα τα οποία έχουμε επεξεργαστεί με την βοήθεια της Mathematica. Να τονίσουμε ότι η Mathematica είναι ένα υπολογιστικό σύστημα που χρησιμεύει για την διεκπεραίωση αναλυτικών και αριθμητικών υπολογισμών καθώς και την δημιουργία γραφικών παραστάσεων. Περιλαμβάνει ένα μεγάλο αριθμό εσωτερικών συναρτήσεων και έτοιμων υποπρογραμμάτων που είναι ενσωματωμένα σε μια ευέλικτη γλώσσα προγραμματισμού. Η ακρίβεια των αριθμών στην Mathematica καθορίζεται αυθαίρετα από το χρήστη που μπορεί εύκολα να επεξεργάζεται αναλυτικά αλγεβρικές παραστάσεις, ολοκληρώματα, διαφορικές εξισώσεις, πίνακες, γραφήματα κλπ.

 ^(a) D+D → T (1.01MeV) + p (3.02MeV) {6.1}

 ^(a) D+D → He³ (0.82MeV) + n (2.45MeV) {6.2}

Για τις αντιδράσεις θερμοπυρηνικής σύντηξης {6.1} και {6.2}, οι οποίες είναι δύο κλάδοι της ίδιας αντίδρασης δευτερίου-δευτερίου (D-D) με πιθανότητα 50% η καθεμία για να συμβεί, θα χρησιμοποιήσουμε την σχέση:

 $<\sigma u>_{DDp} = 2 \cdot 10^{-14} \cdot \frac{1 + 0.00577 T^{0.949}}{T^{2/3}} \cdot e^{(-\frac{19.31}{T^{1/3}})}$

που ισχύει για την αντίδραση {6.1}, και την σχέση:

 $<\sigma u>_{DDn}=2.72\cdot 10^{-14}\cdot \frac{1+0.00539T^{0.917}}{T^{2/3}}\cdot e^{(-\frac{19.80}{T^{1/3}})}$

που ισχύει αντίστοιχα για την αντίδραση {6.2}.

Για να πετύχουμε τα ακριβέστερα δυνατά αποτελέσματα, θα λάβουμε υπόψη το άθροισμα των δυο παραπάνω μαθηματικών τύπων, αφού η κάθε μια αντίδραση έχει πιθανότητα να συμβεί 50% (άρα και ο αντίστοιχος τύπος συμβαίνει με την ίδια ακρίβεια) και στην συνέχεια να κάνουμε τις κατάλληλες γραφικές παραστάσεις.

Χρησιμοποιώντας λοιπόν τον τύπο:

$$<\!\!\sigma u\!\!>_{\mathsf{DDp},\mathsf{n}}=\!2\cdot10^{-14}\cdot\frac{1\!+\!0.00577T^{0.949}}{T^{2/3}}\cdot e^{(\frac{-19.31}{T^{1/3}})}+2.72\cdot10^{-14}\cdot\frac{1\!+\!0.00539T^{0.917}}{T^{2/3}}\cdot e^{(\frac{-19.80}{T^{1/3}})}$$

και την Mathematica, έχουμε την παρακάτω γραφική παράσταση:



Όπως παρατηρούμε, τα πειραματικά αποτελέσματα πλησιάζουν σε αυτά που προκύπτουν με τους μαθηματικούς τύπους με εξαιρετική ακρίβεια και πάλι.

◎
$$D+T \rightarrow He^4$$
 (3.5MeV) + n (14.1MeV) {6.3}

Ο αναλυτικός μαθηματικός τύπος που χρησιμοποιούμε είναι ο παρακάτω:

$$< \sigma v > = C_1 \cdot \zeta^{-5/6} \cdot \xi^2 \cdot e^{(-3 \cdot \zeta^{1/3} \cdot \xi)}$$

Όπου για τις μεταβλητές ζ και ξ ισχύουν τα παρακάτω:

$$\zeta = 1 - \frac{C_2 \cdot T + C_4 \cdot T^2 + C_6 \cdot T^3}{1 + C_3 \cdot T + C_5 \cdot T^2 + C_7 \cdot T^3}$$

και

$$\xi = \frac{C_0}{T^{\frac{1}{3}}}$$

ενώ οι τιμές των μεταβλητών C_0 , C_1 , C_2 , C_3 , C_4 , C_5 , C_6 και C_7 φαίνονται στον πίνακα 6.2.

Αφού επεξεργαστούμε, όπως είπαμε, τα παραπάνω δεδομένα στην Mathematica, παίρνουμε την παρακάτω γραφική παράσταση που βασίζεται στον αναλυτικό τύπο που αναφέρεται παραπάνω (μπλέ καμπύλη), αλλά και στα πειραματικά δεδομένα του πίνακα 6.3 (μπλέ κουκίδες):



Όπως παρατηρούμε από την γραφική παράσταση τα πειραματικά και τα θεωρητικά αποτελέσματα συμπίπτουν με αρκετά μεγάλη ακρίβεια.

◎
$$D + He^3 \rightarrow He^4 (3.6 MeV) + p (14.7 MeV)$$
 {6.4}

Σε αυτή την αντίδραση θερμοπυρηνικής σύντηξης ισχύουν ακριβώς τα ίδια μαθηματικά μοντέλα με την {6.3}.

Έτσι θα χρησιμοποιήσουμε τον τύπο:

$$<\!\!\sigma\upsilon\!\!>=\!\!C_1\cdot\zeta^{-5/6}\cdot\xi^2\cdot e^{(-3\cdot\zeta^{1/3}\cdot\xi)}$$

Όπου και πάλι

$$\zeta = 1 - \frac{C_2 \cdot T + C_4 \cdot T^2 + C_6 \cdot T^3}{1 + C_3 \cdot T + C_5 \cdot T^2 + C_7 \cdot T^3}$$

και

$$\xi = \frac{C_0}{T^{\frac{1}{3}}} \, .$$

Και με την χρήση και πάλι της εφαρμογής Mathematica, έχουμε την παρακάτω γραφική παράσταση:



6.1.3.Κατανομη Maxwell στην σύντηξη

Όπως έχει αναφερθεί και σε προηγούμενο κεφάλαιο η δραστικότητα και η αποτελεσματικότητα μιας θερμοπυρηνικής αντίδρασης σύντηξης χαρακτηρίζεται από το φυσικό μέγεθος που ονομάζεται reactivity και συμβολίζεται με συ.

Μέχρι στιγμής, η ανάλυση που έχει προηγηθεί, έχει περιοριστεί με την παραδοχή ότι μελετάμε μεμονωμένα σωμάτια (πυρήνες). Ωστόσο, στην ελεγχόμενη σύντηξη (αλλά και αλλού, όπως στην αστροφυσική) κάνουμε συνήθως λόγο για ένα στατιστικό σύνολο ταχυτήτων των σωματιδίων, διαφορετικού είδους, που βρίσκονται σε θερμική ισορροπία (ισοκατανομή θερμοκρασίας), και χαρακτηρίζονται από μια κατανομή ταχυτήτων η οποία ακολουθεί την κατανομή Maxwell (Γράφημα 6.6)^[4] και εκφράζεται μαθηματικά από την παρακάτω σχέση:

$$f_j(\upsilon_j) = \left(\frac{m_j}{2\pi k_{\beta}T}\right) \exp\left(-\frac{m_j \upsilon_j^2}{2k_{\beta}T}\right)$$

όπου ο δείκτης j συμβολίζει τα διαφορετικά είδη των πυρήνων, T είναι η θερμοκρασία και k_β είναι η σταθερά Boltzmann.



Γράφημα 6.6:Κατανομή ταχυτήτων που ακολουθεί την κατανομή Maxwell και έχει τη χαρακτηριστική μορφή της «καμπάνας».

Στο πέμπτο κεφάλαιο είχαμε τονίσει ότι η μέση reactivity δίνεται από το ολοκλήρωμα

$$<\sigma\upsilon>=\int_{0}^{\infty}\sigma(\upsilon)\upsilon f(\upsilon)d\upsilon$$

το οποίο τώρα μπορεί να γραφεί ως εξής:

$$<\sigma \upsilon >= \iint dv_1 dv_2 \sigma_{1,2}(\upsilon) \upsilon f_1(\upsilon_1)$$

όπου υ=|v₁-v₂|, και το ολοκλήρωμα ορίζεται στον τρισδιάστατο χώρο των ταχυτήτων.

Για να μπορέσουμε όμως να ολοκληρώσουμε το τελευταίο ολοκλήρωμα θα πρέπει να το φέρουμε στην κατάλληλη μορφή.

Αυτό γίνεται εάν εκφράσουμε τις ταχύτητες ν₁ και ν₂ σε συνάρτηση των σχετικών ταχυτήτων και της ταχύτητας του κέντρου μάζας, όπως παρακάτω:

$$v_1 = v_c + vm_2 / (m_1 + m_2)$$

 $v_2 = v_c - vm_1 / (m_1 + m_2)$

όπου V_c είναι η ταχύτητα του κέντρου μάζας και ισούται με:

$$\mathbf{v}_{c} = \frac{m_{1}\mathbf{v}_{1} + m_{2}\mathbf{v}_{2}}{m_{1} + m_{2}}$$

Με την βοήθεια τώρα των τελευταίων σχέσεων το προηγούμενο ολοκλήρωμα εκφράζεται ως εξής:

$$<\sigma\upsilon>=\frac{(m_{1}m_{2})^{3/2}}{(2\pi k_{\beta}T)^{3}}\iint dv_{1}dv_{2}\exp(-\frac{(m_{1}+m_{2})v_{c}^{2}}{2k_{\beta}T}-\frac{m_{r}\upsilon^{2}}{2k_{\beta}T})\sigma(\upsilon)\upsilon$$

όπου m_r είναι η ανοιγμένη μάζα του συστήματος και ισούται με:

$$m_r = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$$

ενώ οι δείκτες 1 και 2 έχουν παραληφθεί.

Το τελευταίο ολοκλήρωμα, που είναι σε συνάρτηση των v_1 και v_2 μπορεί να αντικατασταθεί από ένα καινούργιο, που θα είναι σε συνάρτηση των v_c και ν, όπως παρακάτω:

$$<\sigma\upsilon>=[(\frac{m_1+m_2}{2\pi k_{\beta}T})^{3/2}\int dv_c \exp(-\frac{(m_1+m_2)}{2k_{\beta}T}v_c^2)]\cdot (\frac{m_r}{2\pi k_{\beta}T})^{3/2}\int dv \exp(-\frac{m_r}{2k_{\beta}T}v^2)\sigma(\upsilon)\upsilon$$

Η ποσότητα που βρίσκεται μέσα στις αγκύλες μπορεί να θεωρηθεί ίση με την μονάδα (κατανομή Maxwell) οπότε μας μένει το δεύτερο ολοκλήρωμα το οποίο είναι συνάρτηση της σχετικής ταχύτητας.

Εάν αντικαταστήσουμε

$$d\mathbf{v} = 4\pi \upsilon^2 d\upsilon$$

και πάρουμε και την σχέση της κινητικής ενέργειας του κέντρου μάζας

$$\varepsilon = \frac{1}{2}m_r \upsilon^2$$

τότε θα έχουμε τον τελικό τύπο για το $<\sigma\upsilon>$,το οποίο είναι σε μονάδες cm³/sec :

$$<\sigma \upsilon >= \frac{4\pi}{(2\pi m_r)^{1/2}} \frac{1}{(k_{\beta}T)^{3/2}} \int_{0}^{\infty} \sigma(\varepsilon)\varepsilon \exp(-\frac{\varepsilon}{k_{\beta}T})d\varepsilon$$

Ο τύπος στον οποίο έχουμε καταλήξει είναι πολύ σημαντικός και θα μας βοηθήσει πολύ στην συνέχεια του κεφαλαίου για το υπολογισμό του $< \sigma v >$, σε συνδυασμό βέβαια με έναν τύπο που θα μας δίνει το σ(ε) συναρτήσει της θερμοκρασίας. Παρατηρώντας τον προηγούμενο τύπο, βλέπουμε ότι ισούται με ένα γινόμενο παραγόντων το οποίο είναι σταθερό για μια συγκεκριμένη τιμή της θερμοκρασίας Τ και για τον λόγο αυτό βγαίνει έξω από το ολοκλήρωμα. Το ολοκλήρωμα αυτό με την σειρά του, υπολογίζεται για τιμές της ενέργειας από μηδέν μέχρι άπειρο, και εάν το πολλαπλασιάσουμε με τους υπόλοιπους δύο όρους, μας δίνει το $< \sigma v >$ για την θερμοκρασία που κάθε φορά εμείς επιλέγουμε, επειδή το σ(ε) εξαρτάται από την ενέργεια και η κατανομή ενέργειας είναι εκθετική (μορφή κατανομής Maxwell). Οι αντίστοιχοι υπολογισμοί για τις βασικότερες αντιδράσεις θερμοπυρηνικής σύντηξης με τις γραφικές τους παραστάσεις, παραθέτονται αναλυτικά στην ενότητα που ακολουθεί.

6.1.4. Λύση χρονικά εξαρτημένων εξισώσεων

Στην συνέχεια του κεφαλαίου θα επικεντρώσουμε την προσοχή μας στην ταυτόχρονη λύση των βασικών πυρηνικών αντιδράσεων, οι οποίες παρουσιάστηκαν στην παράγραφο 6.1.1, τις οποίες όμως θα χειριστούμε όχι σαν αντιδράσεις αλλά σαν διαφορικές εξισώσεις, και να εξάγουμε τις διάφορες γραφικές παραστάσεις της συγκέντρωσης των διάφορων αντιδρώντων και προϊόντων σε συνάρτηση με τον χρόνο, για διάφορες αρχικές συνθήκες συγκέντρωσης αντιδρώντων και διάφορες χρονικές τιμές.

Αυτό που πρέπει να υπολογίσουμε πρώτα απ όλα, πριν λύσουμε το σύστημα των διαφορικών εξισώσεων, είναι το <συ> για τις διάφορες αντιδράσεις, ποσότητα που παίζει πρωταγωνιστικό ρόλο σε κάθε μια αντίδραση χωριστά, όπως θα δούμε και στην συνέχεια. Ο τύπος που μας δίνει την τιμή του <συ>, όπως αναφέραμε και προηγουμένως, είναι ο τελευταίος τύπος της προηγούμενης παραγράφου. Όπως έχει ήδη αναφερθεί όμως θα χρειαστούμε και έναν τύπο ο οποίος θα μας δίνει το σ(ε) σε συνάρτηση με την θερμοκρασία. Ο τύπος αυτός είναι εμπειρικός και δίνεται από την σχέση^[20]

$$\sigma_{\rm T}({\rm E}) = \frac{{\rm A}_5 + [({\rm A}_4 - {\rm A}_3 {\rm E})^2 + 1]^{-1} {\rm A}_2}{{\rm E}[\exp({\rm A}_1 {\rm E}^{-1/2}) - 1]}$$

όπου A₁₋₅ είναι οι διάφορες σταθερές για τις αντιδράσεις θερμοπυρηνικής σύντηξης και οι τιμές τους είναι αυτές που φαίνονται στον παρακάτω πίνακα (Πίνακας 6.4)^[20]:

| | D-D | D-D | D-T | D-He ³ | T-T | T- He ³ |
|-----------------------|-----------------------|-----------------------|------------------------|-----------------------|-----------------------|--------------------|
| A ₁ | 46.097 | 47.88 | 45.95 | 89.27 | 38.39 | 123.1 |
| A ₂ | 372 | 482 | 50200 | 25900 | 448 | 11250 |
| A ₃ | 4.36·10 ⁻⁴ | 3.08·10 ⁻⁴ | 1.368·10 ⁻² | 3.98·10 ⁻³ | 1.02·10 ⁻³ | 0 |
| A 4 | 1.220 | 1.177 | 1.076 | 1.297 | 2.09 | 0 |
| A 5 | 0 | 0 | 409 | 647 | 0 | 0 |

<u>ΠΙΝΑΚΑΣ 6.4</u>

Πίνακας 6.4:Τιμές των σταθερών για τις αντιδράσεις που έχουμε αναλυτικούς τύπους.

Η πρώτη στήλη του πίνακα δείχνει σε ποία σταθερά αναφερόμαστε και οι υπόλοιπες έξι μας δείχνουν με πόσο ισούται η σταθερά αυτή για κάθε μία αντίδραση θερμοπυρηνικής σύντηξης χωριστά.

Και πάλι με την βοήθεια της Mathematica, χρησιμοποιώντας τα προηγούμενα δεδομένα, υπολογίζουμε το <συ> των διάφορων αντιδράσεων και οι τιμές που προκύπτουν είναι πολύ κοντά στις αναμενόμενες θεωρητικές του πίνακα 6.3. Να τονίσουμε ότι για τους συγκεκριμένους υπολογισμούς επιλέχθηκε η θερμοκρασία των 50KeV αλλά τα αποτελέσματα που προκύπτουν ισχύουν και για οποιαδήποτε άλλη θερμοκρασία από 1KeV έως 1000KeV.

Στο σημείο αυτό θα παρουσιάσουμε το σύστημα των διαφορικών εξισώσεων το οποίο θα λύσουμε και με το οποίο θα υπολογίσουμε τις διάφορες συγκεντρώσεις των αντιδρώντων και προϊόντων που παίρνουν μέρος στις αντιδράσεις θερμοπυρηνικής σύντηξης συναρτήσει του χρόνου, και με την βοήθεια των οποίων θα δημιουργήσουμε και τις διάφορες γραφικές παραστάσεις συγκέντρωσης-χρόνου, τις οποίες είχαμε υποσχεθεί από τις πρώτες σελίδες της εισαγωγής της εργασίας μας.

Το σύστημα αυτό λοιπόν αποτελείται από τις παρακάτω διαφορικές εξισώσεις:

$$\frac{\mathrm{dN}_{\mathrm{T}_{\mathrm{Hi}}}}{\mathrm{dt}} = \mathrm{n}_{\mathrm{D}}^{2}(\mathrm{t}) \cdot \sigma \mathrm{v}_{\mathrm{DD}}$$
[1]

$$\frac{\mathrm{dN}_{\mathrm{He}_{\mathrm{Hi}}^{3}}}{\mathrm{dt}} = n_{\mathrm{D}}^{2}(t) \cdot \sigma v_{\mathrm{DD}}$$
[2]

$$\frac{dN_{T_{Lo}}}{dt} = -n_{D}(t) \cdot n_{T_{Lo}}(t) \cdot \sigma v_{DT} - n_{T_{Lo}}(t) \cdot n_{T_{Lo}}(t) \cdot \sigma v_{TT} - n_{T_{Lo}}(t) \cdot n_{T_{Lo}}(t) \cdot \sigma v_{TT}$$

$$-n_{He_{Lo}^{3}}(t) \cdot n_{T_{Lo}}(t) \cdot \sigma v_{THe^{3}} \cdot 0.51 - n_{He_{Lo}^{3}}(t) \cdot n_{T_{Lo}}(t) \cdot \sigma v_{THe^{3}} \cdot 0.43 - n_{He_{Lo}^{3}}(t) \cdot n_{T_{Lo}}(t) \cdot \sigma v_{THe^{3}} \cdot 0.06$$
[3]
$$dN_{He^{3}}$$

$$\frac{He_{Lo}^{2}}{dt} = -n_{He_{Lo}^{3}}^{2}(t) \cdot n_{D}(t) \cdot \sigma \upsilon_{DHe^{3}}^{2} - n_{He_{Lo}^{3}}^{2}(t) \cdot n_{T_{Lo}}(t) \cdot \sigma \upsilon_{THe^{3}}^{2} \cdot 0.51$$
$$-n_{He_{Lo}^{3}}^{2}(t) \cdot n_{T_{Lo}}(t) \cdot \sigma \upsilon_{THe^{3}}^{2} \cdot 0.43 - n_{He_{Lo}^{3}}^{2}(t) \cdot n_{T_{Lo}}(t) \cdot \sigma \upsilon_{THe^{3}}^{2} \cdot 0.06$$
[4]

$$\frac{\mathrm{dN}_{\mathrm{He}^{4}}}{\mathrm{dt}} = n_{\mathrm{D}}(t) \cdot n_{\mathrm{T}_{\mathrm{Lo}}}(t) \cdot \sigma \upsilon_{\mathrm{DT}} + n_{\mathrm{He}^{3}_{\mathrm{Lo}}}(t) \cdot n_{\mathrm{D}}(t) \cdot \sigma \upsilon_{\mathrm{DHe}^{3}} + n_{\mathrm{T}_{\mathrm{Lo}}}(t) \cdot n_{\mathrm{T}_{\mathrm{Lo}}}(t) \cdot \sigma \upsilon_{\mathrm{TT}}$$

$$+n_{He_{Lo}^{3}}(t) \cdot n_{T_{Lo}}(t) \cdot \sigma \upsilon_{THe^{3}} \cdot 0.51 - n_{He_{Lo}^{3}}(t) \cdot n_{T_{Lo}}(t) \cdot \sigma \upsilon_{THe^{3}} \cdot 0.43$$
[5]

$$\frac{\mathrm{dN}_{\mathrm{D}}}{\mathrm{dt}} = -n_{\mathrm{d}}^{2}(t)\cdot\sigma\upsilon_{\mathrm{DD}} - n_{\mathrm{d}}^{2}(t)\cdot\sigma\upsilon_{\mathrm{DD}} - n_{\mathrm{D}}(t)\cdot n_{\mathrm{T}_{\mathrm{Lo}}}(t)\cdot\sigma\upsilon_{\mathrm{DT}} - n_{\mathrm{He}_{\mathrm{Lo}}^{3}}(t)\cdot n_{\mathrm{D}}(t)\cdot\sigma\upsilon_{\mathrm{DHe}^{3}}$$
[6]

$$\frac{\mathrm{dN}_{\mathrm{D}_{2}}}{\mathrm{dt}} = n_{\mathrm{He}_{\mathrm{Lo}}^{3}}(t) \cdot n_{\mathrm{T}_{\mathrm{Lo}}}(t) \cdot \sigma \upsilon_{\mathrm{THe}^{3}} \cdot 0.43$$
[7]

$$\frac{dN_{He^{5}}}{dt} = n_{He^{3}_{Lo}}(t) \cdot n_{T_{Lo}}(t) \cdot \sigma v_{THe^{3}} \cdot 0.06$$
[8]

$$\frac{\mathrm{dN}_{\mathrm{p}_{3}}}{\mathrm{dt}} = n_{\mathrm{D}}^{2}(t) \cdot \sigma v_{\mathrm{DD}}$$
[9]

$$\frac{\mathrm{dN}_{n_2}}{\mathrm{dt}} = n_{\rm D}^2(t) \cdot \sigma v_{\rm DD}$$
[10]

$$\frac{\mathrm{dN}_{\mathbf{n}_{\mathrm{I4}}}}{\mathrm{dt}} = \mathbf{n}_{\mathrm{T}_{\mathrm{Lo}}}(t) \cdot \mathbf{n}_{\mathrm{D}}(t) \cdot \sigma \boldsymbol{\upsilon}_{\mathrm{DT}}$$
[11]

$$\frac{\mathrm{dN}_{\mathbf{p}_{14}}}{\mathrm{dt}} = \mathbf{n}_{\mathrm{He}_{\mathrm{Lo}}^3}(t) \cdot \mathbf{n}_{\mathrm{D}}(t) \cdot \sigma v_{\mathrm{DHe}^3}$$
[12]

Στο παραπάνω σύστημα με n.... συμβολίζονται οι συγκεντρώσεις των διάφορων αντιδρώντων και προϊόντων των βασικών αντιδράσεων της παραγράφου 6.1.1 συναρτήσει του χρόνου, ενώ με συ.... συμβολίζεται η

πιθανότητα να συμβεί η κάθε αντίδραση, όπου οι αντίστοιχες θεωρητικές τιμές παρουσιάζονται στον πίνακα 6.3, όπως αναφέρθηκε και προηγουμένως.

Κρίνεται αναγκαίο να τονίσουμε εδώ μια σημαντική λεπτομέρεια που αφορά το τρίτιο και το He³. Όπως παρατηρούμε και από τις εξισώσεις έχει γίνει διαχωρισμός του T και του He³ σε χαμηλής (Lo) και υψηλής (Hi) ενέργειας. Αυτό συμβαίνει γιατί τα υψηλής ενέργειας απλά παράγονται και δεν συμμετέχουν κατά ανάγκη και για πρώτη προσέγγιση σαν προϊόντα στις άλλες αντιδράσεις, ενώ αντίθετα, τα αντίστοιχα χαμηλής ενέργειας είναι εκείνα που συμμετέχουν σε όλες τις αντιδράσεις παραγωγής και κατανάλωσης των διάφορων πυρήνων. Να εξηγήσουμε ότι τα υψηλής ενέργειας μετά από κάποιο αριθμό κρούσεων μπορούν απλά να συνεισφέρουν στην συντήρηση της θερμοκρασίας στα ζητούμενα υψηλά επίπεδα, αλλά στην ανάλυσή μας και για πρώτη προσέγγιση δεν τα λαμβάνουμε υπόψη.

Αυτό το σύστημα είναι δύσκολο να λυθεί αναλυτικά και για τον λόγο αυτό θα χρησιμοποιήσουμε και πάλι την Mathematica όχι μόνο για να βρούμε την λύση, αλλά πολύ περισσότερο για να δημιουργήσουμε τις γραφικές παραστάσεις του συγκεκριμένου προβλήματος που δεν είναι άλλες από την ταυτόχρονη αναπαράσταση της χρονικής εξέλιξης των συγκεντρώσεων, για τα διάφορα αντιδρώντα και προϊόντα των βασικών αντιδράσεων θερμοπυρηνικής σύντηξης.

Έφτασε λοιπόν η στιγμή που θα παρουσιάσουμε τις γραφικές παραστάσεις που προκύπτουν από τους παραπάνω υπολογισμούς μας, αναφερόμενοι όπως έχουμε ήδη πει στην περίπτωση κατά την οποία έχουμε «καύσιμο μίγμα» D-T και ο σκοπός της λειτουργίας της μηχανής σύντηξης είναι η παραγωγή νετρονίων διάφορων ενεργειών. Ποιο συγκεκριμένα τα παραγόμενα νετρόνια αντιστοιχούν σε κινητικές ενέργειες 2.45MeV και 14.1MeV όπως φαίνεται και από τις αντιδράσεις που παρουσιάσαμε στην αρχή του κεφαλαίου.

Η πρώτη σειρά γραφικών παραστάσεων που παρουσιάζουμε, αφορά μεγάλους χρόνους, δηλαδή από 10⁻¹² - 0.01 sec.

Πρωτίστως θα θεωρήσουμε ότι οι συγκεντρώσεις του D και του T είναι ίδιες, και ίσες με 2·10¹⁹ σωμάτια/cm³. Στις αντιδράσεις που έχουμε μελετήσει, παράγονται διάφορα προϊόντα, ωστόσο για να είναι περισσότερο ευδιάκριτες οι γραφικές παραστάσεις που ακολουθούν, σε μια πρώτη ανάλυση θα απεικονίσουμε μόνο το D, το T και τα παραγόμενα νετρόνια ενέργειας 14.1MeV. Η γραφική παράσταση που προκύπτει με τις συγκεκριμένες αρχικές συνθήκες συγκεντρώσεων των αντιδρώντων και λαμβάνοντας υπόψη τις αντιδράσεις {6.1} - {6.3} και {6.5}, είναι η παρακάτω:



Γράφημα 6.7:Συγκέντρωση συναρτήσει του χρόνου για ίδιες αρχικές συνθήκες D-T.

Με κόκκινο χρώμα είναι το D, με μπλέ το T ενώ με πράσινο χρώμα απεικονίζονται τα νετρόνια κινητικής ενέργειας 14.1MeV.

Παρατηρούμε ότι το T καταναλώνεται πολύ γρήγορα, ενώ η κατανάλωση του D γίνεται περίπου σε 10⁻² sec. Ο λόγος που συμβαίνει αυτό, ότι δηλαδή η καύση του T γίνεται ταχύτερα σε σχέση με την καύση του D, είναι επειδή η ενεργός διατομή (cross section) της αντίδρασης D-D είναι μεγαλύτερη σε σχέση με την αντίστοιχη της αντίδρασης T-T (για θερμοκρασία 50 KeV). Αντίθετα με το D και το T, παρατηρούμε ότι τα νετρόνια ενέργειας 14.1MeV ξεκινάνε από σχεδόν μηδενική αρχική συγκέντρωση (κάτω από 10³ σωμάτια/cm³), παράγονται, και ύστερα από μικρό χρονικό διάστημα έχουν πάρει την μέγιστη τιμή συγκέντρωσής τους.

Στην επόμενη γραφική παράσταση (και λαμβάνοντας υπόψη τις αντιδράσεις *{6.1}* και *{6.2}*) θα υποθέσουμε ότι η αρχική συγκέντρωση του Τ είναι μηδενική ενώ η αντίστοιχη του D παραμένει στα 2·10¹⁹ σωμάτια/cm³.



Παρατηρούμε ότι η συγκέντρωση του Τ δεν υπάρχει πλέον, γεγονός αναμενόμενο αφού υποθέσαμε από την αρχή ότι η συγκέντρωσή του είναι μηδέν. Επίσης δεν εμφανίζονται ούτε τα νετρόνια κινητικής ενέργειας

14.1MeV γεγονός που δικαιολογείται από το δεδομένο ότι τα συγκεκριμένα νετρόνια παράγονται αποκλειστικά και μόνο από την αντίδραση D(T, He⁴)n_{14.1MeV} και εφόσον έχουμε λάβει υπόψη ότι η αρχική συγκέντρωση του T είναι μηδέν, η παραπάνω αντίδραση δεν θα πραγματοποιηθεί. Αντίθετα το καινούργιο στην τελευταία γραφική παράσταση έχει να κάνει με την ύπαρξη των νετρονίων κινητικής ενέργειας 2.45MeV (πορτοκαλί καμπύλη) τα οποία παράγονται από την αντίδραση D(D, He³)n_{2.45MeV}. Παρατηρούμε ότι η συγκέντρωσή τους ξεκινά από μικρές τιμές (κάτω από 10² σωμάτια/cm³) και συνεχώς αυξάνεται μέχρι την χρονική στιγμή που παίρνει την μέγιστη τιμή της.

Σε τούτο το σημείο είναι χρήσιμο να δημιουργήσουμε και μια τρίτη γραφική παράσταση στην οποία θα θεωρήσουμε ότι οι αρχικές συγκεντρώσεις του D και του T είναι ίδιες (και ίσες με 2·10¹⁹ σωμάτια/cm³ και πάλι) και θα παραστήσουμε γραφικά μόνο τις συγκεντρώσεις των νετρονίων κινητικής ενέργειας 14.1MeV και 2.45MeV λαμβάνοντας και πάλι υπόψη τις αντιδράσεις {6.1} - {6.3} και {6.5}. Έτσι προκύπτει η ακόλουθη γραφική παράσταση:



Γράφημα 6.9:Συγκέντρωση συναρτήσει του χρόνου των νετρονίων 14.1MeV και 2.45MeV, με ίσες αρχικές συνθήκες D-T.

Όπως αναφέρθηκε και προηγουμένως με πράσινο είναι η καμπύλη που αντιστοιχεί στα νετρόνια κινητικής ενέργειας 14.1MeV ενώ με πορτοκαλί είναι η καμπύλη των νετρονίων κινητικής ενέργειας 2.45MeV. Με την συγκεκριμένη γραφική παράσταση φαίνεται ακόμα πιο ξεκάθαρα ότι οι αρχικές συγκεντρώσεις των νετρονίων ξεκινάνε από πολύ μικρές τιμές (σχεδόν μηδέν σε σύγκριση με την τάξη μεγέθους της τελικής συγκέντρωσής τους) και σε σύντομο χρονικό διάστημα έχουν λάβει την μέγιστη τιμή τους. Η διαφορά που υπάρχει στην κλίση των δυο ευθειών οφείλεται στην αντίστοιχη διαφορά που παρατηρείται στην ενεργό διατομή ανάμεσα στην αντίδραση D-D που παράγει τα νετρόνια των 2.45MeV και στην αντίδραση D-T από την οποία παράγονται τα νετρόνια των 14.1MeV.

Στην συνέχεια θα θεωρήσουμε ότι οι συγκεντρώσεις του D και T είναι διαφορετικές. Η συγκέντρωση του D θα παραμένει στα 2·10¹⁹ σωμάτια/cm³, ενώ η αντίστοιχη του T θα μειωθεί στα 2·10⁷ σωμάτια/cm³ δηλαδή πολύ μικρότερη σε σχέση με την αντίστοιχη του D. Η γραφική παράσταση που προκύπτει με τις συγκεκριμένες αρχικές συνθήκες και σύμφωνα πάντα με τις αντιδράσεις *{6.1}* - *{6.3}* και *{6.5}*, είναι η παρακάτω:



Γράφημα 6.10:Συγκέντρωση συναρτήσει του χρόνου με διαφορετικές αρχικές συνθήκες D-T.

Αυτό που παρατηρούμε τώρα είναι ότι οι συγκεντρώσεις του D (κόκκινη καμπύλη) και των νετρονίων κινητικής ενέργειας 2.45MeV (πορτοκαλί καμπύλη) δεν έχουν μεταβληθεί καθόλου, αφού δεν έχουμε παρέβη στην αρχική συγκέντρωση του D. Ωστόσο παρατηρούμε ότι το T (μπλέ καμπύλη) καταναλώνεται πολύ πιο γρήγορα σε σχέση με πριν (περίπου σε 10⁻⁶ sec) γεγονός αναμενόμενο αφού η αρχική του συγκέντρωση είναι πολύ μικρότερη στην συγκεκριμένη περίπτωση, ενώ αντίστοιχη είναι και μείωση της συγκέντρωσης των νετρονίων κινητικής ενέργειας 14.1MeV (πράσινη καμπύλη) τα οποία όπως έχει ήδη αναφερθεί παράγονται από την αντίδραση καύσης του D με το T.

Όπως αναφέραμε και προηγουμένως, το D, το T και τα νετρόνια των διάφορων κινητικών ενεργειών δεν είναι τα μόνα που λαμβάνουν μέρος στις πυρηνικές αντιδράσεις θερμοπυρηνικής σύντηξης. Για τον λόγο αυτό είναι χρήσιμο σε αυτό το σημείο να παρουσιάσουμε και μια γραφική παράσταση που να απεικονίζει και την συγκέντρωση του He³ χαμηλής ενέργειας (0.82MeV) το οποίο παράγεται από την αντίδραση D(D, He³)n_{2.45MeV}.



Γράφημα 6.11:Παραγωγή He³ κινητικής ενέργειας 0.82MeV, από την αντίδραση D-D.

Στην τελευταία γραφική παράσταση, (και σύμφωνα πάντα με τις αντιδράσεις {6.1} - {6.3} και {6.5}), πέρα από τις συγκεντρώσεις που αναφερθήκαμε παραπάνω (D και T), παρουσιάζεται και η χρονική εξέλιξη της συγκέντρωσης του He³ των 0.82MeV (γκρι καμπύλη). Παρατηρούμε ότι η αρχική συγκέντρωση ξεκινάει από μια ελάχιστη αρχική τιμή (περίπου 10⁻³ σωμάτια/cm³) και έπειτα από σύντομο χρονικό διάστημα αποκτά την μέγιστη τιμή της η οποία αγγίζει περίπου τα 10⁷ σωμάτια/cm³. Πρέπει να τονίσουμε στο σημείο αυτό ότι εκτός από το He³, από την αντίδραση D-D παράγονται και πρωτόνια κινητικής ενέργειας 3.02MeV η παραγωγή των οποίων είναι πολύ σημαντική για την συνέχεια όπου θα αναφερθούμε στον μανδύα λιθίου που υπάρχει σε μια μηχανή σύντηξης. Για τον λόγο αυτό είναι χρήσιμο από τώρα να δούμε ποια είναι η χρονική εξέλιξη της συγκέντρωσής τους, η οποία ακολουθεί την παρακάτω γραφική παράσταση:



Γράφημα 6.12:Παραγωγή πρωτονίων κινητικής ενέργειας 3.02MeV, από την αντίδραση D-D.

Η ροζ καμπύλη που παρουσιάζεται, αντιστοιχεί στην συγκέντρωση των πρωτονίων κινητικής ενέργειας 3.02MeV η οποία ξεκινά από μια πολύ μικρή αρχική τιμή και ύστερα από σύντομο χρονικό διάστημα αποκτά την μέγιστη τιμή της. Να σημειώσουμε ότι η συγκεκριμένη καμπύλη σχεδόν συμπίπτει με την πορτοκαλί καμπύλη των νετρονίων κινητικής ενέργειας 2.45MeV (Γράφημα 6.8), γιατί εκτός του ότι είναι περίπου ίσης ενέργειας, και τα δυο παράγονται από την καύση του D σύμφωνα με τις αντιδράσεις D(D, T)p_{3.02MeV} και D(D, He³)n_{2.45MeV} με πιθανότητα 50% για να συμβεί η κάθε μια.

Η δεύτερη σειρά γραφικών παραστάσεων που θα παρουσιάσουμε σε αυτό το σημείο, αφορά μικρούς χρόνους, δηλαδή από 10⁻¹² - 10⁻⁷ sec.

Σε αντιστοιχία με πριν (και σύμφωνα πάντα με τις αντιδράσεις {6.1} - {6.3} και {6.5}) θα θεωρήσουμε και πάλι για αρχή ότι οι συγκεντρώσεις του D και Τ είναι ίδιες και ίσες με 2.10¹⁹ σωμάτια/cm³, οπότε θα έχουμε την παρακάτω γραφική παράσταση:



Γράφημα 6.13:Συγκέντρωση συναρτήσει του χρόνου για ίδιες αρχικές συνθήκες D-T.

Αυτό που παρατηρούμε είναι ότι οι για μικρούς χρόνους οι συγκεντρώσεις του D και του T φαίνεται να παραμένουν σταθερές μιας και η κλίμακα που έχει γίνει η γραφική παράσταση είναι λογαριθμική, ενώ η συγκέντρωση των νετρονίων κινητικών ενεργειών 14.1MeV και 2.45MeV συνεχώς αυξάνεται.

Τώρα θα θεωρήσουμε ότι οι συγκεντρώσεις του D και T είναι διαφορετικές, ότι κάναμε δηλαδή και στο αντίστοιχο σημείο προηγουμένως. Η συγκέντρωση του D θα παραμένει 2.10¹⁹ σωμάτια/cm³, ενώ η αντίστοιχη του T θα μειωθεί στα 2.10⁷ σωμάτια/cm³. Η γραφική παράσταση που προκύπτει είναι η παρακάτω:



Γράφημα 6.14:Συγκέντρωση συναρτήσει του χρόνου με διαφορετικές αρχικές συνθήκες D-T.

Βλέπουμε ότι το μόνο που αλλάζει είναι η συγκέντρωση από την οποία ξεκινάει το Τ, η οποία είναι και εκείνη που επιλέξαμε ως αρχική συνθήκη. Φαίνεται επίσης πιο ξεκάθαρα η χαμηλή αρχική τιμή από την οποία ξεκινάνε τα νετρόνια τα οποία μελετάμε.
ΜΕΡΟΣ 2°

Στο δεύτερο μέρος του έκτου κεφαλαίου θα αναφερθούμε στις πυρηνικές αντιδράσεις σύντηξης που στα αντιδρώντα περιλαμβάνονται και τα ισότοπα του λιθίου (Li⁶ και Li⁷), και αυτή την φορά θα διαπιστώσουμε ότι από την αντίδρασή τους με τα νετρόνια και τα πρωτόνια των διάφορων κινητικών ενεργειών που έχουν παραχθεί από τις αντιδράσεις του πρώτου μέρους, μπορεί να δημιουργηθεί ικανή ποσότητα καύσιμης ύλης (δηλαδή πυρήνες He³ και T) για την (επανα)λειτουργία μιας μηχανής σύντηξης.

6.2.1.Βασικές αντιδράσεις με αντιδρών ισότοπα του Li

Όπως είναι αναμενόμενο, σε όλη την διαδικασία υπάρχουν και ορισμένα προβλήματα που πρέπει να αντιμετωπιστούν όπως είναι η παραγωγή τριτίου και η ασφαλής διάθεση των νετρονίων. Τα εμπόδια αυτά αντιμετωπίζονται εάν στην διάταξη που χρησιμοποιούμε για την επίτευξη της πυρηνικής σύντηξης, υπάρχει και μανδύας λιθίου (Li), έτσι ώστε να λάβουν χώρα οι παρακάτω αντιδράσεις σχάσης ισοτόπων του λιθίου, ώστε να επιβραδυνθούν τα νετρόνια (αντίδραση με Li⁷) ή και να δεσμευτούν (αντίδραση με Li⁶). Να τονίσουμε εδώ ότι το λίθιο που χρειάζεται για πρώτη ύλη σε αυτές τις αντιδράσεις, είναι διαδεδομένο στη λιθόσφαιρα της γης με μέση πυκνότητα 65gr λιθίου ανά τόνο λιθόσφαιρας.^[89] Λεπτομέρειες για τον μανδύα Li που αναφέραμε, θα παρουσιαστούν στην αμέσως επόμενη παράγραφο.

| 0 | <u>p+Li⁶ →</u> | <u>He</u> ⁴ (| 1.7MeV) | <u>) + He³ (2.3MeV)</u> | {6.9} |
|---|---------------------------|--------------------------|---------|------------------------------------|-------|
| | 7 | 4 | | | |

| @ <u>p</u> | <u>0+Li⁷ -</u> | <u>→ 2He⁴</u> | <u>+ 17.3MeV</u> | [20%] | {6.10} |
|------------|---------------------------|---------------|------------------|-------|--------|
|------------|---------------------------|---------------|------------------|-------|--------|

Όπως παρατηρούμε, οι δύο τελευταίες αντιδράσεις είναι εκείνες κατά την οποία παράγονται οι αναγκαίοι πυρήνες τριτίου, χρησιμοποιώντας τα νετρόνια που απελευθερώνονται από την αντίδραση D-T με κινητική ενέργεια 14.1MeV, και τα αντίστοιχα που απελευθερώνονται από την αντίδραση D-D με κινητική ενέργεια 2.45MeV. Αν χρησιμοποιηθεί αποκλειστικά το ισότοπο Li⁶ τότε όλα τα εκλυόμενα νετρόνια θα δεσμευτούν, αλλά η παράλληλη χρήση του Li⁷ τα επιβραδύνει, παράγοντας συγχρόνως και τρίτιο ελαχιστοποιώντας έτσι τον κίνδυνο εξόδου των νετρονίων από το σύστημα της μηχανής σύντηξης.

Τέλος οι αντιδράσεις του λιθίου με τα πρωτόνια τα οποία παράγονται από την αντίδραση D-D και έχουν αρχική κινητική ενέργεια 3.02MeV, σε συνδυασμό με τις υπόλοιπες αντιδράσεις σύντηξης, μπορούν να αυξήσουν την εκλυόμενη ενέργεια και να βοηθήσουν στην παραγωγή He³.

Ο επόμενος υπολογισμός μας έχει να κάνει με την ποσότητα καθενός από τα προϊόντα της κάθε μιας από τις παραπάνω αντιδράσεις, ότι κάναμε δηλαδή και στις αντιδράσεις του πρώτου μέρους. Θα παρουσιάσουμε την πρώτη αντίδραση ενώ οι επόμενες υπάρχουν στο παράρτημα Α στο τέλος της εργασίας.

◎ $p+Li^6 \rightarrow He^4 (1.7 MeV) + He^3 (2.3 MeV)$

$$\begin{split} \frac{\Delta N_{\mu^{e}}}{\Delta} &= N_{p} \cdot N_{\mu^{e}} < \sigma > \\ &= N_{p} \cdot N_{\mu^{e}} \frac{(m_{p} \cdot m_{\mu^{e}})^{\frac{3}{2}}}{(2\pi\kappa_{\beta}T)^{3}} \times \iint d\nu_{p} d\nu_{\mu^{e}} \cdot \exp(-\frac{(m_{p} + m_{\mu^{e}})\nu_{c}^{2}}{2\kappa_{\beta}T} - \frac{m\mu^{2}}{2\kappa_{\beta}T}) \sigma(u) u \\ &= N_{p} \cdot N_{\mu^{e}} [(\frac{m_{p} + m_{\mu^{e}}}{2\pi\kappa_{\beta}T})^{\frac{3}{2}} \int d\nu_{c} \cdot \exp(-\frac{(m_{p} + m_{\mu^{e}})\nu_{c}^{2}}{2\kappa_{\beta}T})] \times (\frac{m_{p}}{2\kappa_{\beta}T})^{\frac{3}{2}} \int d\nu \cdot \exp(-\frac{m\nu^{2}}{2\kappa_{\beta}T}) \sigma(u) u \\ &= N_{p} \cdot N_{\mu^{e}} \frac{4\pi}{(2\pi m_{p})^{\frac{1}{2}}} \frac{1}{(\kappa_{\beta}T)^{\frac{3}{2}}} \int_{0}^{\infty} \sigma(\varepsilon) \cdot \exp(-\frac{\varepsilon}{\kappa_{\beta}T}) d\varepsilon \quad \mu \varepsilon \quad d\nu = 4\pi u^{2} du \\ &A \rho u \quad \frac{\Delta N_{\mu^{e}}}{\Delta} = N_{p} \cdot N_{\mu^{e}} \cdot K_{1} \qquad \mu \varepsilon \quad K_{1} = \frac{4\pi}{(2\pi m_{p})^{\frac{1}{2}}} \frac{1}{(\kappa_{\beta}T)^{\frac{3}{2}}} \int_{0}^{\infty} \sigma(\varepsilon) \cdot \exp(-\frac{\varepsilon}{\kappa_{\beta}T}) d\varepsilon \end{split}$$

Αραθαεχομε

$$N_{H^{4}} = \int_{0}^{t_{mx}} N_{p} \cdot N_{L^{6}} \cdot K_{1} dt$$

$$\mu \varepsilon \quad m = \frac{m_{p} \cdot m_{L^{6}}}{m_{p} + m_{L^{6}}} \quad \text{kor} \quad V_{c} = \frac{m_{p} v_{p} + m_{L^{6}} v_{L^{6}}}{m_{p} + m_{L^{6}}}$$

$$V_{p} = V_{c} + \frac{V m_{L^{6}}}{m_{p} + m_{L^{6}}}$$

$$V_{L^{6}} = V_{c} - \frac{V m_{p}}{m_{p} + m_{L^{6}}}$$

$$\begin{split} \frac{\Delta N_{\mu^3}}{\Delta t} &= N_p \cdot N_{L^6} < \infty \\ &= N_p \cdot N_{L^6} \frac{(m_p \cdot m_{L^6})^2}{(2\pi\kappa_{\beta}T)^3} \times \iint d\nu_p d\nu_{L^6} \cdot \exp(-\frac{(m_p + m_{L^6})\nu_c^2}{2\kappa_{\beta}T} - \frac{m\mu^2}{2\kappa_{\beta}T}) \sigma(u) u \\ &= N_p \cdot N_{L^6} [(\frac{m_p + m_{L^6}}{2\pi\kappa_{\beta}T})^2 \int d\nu_c \cdot \exp(-\frac{(m_p + m_{L^6})\nu_c^2}{2\kappa_{\beta}T})] \times (\frac{m_p}{2\kappa_{\beta}T})^2 \int d\nu \cdot \exp(-\frac{m\nu^2}{2\kappa_{\beta}T}) \sigma(u) u \\ &= N_p \cdot N_{L^6} \frac{4\pi}{(2\pi m_p)^2} \frac{1}{(\kappa_{\beta}T)^2} \int_0^{\infty} \sigma(\varepsilon) \cdot \exp(-\frac{\varepsilon}{\kappa_{\beta}T}) d\varepsilon \quad \mu \varepsilon \quad d\nu = 4\pi t^2 du \\ A \rho \alpha \quad \frac{\Delta N_{\mu^4}}{\Delta t} = N_p \cdot N_{L^6} \cdot K_2 \qquad \mu \varepsilon \quad K_2 = \frac{4\pi}{(2\pi m_p)^2} \frac{1}{(\kappa_{\beta}T)^2} \int_0^{\infty} \sigma(\varepsilon) \cdot \exp(-\frac{\varepsilon}{\kappa_{\beta}T}) d\varepsilon \end{split}$$

Αραθαεχομε

$$N_{H^{e^{4}}} = \int_{0}^{t_{mx}} N_{p} \cdot N_{L^{6}} \cdot K_{2} dt$$

$$\mu \varepsilon \quad m_{p} = \frac{m_{p} \cdot m_{L^{6}}}{m_{p} + m_{L^{6}}} \quad \text{KOL} \quad V_{c} = \frac{m_{p} v_{p} + m_{L^{6}} v_{L^{6}}}{m_{p} + m_{L^{6}}}$$

$$V_{p} = V_{c} + \frac{v_{m_{L^{6}}}}{m_{p} + m_{L^{6}}}$$

$$V_{L^{6}} = V_{c} - \frac{v_{m_{p}}}{m_{p} + m_{L^{6}}}$$

Αξίζει να σημειωθεί σε αυτό το σημείο, ότι οι τελευταίες έξι αντιδράσεις δεν είναι θερμοπυρηνικές, αλλά είναι αντιδράσεις νετρονίων (όπως στην σχάση) και για να πραγματοποιηθούν δεν απαιτούν θερμότητα ή πίεση αλλά μονάχα νετρόνια της σωστής ενέργειας. Πιο συγκεκριμένα η αντίδραση με το Li⁶ απαιτεί νετρόνια με ενέργεια περίπου της τάξης των MeV ή και μικρότερη, ενώ η αντίδραση με το Li⁷ για να ξεκινήσει απαιτεί νετρόνια με ενέργειες λίγο μεγαλύτερες των 4 MeV. Στην φύση το λίθιο με την μορφή του ισοτόπου Li⁶ υπάρχει σε ποσοστό 7.42% ενώ με την μορφή του ισοτόπου Li⁷ υπάρχει σε ποσοστό 92.58%.

Στην παρακάτω γραφική παράσταση (Γράφημα 6.15)^[XVII] παρουσιάζεται η πιθανότητα σε συνάρτηση με την ενέργεια των νετρονίων να συμβεί μια από τις αντιδράσεις με τα ισότοπα Li⁶ και Li⁷ για ενέργειες νετρονίων από 10⁻² – 15 MeV περίπου, ενώ στην επόμενη γραφική παράσταση (Γράφημα 6.16)^[XVII] παριστάνεται η ίδια πιθανότητα αλλά για μικρότερες ενέργειες νετρονίων (θερμικά νετρόνια):



Neutron energy, MeV Γράφημα 6.15:Πιθανότητα σε συνάρτηση με την ενέργεια νετρονίων για να συμβούν οι αντιδράσεις Li⁶-n και Li⁷-n.



Γραφημα 6.16:Πθανοτητα σε συναρτηση με την ενεργεια νετρονιων για να συμβούν οι αντιδράσεις Li⁶-n και Li⁷-n αλλά για χαμηλές ενέργειες νετρονίων.

Στο σημείο αυτό είναι χρήσιμο να γίνει σαφές κάτι που θα χρησιμοποιήσουμε και στην συνέχεια. Τα θερμικά νετρόνια παράγονται σαν αποτέλεσμα των συνεχών κρούσεων στο εσωτερικό του μανδύα λιθίου και έχουν μεγαλύτερης τάξεως ενεργός διατομή με αποτέλεσμα η παραγωγή τριτίου να είναι σημαντικότερη.

Όσο αφορά τις αντίστοιχες αντιδράσεις με τα πρωτόνια, η αντίστοιχη γραφική παράσταση με τις ενεργές διατομές σε συνάρτηση με την ενέργεια των πρωτονίων, παρουσιάζεται αμέσως παρακάτω (Γράφημα 6.17)^[21]:



6.2.2.Περιγραφή της διάταξης του μανδύα (blanket)

Όπως εξηγήσαμε και στην προηγούμενη παράγραφο, για να αντιμετωπιστούν ορισμένα προβλήματα που παρουσιάζουν οι διάφορες μηχανές σύντηξης, όπως είναι το θέμα της παραγωγής τριτίου και η ασφαλής διάθεση των νετρονίων, τοποθετείται στην υπό μελέτη μηχανή ένας μανδύας λιθίου για να ξεκινήσουν οι αντιδράσεις που περιγράψαμε προηγουμένως. Όταν υπάρχει αυτός ο μανδύας, η σχηματική απεικόνιση της διάταξης φαίνεται στο παρακάτω σχήμα (Εικόνα 6.1)^[11]:



Ο κύριος ρόλος του μανδύα μοιράζεται σε δυο βασικά μέρη. Από την μια πολλαπλασιάζει την ενέργεια των νετρονίων, την μετατρέπει σε θερμική και στην συνέχεια τα επιβραδύνει, και από την άλλη συμβάλει στην παραγωγή του τριτίου, μέσω των προϊόντων των διάφορων αντιδράσεων που λαμβάνουν χώρα.

Αυτό ο μανδύας αποτελείται από διάφορα υλικά από τα όποια τα σημαντικότερα είναι τα ακόλουθα:

- Σε υγρή μορφή Li και LiPb και σε στερεά μορφή Li₂O,Li₄SiO₄,Li₂TiO₃,Li₂ZrO₃
- Πολλαπλασιαστής νετρονίων (συνήθως Be και Be₁₂Ti)
- Ψυκτικό υγρό (Li,He, νερό, λιωμένο αλάτι)
- Διάφορα μονωτικά υλικά επιτρεπτά από την θεωρία της μαγνητουδροδυναμικής (MHD)
- Διατάξεις επιβράδυνσης των παραγόμενων νετρονίων και ανακλαστήρες

Η διάταξη του μανδύα που περιγράφουμε έχει ορισμένα βασικά χαρακτηριστικά. Πρώτα από όλα έχει απλοποιημένη γεωμετρία και στο εσωτερικό της διάταξης πραγματοποιείται ροή ενεργού He με σκοπό τόσο την μεταφορά θερμότητας, όσο και την μείωση της πίεσης, στην οποία βοηθάει το γεγονός ότι απαιτούνται μικρές σχετικά ηλεκτρομαγνητικές δυνάμεις για να πραγματοποιήσουν την μείωση αυτή.

Για να είναι ασφαλής και εύρυθμη η λειτουργία της διάταξης σε πρώτη ανάλυση, αλλά και γενικότερα ολόκληρης της μηχανής σύντηξης, προτιμάται η χρήση αέριου ηλίου το οποίο είναι συμβατό με τα υλικά που χρησιμοποιούνται για να κατασκευαστεί η διάταξη, αλλά επίσης συμβάλει και στην ψύξη της μηχανής, γεγονός πολύ σημαντικό εάν αναλογιστούμε τις μεγάλες θερμοκρασίες που επικρατούν στο εσωτερικό μιας μηχανής σύντηξης.

Τα παραπάνω χαρακτηριστικά παρουσιάζονται και σχηματικά στην εικόνα που ακολουθεί (Εικόνα 6.2)^[44] η οποία δείχνει μέρος του μανδύα από την μηχανή σύντηξης ARIES-AT που αναπτύσσεται σε εργαστήρια σύντηξης κυρίως της Κορέας και της Ιαπωνίας, στην οποία διακρίνονται οι σωλήνες ροής του ηλίου που αναφέραμε προηγουμένως και τα διάφορα κανάλια κυκλοφορίας του πλάσματος (μπλέ κελιά), ενώ στην επόμενη εικόνα (Εικόνα 6.3)^[65] παρουσιάζεται ποια είναι η ακριβής θέση της διάταξης του μανδύα, στην μηχανή του ΙTER:



Εικόνα 6.2:Γεωμετρικά χαρακτηριστικά της διάταξης.



Εικόνα 6.3:Η ακριβής θέση της διάταξης του μανδύα.

6.2.3. Λύση χρονικά εξαρτημένων εξισώσεων μαζί με ισότοπα Li

Ακριβώς την ίδια διαδικασία με εκείνη που κάναμε στο τέλος της παραγράφου 6.1.4 πρέπει να ακολουθήσουμε και στο σημείο αυτό, όπου στις βασικές αντιδράσεις τις παραγράφου 6.1.1 έχουμε προσθέσει και τις αντίστοιχες της 6.2.1 οι οποίες λαμβάνουν χώρα όταν υπάρχει ο μανδύας λιθίου στην διάταξη παραγωγής ενέργειας.

Στην περίπτωση αυτή θα έχουμε ένα σύστημα με τις παρακάτω διαφορικές εξισώσεις, το οποίο θα λύσουμε και με το οποίο θα υπολογίσουμε τις διάφορες συγκεντρώσεις των αντιδρώντων και προϊόντων που παίρνουν μέρος στις αντιδράσεις θερμοπυρηνικής σύντηξης συναρτήσει του χρόνου, και με την βοήθεια των οποίων θα δημιουργήσουμε και τις ανάλογες γραφικές παραστάσεις συγκέντρωσης-χρόνου

$$\frac{dN_{T_{Hi}}}{dt} = n_D^2(t) \cdot \sigma v_{DD}$$
[1]

$$\frac{\mathrm{dN}_{\mathrm{He}_{\mathrm{Hi}}^{3}}}{\mathrm{dt}} = n_{\mathrm{D}}^{2}(t) \cdot \sigma v_{\mathrm{DD}}$$
[2]

$$\frac{dN_{T_{L_o}}}{dt} = -n_D(t) \cdot n_{T_{L_o}}(t) \cdot \sigma v_{DT} - n_{T_{L_o}}(t) \cdot n_{T_{L_o}}(t) \cdot \sigma v_{TT} - n_{T_{L_o}}(t) \cdot \sigma v_{T$$

$$+ n_{n_{14}}(t) \cdot n_{Li_{7}}(t) \cdot \sigma v_{nLi_{7}} + n_{n_{14}}(t) \cdot n_{Li_{6}}(t) \cdot \sigma v_{nLi_{6}}$$
[3]

$$\frac{dN_{He_{Lo}^{3}}}{dt} = -n_{He_{Lo}^{3}}(t) \cdot n_{D}(t) \cdot \sigma v_{DHe^{3}} - n_{He_{Lo}^{3}}(t) \cdot n_{T_{Lo}}(t) \cdot \sigma v_{THe^{3}} \cdot 0.51$$

- $n_{He_{Lo}^{3}}(t) \cdot n_{T_{Lo}}(t) \cdot \sigma v_{THe^{3}} \cdot 0.43 - n_{He_{Lo}^{3}}(t) \cdot n_{T_{Lo}}(t) \cdot \sigma v_{THe^{3}} \cdot 0.06$ [4]

$$\frac{dN_{He^{4}}}{dt} = n_{D}(t) \cdot n_{T_{Lo}}(t) \cdot \sigma \upsilon_{DT} + n_{He^{3}_{Lo}}(t) \cdot n_{D}(t) \cdot \sigma \upsilon_{DHe^{3}} + n_{T_{Lo}}(t) \cdot n_{T_{Lo}}(t) \cdot \sigma \upsilon_{TT} + n_{He^{3}_{Lo}}(t) \cdot n_{T_{Lo}}(t) \cdot \sigma \upsilon_{THe^{3}} \cdot 0.51 - n_{He^{3}_{Lo}}(t) \cdot n_{T_{Lo}}(t) \cdot \sigma \upsilon_{THe^{3}} \cdot 0.43 + n_{p_{3}}(t) \cdot n_{Li_{6}}(t) \cdot \sigma \upsilon_{pLi_{6}} + n_{p_{3}}(t) \cdot n_{Li_{7}}(t) \cdot \sigma \upsilon_{pLi_{7}} \cdot 0.2 + n_{p_{3}}(t) \cdot n_{Li_{7}}(t) \cdot \sigma \upsilon_{pLi_{7}} \cdot 0.2 + n_{n_{14}}(t) \cdot n_{Li_{7}}(t) \cdot \sigma \upsilon_{nLi_{7}} + n_{n_{14}}(t) \cdot n_{Li_{6}}(t) \cdot \sigma \upsilon_{nLi_{6}}$$
[5]

$$\frac{\mathrm{dN}_{\mathrm{D}}}{\mathrm{dt}} = -n_{\mathrm{d}}^{2}(t) \cdot \sigma \upsilon_{\mathrm{DD}} - n_{\mathrm{d}}^{2}(t) \cdot \sigma \upsilon_{\mathrm{DD}} - n_{\mathrm{D}}(t) \cdot n_{\mathrm{T}_{\mathrm{Lo}}}(t) \cdot \sigma \upsilon_{\mathrm{DT}} - n_{\mathrm{He}_{\mathrm{Lo}}^{3}}(t) \cdot n_{\mathrm{D}}(t) \cdot \sigma \upsilon_{\mathrm{DHe}^{3}}$$
[6]

$$\frac{dN_{D_2}}{dt} = n_{He_{Lo}^3}(t) \cdot n_{T_{Lo}}(t) \cdot \sigma v_{THe^3} \cdot 0.43$$
[7]

$$\frac{dN_{He^{5}}}{dt} = n_{He_{Lo}^{3}}(t) \cdot n_{T_{Lo}}(t) \cdot \sigma v_{THe^{3}} \cdot 0.06$$
[8]

$$\frac{dN_{Li_6}}{dt} = -n_{p_3}(t) \cdot n_{Li_6}(t) \cdot \sigma v_{pLi_6} - n_{n_{l_4}}(t) \cdot n_{Li_6}(t) \cdot \sigma v_{nLi_6}$$
[9]

$$\frac{dN_{Li_{7}}}{dt} = -n_{p_{3}}(t) \cdot n_{Li_{7}}(t) \cdot \sigma v_{pLi_{7}} - n_{n_{14}}(t) \cdot n_{Li_{7}}(t) \cdot \sigma v_{nLi_{7}}$$
[10]

$$\frac{dN_{p_3}}{dt} = n_{D_2}^2(t) \cdot \sigma v_{DD} - n_{p_3}(t) \cdot n_{Li_6}(t) \cdot \sigma v_{pLi_6} - n_{p_3}(t) \cdot n_{Li_7}(t) \cdot \sigma v_{pLi_7}$$
[11]

$$\frac{dN_{n_{14}}}{dt} = n_{T_{Lo}}(t) \cdot n_{D}(t) \cdot \sigma v_{DT} - n_{n_{14}}(t) \cdot n_{Li_{7}}(t) \cdot \sigma v_{nLi_{7}} - n_{n_{14}}(t) \cdot n_{Li_{6}}(t) \cdot \sigma v_{nLi_{6}}$$
[12]

Στην συνέχεια θα παρουσιάσουμε τις γραφικές παραστάσεις για την περίπτωση κατά την οποία στην διάταξη της μηχανής σύντηξης υπάρχει ο μανδύας λιθίου (Li) που έχουμε περιγράψει στην παράγραφο 6.2.2. Στην περίπτωση αυτή, τα νετρόνια (ενεργειών 2.45MeV και 14.1MeV) και τα πρωτόνια (ενεργειών 3.02MeV) που έχουν παραχθεί από πριν μπορούν να χρησιμοποιηθούν για την δημιουργία καύσιμης ύλης για την μηχανή σύντηξης, για την παραγωγή δηλαδή Τ σύμφωνα με τις αντιδράσεις n(Li⁶, He⁴)T_m και n(Li⁷, n,He⁴)T_m. Ο δείκτης «m» έχει μπει για να τονίσει ότι οι συγκεκριμένοι πυρήνες παράγονται στον μανδύα της μηχανής σύντηξης και για να διαφοροποιηθεί από το Τ που παράχθηκε από τις πυρηνικές αντιδράσεις που αναλύσαμε στο πρώτο μέρος του κεφαλαίου.

Και πάλι θα ξεκινήσουμε με τις γραφικές παραστάσεις που αφορούν μεγάλους χρόνους, δηλαδή από 10⁻¹² - 0.01 sec.

Πρωτίστως θα θεωρήσουμε ότι οι συγκεντρώσεις του D και του T είναι ίδιες, και ίσες με 2·10¹⁹ σωμάτια/cm³. Ωστόσο θα πρέπει να λάβουμε υπόψη ότι υπάρχει και αρχική συγκέντρωση του Li⁶ την οποία θα θεωρήσουμε ίση με 2·10²³ σωμάτια/cm³. Πρέπει να τονίσουμε ακόμα ότι ως ενεργές διατομές των διαφόρων αντιδράσεων έχουμε επιλέξει αυτές που αντιστοιχούν στα θερμικά νετρόνια (δηλαδή χαμηλής ενέργειας) τα οποία παρουσιάζονται στο γράφημα 6.16. Όπως εξηγήσαμε και νωρίτερα, αυτό συμβαίνει επειδή τα θερμικά νετρόνια (με ενεργό διατομή περίπου 10⁻²¹ cm²) είναι εκείνα τα οποία δίνουν ικανή ποσότητα παραγόμενου T ώστε να χρησιμοποιηθεί στην λειτουργία της μηχανής σύντηξης. Με τις συγκεκριμένες αρχικές συνθήκες και λαμβάνοντας υπόψη τις αντιδράσεις {6.1} – {6.3}, {6.5}, {6.9}, {6.12} και {6.13} προκύπτει η παρακάτω γραφική παράσταση:



Με πράσινο και πορτοκαλί χρώμα (όπως δηλαδή και στο πρώτο μέρος) είναι οι καμπύλες των νετρονίων 14.1MeV και 2.45MeV αντίστοιχα. Παρατηρούμε ότι οι καμπύλες δεν έχουν την ίδια εξέλιξη με αυτή που παρουσιάζεται στο γράφημα 6.7 και 6.8 του πρώτου μέρους, μιας και στην συγκεκριμένη περίπτωση, με τον μανδύα λιθίου, και ύστερα από μικρό χρονικό διάστημα, οι συγκεντρώσεις των νετρονίων μειώνεται, μιας και καταναλώνονται στις διάφορες αντιδράσεις που λαμβάνουν χώρα μέσα στον μανδύα με σκοπό την παραγωγή Τ. Τέλος οι τελευταίες δυο καμπύλες παριστάνουν τις χρονικές εξελίξεις των δύο συστατικών που παράγονται στον μανδύα που περιγράφουμε. Με γαλάζιο χρώμα είναι η χρονική εξέλιξη του T_m, ενώ με μαύρο χρώμα είναι η καμπύλη που παριστάνει το αντίστοιχο He³_m. Παρατηρούμε ότι η αρχική τους τιμή είναι σχεδόν μηδέν και όσο περνάει ο χρόνος τόσο η συγκέντρωσή τους αυξάνεται.

Να τονίσουμε σε αυτό το σημείο ότι στην προηγούμενη γραφική παράσταση, σαν παραγόμενο Τ, δεν έχουμε λάβει υπόψη το Τ που παράγεται από την αντίδραση D(D, T)p_{3.02MeV}. Εάν το λάβουμε και αυτό υπόψη τότε θα παρατηρήσουμε ακόμα περισσότερη παραγωγή T_m μιας και η αντίδραση D-D έχει μεγάλη ενεργό διατομή. Λαμβάνοντας λοιπόν υπόψη τα προηγούμενα και τις ίδιες αντιδράσεις όπως και για το γράφημα 6.18, έχουμε την ακόλουθη γραφική παράσταση:



Γράφημα 6.19:Συγκέντρωση συναρτήσει του χρόνου και παραγωγή Τ_m λαμβάνοντας υπόψη και το Τ από την αντίδραση D-D.

Όπως περιμέναμε λοιπόν, στην συγκεκριμένη περίπτωση όπου λάβαμε υπόψη και το Τ της αντίδρασης D-D η παραγωγή του T_m (γαλάζια καμπύλη) είναι πολύ μεγαλύτερη σε σχέση με πριν. Αυτό που παρατηρούμε λοιπόν και στις δυο περιπτώσεις είναι ότι η ποσότητα του παραγόμενου Τ είναι αρκετή ώστε να επανατροφοδοτήσει με καύσιμο μια μηχανή σύντηξης και για να χρησιμοποιηθεί για τον επόμενο κύκλο λειτουργίας της μηχανής.

6.3.Ιατρικές εφαρμογές: Άλλη μια χρήση της έρευνας για σύντηξη

Πριν ολοκληρώσουμε το παρόν κεφάλαιο είναι αναγκαίο να τονίσουμε ότι όλα τα προηγούμενα, πέρα από την βασική έρευνα σε πλάσμα σύντηξης με σκοπό την παραγωγή ενέργειας, βρίσκουν εφαρμογή και σε άλλους τομείς εξίσου σημαντικούς. Η διάταξη που μελετάμε, η οποία αντιστοιχεί σε τοπολογία ανοικτών μαγνητικών γραμμών για την συγκράτηση του πλάσματος, μπορεί να χρησιμεύσει τόσο για την παραγωγή νετρονίων, όπως έχουμε ήδη παρατηρήσει (Γράφημα 6.9), όσο και για διάφορες σημαντικές ιατρικές εφαρμογές. Πιο συγκεκριμένα, τα πρωτόνια που παράγονται από τις βασικές αντιδράσεις σύντηξης {6.1} (πρωτόνια κινητικής ενέργειας 3.02MeV) και {6.4} (πρωτόνια κινητικής ενέργειας 14.7MeV) μπορούν να χρησιμοποιηθούν για την παραγωγή ραδιοϊσοτόπων τα οποία είναι πολύ χρήσιμα στην ιατρική. Πάρα πολλά διαγνωστικά για καρκίνους, καρδιακά νοσήματα και ανωμαλίες στις αρτηρίες και τον εγκέφαλο, χρησιμοποιούν αυτά τα παραγόμενα ραδιοϊσότοπα. Ειδικότερα η εκπομπή ποζιτρονίων (positron emission tomography, PET) αποτελεί ένα από τα βασικότερα διαγνωστικά για καρκίνους διαφόρων ειδών, τα οποία είναι πολύ πιο ισχυρά σε σύγκριση με τους αξονικούς τομογράφους και τους υπερήχους. Η θεωρία των ραδιοϊσοτόπων βασίζεται στο γεγονός ότι όταν ένα ποζιτρόνιο (e⁺) αντιδράσει με ένα ηλεκτρόνιο (e⁻) προκύπτουν δυο ακτίνες γ με αντίθετες διευθύνσεις και ενέργεια 0.511MeV η κάθε μια^[105].

Όπως τονίσαμε και προηγουμένως μπορούμε να παράγουμε διάφορα ραδιοϊσότοπα με την βοήθεια των πρωτονίων που έχουμε παράγει μέσω των βασικών αντιδράσεων σύντηξης. Στον πίνακα που ακολουθεί (Πίνακας 6.5)^[105] παρουσιάζονται ορισμένα από αυτά τα ραδιοϊσότοπα με τους αντίστοιχους χρόνους ημιζωής.

| Parent isotope | Production reaction | PET isotope | Half-life (min) |
|-------------------|------------------------|-------------------|--------------------|
| ¹⁸ O | (p, n) | ¹⁸ F | 110 |
| ⁹⁴ Mo | (p, n) | ^{94m} Tc | 52 |
| ¹⁴ N | (p, <i>α</i>) | ¹¹ C | 20 |
| ¹⁶ O | (p, <i>α</i>) | ¹³ N | 10 |
| ¹³ C | (p, n) | | |
| ¹⁵ N | (p, n) | ¹⁵ O | 2 |

<u>ΠΙΝΑΚΑΣ 6.5</u>

Πίνακας 6.5: Πίνακας ισοτόπων που παράγονται με αντιδράσεις πρωτονίων διαφόρων ενεργειών.

Στην πρώτη στήλη του πίνακα είναι τα μητρικά ισότοπα, στην δεύτερη είναι η αντίδραση παραγωγής των ισοτόπων που προκύπτουν, ενώ στις δυο τελευταίες στήλες παρουσιάζονται τα ραδιοϊσότοπα που έχουν παραχθεί, μαζί με τους αντίστοιχους χρόνους ημιζωής τους σε λεπτά. Παρατηρώντας πιο προσεκτικά τις δυο πρώτες στήλες, βλέπουμε ότι όλοι οι μητρικοί πυρήνες αντιδρούν με τα πρωτόνια με σκοπό την παραγωγή των ΡΕΤ ισοτόπων. Αυτό το γεγονός και μόνο μαρτυρά πόσο θεμελιώδης είναι η παραγωγή των πρωτονίων.

Στο γράφημα 6.12 παρουσιάσαμε την παραγωγή πρωτονίων κινητικής ενέργειας 3.02MeV μέσω της αντίδρασης D(D, $T_{(1.01MeV)})p_{(3.02MeV)}$, οπότε είναι απαραίτητο να παρουσιάσουμε και την επόμενη γραφική παράσταση (Γράφημα 6.20) στην οποία παρουσιάζονται και τα πρωτόνια κινητικής ενέργειας 14.7MeV που προκύπτουν μέσω της αντίδρασης D(He³, He⁴_(3.6MeV))p_(14.7MeV).



Γράφημα 6.20:Παραγωγή πρωτονίων κινητικής ενέργειας 14.7MeV από την αντίδραση D-He³.

Στην τελευταία γραφική παράσταση λάβαμε υπόψη τις αντιδράσεις {6.1}, {6.2} και {6.4} υποθέτοντας ότι η αρχική συγκέντρωση του D είναι ξανά 2·10¹⁹ σωμάτια/cm³ ενώ η αρχική συγκέντρωση του He³ είναι 2·10¹⁴ σωμάτια/cm³. Με κόκκινο και ροζ χρώμα είναι ο χρονικές εξελίξεις του D και των πρωτονίων ενέργειας 3.02MeV αντίστοιχα, ενώ με καφέ και βιολετί καμπύλες είναι οι χρονικές εξελίξεις του He³ και των πρωτονίων ενέργειας 14.7MeV αντίστοιχα. Η ροζ καμπύλη μαζί με την βιολετί είναι εκείνες που μας δείχνουν την παραγωγή πρωτονίων τα οποία χρησιμοποιούνται όπως είπαμε για την παραγωγή διαφόρων ραδιοϊσοτόπων πολύ χρήσιμων στη σύγχρονη ιατρική.

Κλείνοντας το συγκεκριμένο κεφάλαιο, το οποίο μαζί με το πέμπτο, αποτελούν το βασικό μέρος της διπλωματικής εργασίας, είναι απαραίτητο να προβούμε και σε ορισμένα βασικά συμπεράσματα. Χρησιμοποιώντας την διάταξη ανοιχτών μαγνητικών γραμμών (mirror like) για τον περιορισμό και την συγκράτηση του πλάσματος μέσα στα όρια της μηχανής σύντηξης, και θεωρώντας ως «καύσιμο» λειτουργίας το μίγμα D-D και D-T για θερμοκρασίες 50KeV, δείξαμε με την βοήθεια των βασικότερων πυρηνικών αντιδράσεων σύντηξης και ύστερα από την μελέτη της χρονικής εξέλιξης των αντιδρώντων και των προϊόντων που λαμβάνουν μέρος στις αντιδράσεις αυτές, ότι οι προσδοκίες για την παραγωγή καθαρής ενέργειας είναι βάσιμες, ενώ και από την μελέτη των αποτελεσμάτων και των γραφικών παραστάσεων που προηγήθηκε, αποδεικνύεται με τον πιο προφανή τρόπο αυτό που είχαμε τονίσει και από την εισαγωγή ακόμα. Ότι δηλαδή αξίζει τον κόπο να δαπανηθούν αρκετά εκατομμύρια ευρώ για την υλοποίηση της ιδέας ότι από απλές πρώτες ύλες (όπως είναι το δευτέριο) υπάρχει η δυνατότητα να παραχθεί καθαρή ενέργεια. Μια ενέργεια που τόσο ανάγκη την έχει η κοινωνία μας και οι γενιές που ακολουθούν.

Τα αποτελέσματα που παρουσιάσαμε στο κεφάλαιο αυτό είναι ενθαρρυντικά και άκρος συμβατά με τα πειραματικά δεδομένα γεγονός που αποδεικνύει και τον λόγο για τον οποίο πραγματοποιήθηκε η παρούσα εργασία. Για να δείξουμε δηλαδή τους λόγους για τους οποίους είναι απαραίτητο να μελετηθεί η παραγωγή ενέργειας από σύντηξη, και ότι η παραγωγή αυτή δεν ανήκει σε σενάρια επιστημονικής φαντασίας, αλλά είναι πραγματοποιήσιμη σύμφωνα πάντα με τα αποτελέσματα που παρουσιάσαμε.

Μιας λοιπόν και τα αποτελέσματα είναι αισιόδοξα για το μέλλον της παραγωγής καθαρής ενέργειας από σύντηξη, στο κεφάλαιο που ακολουθεί παρουσιάζουμε μια ενδιαφέρουσα εφαρμογή όλων αυτών που είναι η σύντηξη σε χαμηλές θερμοκρασίες με την βοήθεια των μεσονίων.

ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ: ΣΥΝΤΗΞΗ ΣΕ ΧΑΜΗΛΕΣ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΕΣ

7.1.Πειγραφή των μεσονίων

Το μεσονικό άτομο (γνωστό στην διεθνή βιβλιογραφία σαν exotic atom) είναι το άτομο στο οποίο ο πυρήνας αποτελείται από πρωτόνια και νετρόνια όπως το απλό άτομο, με την διαφορά όμως ότι γύρω του δεν περιστρέφονται ηλεκτρόνια αλλά μεσόνια. Τα «εξωτικά» άτομα, είναι μοναδικές παγίδες για στοιχειώδη σωματίδια όπως είναι τα μιόνια και τα πιόνια και επιτρέπουν στους φυσικούς να επαληθεύσουν βασικούς νόμους και θεωρίες, όπως για παράδειγμα την κβαντική ηλεκτροδυναμική, την θεωρεία ισχυρών αλληλεπιδράσεων, και τις ιδιότητες των στοιχειωδών σωματιδίων.

Εκτός από τα προηγούμενα, η ανακάλυψη των μεσονικών ατόμων μπορεί να προσφέρει πολλά τόσο στην Φυσική όσο και στον πολιτισμό γενικότερα, αφού με την βοήθειά τους ίσως μπορέσουμε να ανακαλύψουμε και να χρησιμοποιήσουμε νέες, μη ρυπογόνους, πηγές ενέργειας.

Μια σημαντική εφαρμογή που αξίζει τον κόπο να αναφέρουμε στο κλείσιμο τούτης της εργασίας είναι η χρήση τον μεσονικών ατόμων στην σύντηξη σε χαμηλές θερμοκρασίες, δηλαδή σύντηξη με αντικατάσταση των κλασικών ατόμων, από τα «εξωτικά», εάν και εφόσον βέβαια, μπορέσουμε να παράγουμε με εύκολο και οικονομικό τρόπο τα μεσόνια που θα χρειαστεί να χρησιμοποιήσουμε.

Τα μεσόνια (mesons) είναι μια κατηγορία αδρονίων (η άλλη είναι τα βαρυόνια) τα οποία έχουν εσωτερική δομή και σχηματίζονται από ζεύγος quark – antiquark (π.χ. το π⁺ αποτελείται από ένα ζευγάρι *ud*).Τα κυριότερα είδη μεσονίων είναι τα π⁺, π⁻ και π⁰ τα οποία έχουν μάζα περίπου 139.6 MeV/c² και χρόνο ημιζωής 2.6 10⁻⁸ sec περίπου^[103]. Στα μεσονικά άτομα (ή exotic atoms) το ηλεκτρόνιο έχει αντικατασταθεί είτε από ένα π⁻ είτε από ένα π⁺ και για αυτόν το λόγω ονομάζονται και πιονικά άτομα τα οποία είναι τα βασικότερα «εναλλακτικά» άτομα που υπάρχουν. Πέρα όμως από τα μεσονικά άτομα υπάρχουν και τα μιονικά όπου αντί ηλεκτρόνιο υπάρχει το μ⁻ ,το μ⁺, ή το e⁺ και τα βαρυονικά όπου το ηλεκτρόνιο εδώ δίνει την θέση του σε κάποιο βαρυονικό αντισωμάτιο (π.χ. αντιπρωτόνιο).

7.2.Μαθηματική περιγραφή του μεσονικού ατόμου

Μια σημαντική διαφορά ανάμεσα στο μεσονικό άτομο και στο κλασικό άτομο με το ηλεκτρόνιο αφορά την ακτίνα του ατόμου. Η ακτίνα του πρώτου είναι πολύ μικρότερη σε σχέση με την ακτίνα του δεύτερου, δηλαδή καταλαμβάνουν μικρότερο όγκο, με αποτέλεσμα να απαιτείται μικρότερη ενέργεια αλληλεπίδρασης για να γίνει η πυρηνική σύντηξη. Αυτό είναι πολύ σημαντικό αφού η πυρηνική σύντηξη είναι η νέα μέθοδος για μη ρυπογόνους πηγές ενέργειας και εργαστήρια στην Ευρώπη μελετούν αυτή την μέθοδο, όπως έχουμε αναλύσει εκτενώς σε προηγούμενα κεφάλαια.

Πιο συγκεκριμένα η διαφορά στην ακτίνα, οφείλεται στην διαφορά μάζας ανάμεσα στο ηλεκτρόνιο και το μιόνιο. Η ακτίνα του ατόμου δίνεται από την μαθηματική σχέση:

$$r = \frac{\hbar}{\mu c \alpha Z}$$

όπου μ είναι η ανοιγμένη μάζα του ατόμου.

Ξέρουμε όμως ότι η ανοιγμένη μάζα δίνεται από την σχέση:

$$\mu = \frac{m_1 \cdot m_2}{m_1 + m_2} \approx \frac{m^2}{2m} = \frac{m}{2}$$

ενώ ισχύει ότι $m_e=5\cdot 10^{-4} \text{ GeV/c}^2$ ενώ $m_{\mu}=10^{-1} \text{ GeV/c}^2$ άρα σύμφωνα και με τις παραπάνω σχέσεις παρατηρούμε ότι η ακτίνα του μεσονικού ατόμου είναι πολύ μικρότερη σε σχέση με την αντίστοιχη του ατόμου με το ηλεκτρόνιο.

Το παραπάνω συμπέρασμα μπορεί να περιγραφεί και σχηματικά με την παρακάτω εικόνα (Εικόνα 7.1)^[90]:



Εικόνα 7.1:Σχηματική αναπαράσταση της διαφοράς στην ακτίνα ανάμεσα στο κλασικό και το μεσονικό άτομο.

Εκτός όμως από την ακτίνα που αλλάζει, έχουμε μεταβολή και στην ενέργεια σύνδεσης του ατόμου που και αυτή οφείλεται στην διαφορά μάζας ανάμεσα σε ηλεκτρόνιο και μεσόνιο.

Η ενέργεια σύνδεσης του ατόμου δίνεται από την μαθηματική σχέση:

$$E_n = -\frac{\mu c^2 \alpha^2 \mathbf{Z}^2}{2n^2}$$

Σε αντίθεση με την ακτίνα του ατόμου που ελαττώνεται, η ενέργεια σύνδεσης αυξάνεται αφού η ανοιγμένη μάζα βρίσκεται αυτή την φορά στον αριθμητή του κλάσματος και όπως έχει εξηγηθεί παραπάνω ξέρουμε ότι m_μ > m_e

Τέλος θα προβούμε και σε μια ανάλυση της ενέργειας ιονισμού του κλασικού και του μεσονικού ατόμου, στην ενέργεια δηλαδή που απαιτείται ώστε το ηλεκτρόνιο (ή αντίστοιχα το μεσόνιο) να απομακρυνθεί από την ελκτική δύναμη του πυρήνα του ατόμου. Είναι γνωστό ότι στα κλασικά άτομα (για λόγους απλότητας θα αναφερθούμε στο άτομο του υδρογόνου) η ενέργεια ιονισμού υπολογίζεται από την παρακάτω εξίσωση:

$$E_{tov} = E_{\infty} - E_1 = 0 - (-13.6eV) = 13.6eV$$

Αντίθετα, η αντίστοιχη ενέργεια στα μεσονικά άτομα (όπως προκύπτει και από την εικόνα 7.1) είναι η εξής:

$$E_{10V.} = E_{\infty} - E_1 = 0 - (-2.8 \text{KeV}) = 2.8 \text{KeV}$$

Συγκρίνοντας τις δυο τιμές παρατηρούμε ότι η ενέργεια ιονισμού του μεσονικού ατόμου είναι περίπου τρείς τάξεις μεγέθους μεγαλύτερη από την αντίστοιχη του κλασικού ατόμου πράγμα που σημαίνει ότι απαιτείται πολύ περισσότερη ενέργεια για να απομακρυνθεί το μεσόνιο από το άτομο.

Έναν άλλο υπολογισμό που μπορούμε να κάνουμε είναι και αυτός του μήκους κύματος για την αντίστοιχη ενέργεια ιονισμού που υπολογίσαμε προηγουμένως. Χρησιμοποιώντας λοιπόν την σχέση

$$E = h \cdot v$$
 και $v = \frac{c}{\lambda}$

έχουμε ότι το μήκος κύματος θα δίνεται από την σχέση

$$\lambda = \frac{h \cdot c}{E}$$

Γνωρίζουμε όμως ότι: h (σταθερά Planck) = $4.13 \cdot 10^{-15}$ eV·sec και c (ταχύτητα φωτός) = $3 \cdot 10^8$ m/sec Εάν αντικαταστήσουμε τώρα αυτές τις γνωστές τιμές στην τελευταία σχέση, όπως επίσης και την τιμή για την ενέργεια ιονισμού που έχουμε ήδη υπολογίσει (=2.8 KeV), θα έχουμε για το μήκος κύματος ότι

$$\lambda \approx 4.4 \cdot 10^{-10} m$$

7.3.Παραγωγή μεσονικού ατόμου

Αυτό που μας ενδιαφέρει τώρα είναι να δούμε πώς παράγονται αυτά τα πιόνια και πώς εμφυτεύονται σε μια πυρηνική επιφάνεια. Υπάρχουν διάφοροι τρόποι, δυο από τους οποίους είναι η αντικατάσταση του στόχου νετρονίου από πιόνιο και ο άλλος είναι η αντικατάσταση ενός ανενεργού πρωτονίου από ένα ίδιο αλλά με υψηλή δραστικότητα. Όταν οι ενέργειες φτάσουν τα επίπεδα της ενέργειας σύνδεσης των εξωτερικών ηλεκτρονίων των ατόμων, τότε συλλαμβάνονται από το άτομο με αποτέλεσμα να δημιουργηθεί το μεσονικό άτομο.

Αξίζει να αναφέρουμε εδώ ότι τα πιόνια παράγονται και στο εργαστήριο, μέσα σε επιταχυντές, μέσω των παρακάτω αντιδράσεων^[103]:

 $hv + p \rightarrow \pi^{o} + p$ $hv + d \rightarrow \pi^{o} + d$ $p + p \rightarrow \pi^{+} + n + p$ $hv + p \rightarrow \pi^{+} + n$ $hv + n \rightarrow \pi^{-} + p$

Στο σημείο αυτό θα περιγράψουμε με λίγα λόγια πώς ακριβώς γίνεται η προηγούμενη διαδικασία, πώς δηλαδή παράγεται ένα μεσονικό άτομο. Όταν ένα σωμάτιο αρνητικού φορτίου και χαμηλής ενέργειας πλησιάσει τον πυρήνα, υπάρχει η δυνατότητα να συλληφθεί από αυτόν με την δράση της δύναμης Coulomb. Η «αρπαγή» αυτή γίνεται με ταυτόχρονη εκδίωξη ενός περιφερειακού ατομικού ηλεκτρονίου. Εάν τώρα το σωμάτιο αυτό που συλλαμβάνεται είναι μεσόνιο, τότε η μονάδα που δημιουργείται δεν είναι τίποτα άλλο παρά ένα μεσονικό άτομο. Η σύλληψη αυτή των μεσονίων γίνεται σε υψηλές τροχιές (n≅15-16) και η μετάπτωση από την μια τροχιά στην άλλη γίνεται καταρχήν με εκπομπή ηλεκτρονίων και κατόπιν με εκπομπή εικόνα που ακολουθεί (Εικόνα 7.2)^[104]:



Εικόνα 7.2:Αναπαράσταση της παραγωγής ενός μεσονικού ατόμου με την σύλληψη ενός π· μεσονίου.

Στην προηγούμενη εικόνα με μπλέ χρώμα παριστάνεται το μεσόνιο που συλλαμβάνεται, ενώ με πράσινο είναι το ηλεκτρόνιο το οποίο απομακρύνεται από το άτομο.

Τα μεσόνια φθάνουν στην κατάσταση 2p σε 10⁻¹³ με 10⁻¹⁴ sec. Η μετάπτωση 2p→1s έχει χρόνο ημιζωής 10⁻¹⁸ sec και αποκτά ιδιαίτερο ενδιαφέρον εάν αναλογιστούμε το γεγονός ότι επηρεάζεται πολύ από το φορτίο του πυρήνα.

Ο λόγος τώρα που χρησιμοποιούμε κυρίως τα μ-μεσόνια, εγκύπτει στο γεγονός ότι πλεονεκτούν έναντι των ηλεκτρονίων λόγω της μεγαλύτερης μάζας τους. Αυτό σημαίνει ότι η τροχιά του μ-μεσονίου περνά μέσα από τον πυρήνα, και η αλληλεπίδραση μεταξύ τους είναι μόνο μεταξύ φορτίων και σχεδόν καθόλου πυρηνική. Για την πραγματοποίηση των πειραμάτων των μεσονικών ατόμων απαιτείται μεγάλος αριθμός μιονίων (~10¹⁵ μιόνια/sec), τα οποία παράγονται όταν πρωτόνια από επιταχυντή αλληλεπιδράσουν με τον στόχο οπότε και παράγονται τα π⁻. Το κατώφλι ενέργειας της συγκεκριμένης αντίδρασης είναι 2·140 MeV=290 MeV περίπου.

7.4.Παραγωγή ενέργειας με την βοήθεια μεσονικών ατόμων

Το 1947 πρώτοι οι επιστήμονες F.C.Frank και Andrei Sakharov^[4] απέδειξαν ότι μπορεί να συμβούν αντιδράσεις θερμοπυρηνική σύντηξης με μεσονικά άτομα, με αρκετά καλή πιθανότητα σε σχέση με τις αντιδράσεις που γίνονται με τα κλασικά άτομα, ενώ πολλά χρόνια αργότερα αποκαλύφτηκε και πειραματικά ότι πολλές αντιδράσεις θερμοπυρηνικής σύντηξης μπορούν να καταλυθούν από τα μεσόνια.

Για να συμβεί αυτό, μια δέσμη αρνητικών μιονίων, τα οποία τις περισσότερες φορές προέρχονται από την διάσπαση των πιονίων (αντίδραση της τάξης των 300 MeV), στέλνονται σε στόχο από δευτέριο ή από τρίτιο χαμηλής θερμοκρασίας (περίπου 3K δηλαδή -270 ⁰C). Στην συνέχεια το μιόνιο έχει την δυνατότητα να εκτοπίσει το ηλεκτρόνιο από την θέση του έξω από τον πυρήνα και να το αντικαταστήσει, αφού έχει 207 φορές μεγαλύτερη μάζα σε σχέση με το ηλεκτρόνιο. Αποτέλεσμα αυτής της διαδικασίας είναι και η μείωση της ηλεκτρομαγνητικής αντίστασης ανάμεσα στους δυο πυρήνες οπότε είναι και πιο πιθανή η σύντηξή τους. Η πλειονότητα των μιονίων που συμμετέχουν στην παραπάνω διαδικασία είναι ικανά να καταλύσουν ακόμα περισσότερες αντιδράσεις θερμοπυρηνικής σύντηξης στην συνέχεια. Το μεγαλύτερο επίτευγμα «μιονικής» σύντηξης είναι η κατάλυση περίπου 100 αντιδράσεων ανά μιόνιο. Ένα πρακτικό πρόβλημα που αφορά τον παραπάνω τρόπο σύντηξης είναι ότι τα μιόνια είναι ασταθή, διασπούνται δηλαδή σε πολύ μικρό χρονικό διάστημα (της τάξης των μsec) με αποτέλεσμα να πρέπει να παράγονται συνεχώς καινούρια μιόνια, πριν διασπαστούν τα προηγούμενα.

Ποίο συγκεκριμένα έχει αποδειχθεί πειραματικά και με ακριβείς υπολογισμούς ότι ο χρόνος αντίδρασης για μια αντίδραση D-T είναι τ_f=7x10⁻¹³ sec σε ένα DμT «ψευδομόριο»^[4] (σε ένα μόριο δηλαδή στο οποίο το ηλεκτρόνιο έχει αντικατασταθεί από ένα μεσόνιο) και σε μια αντίδραση D-D ο αντίστοιχος χρόνος αγγίζει τα τ_f=1.5x10⁻⁹ sec για ένα DμD «ψευδομόριο»^[4] (Εικόνα 7.3)^[4]. Μετά από αυτές τις αντιδράσεις τα περισσότερα από τα μεσόνια είναι ελεύθερα και ικανά να καταλύσουν επόμενες αντιδράσεις όπως αναφέρθηκε και στην προηγούμενη παράγραφο.



Εικόνα 7.3:Κύκλος κατάλυσης σε μια αντίδραση D-T.

Όπως παρατηρούμε, το μιόνιο είναι δυνατόν να προκύψει είτε από το «ψευδοάτομο» Τμ είτε από το Dμ, και η πυρηνική αντίδραση D-T μπορεί να συμβεί σε περίπου 7x10⁻¹³ sec.

Σημαντικό στοιχείο είναι ότι για να συμβεί ο προηγούμενος κύκλος και να παραχθεί ενέργεια από πυρηνική σύντηξη, θα πρέπει απαραίτητα κάθε μια αντίδραση που καταλύεται να παράγει περισσότερη ενέργεια από αυτή που απαιτείται για να παραχθεί το μιόνιο μ, που «καταλύει» την αντίδραση.

Πρέπει να τονιστεί πως το γεγονός ότι η αντίδραση γίνεται σε χαμηλή θερμοκρασία με «καταλύτη» τα μεσόνια, δεν σημαίνει ότι αλλάζουν και τα προϊόντα της αντίδρασης. Παίρνουμε τα ίδια προϊόντα με τις κλασικές αντιδράσεις σύντηξης που έχουμε περιγράψει στο προηγούμενο κεφάλαιο, αλλά με μικρότερες κινητικές ενέργειες.

Ένα από τα γνωστά προϊόντα των αντιδράσεων θερμοπυρηνικής σύντηξης είναι και το He⁴. Όπως προκύπτει και από την τελευταία εικόνα,

μετά την αντίδραση της σύντηξης το μεσόνιο κολλά στο παραγόμενο ήλιο (μHe⁴) όπου και παραμένει. Το ότι το μεσόνιο δεσμεύεται από το He⁴ έχει σαν αποτέλεσμα να διακόπτεται ο κύκλος της παραγωγής του «ψευδομορίου», άρα και των πυρηνικών αντιδράσεων σε χαμηλή θερμοκρασία γενικότερα. Επιπλέον, δεδομένου ότι τα μεσόνια έχουν μικρό χρόνο ζωής όπως έχουμε αναφέρει και πριν, εκείνα τα οποία δεσμεύονται δεν έχουν την δυνατότητα να συνεχίσουν να «καταλύουν» αντιδράσεις D-D ή D-T.

Πειράματα που έγιναν στις αρχές τις δεκαετίας του '90 απέδειξαν ότι περίπου το 3% αυτών των ατόμων υπάρχουν σε καταστάσεις με χρόνο ημιζωής της τάξης των μsec (10⁻⁶ sec) και τάξη μεγέθους μεγαλύτερες σε σχέση με τα υπόλοιπα μεσονικά άτομα, ενώ η ενέργεια ιονισμού φτάνει περίπου τα 25eV. Εάν κάνουμε και τους υπολογισμούς για το αντίστοιχο μήκος κύματος όπως και στην προηγούμενη παράγραφο, το βρίσκουμε περίπου ίσο με 0.5·10⁻⁷ m.

Αξίζει να σημειωθεί ότι έχουν πραγματοποιηθεί και πειράματα στα οποία ακτινοβολούν τα συγκεκριμένα άτομα με κατάλληλου μήκος κύματος δέσμη λέιζερ, με αποτέλεσμα αυτά να ιονίζονται (Εικόνα 7.4)^[93].



Εικόνα 7.4:Σχηματική απεικόνιση των πειραμάτων ακτινοβόλησης των μεσονικών ατόμων με δέσμες λέιζερ.



ΣΧΟΛΙΑ & ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Αν εξαιρέσει κανείς τις περιστασιακές διακυμάνσεις στις τιμές του πετρελαίου, του φυσικού αερίου και του ηλεκτρικού ρεύματος, η κοινή γνώμη δεν ανησυχεί σήμερα ιδιαίτερα για την ενεργειακή κρίση. Παρόλα αυτά, στις αρχές του επόμενου αιώνα, και εφόσον οι ρυθμοί κατανάλωσης ενεργειακών πόρων παραμείνει σταθερή, οι παρακαταθήκες πετρελαίου στη Γη θα αγγίξουν το μηδέν. Οι πηγές φυσικού αερίου πιθανώς θα επαρκέσουν για έναν ακόμη αιώνα. Τα τεράστια αποθέματα κάρβουνου που διαθέτουμε, θα επαρκέσουν για πολλούς αιώνες ακόμα, αλλά η καύση κάρβουνου θα επιβαρύνει πολύ σημαντικά το περιβάλλον. Αναφέρουμε ενδεικτικά ότι σε ότι αφορά μόνο τις ΗΠΑ, από το 1990 μέχρι σήμερα απελευθερώνονται κατά έτος περισσότεροι από 1.3 δισεκατομμύρια τόνοι διοξειδίου του άνθρακα στην ατμόσφαιρα ως αποτέλεσμα της καύσης κάρβουνου και άλλων ορυκτών καυσίμων.

Η 21^η Νοεμβρίου 2006 θα αποτελέσει σταθμό στην ιστορία της επιστήμης. Εκείνο το πρωινό υπογράφηκε στο Elysee Palace του Παρισιού η Διεθνής συμφωνία για το ITER. Το πρόγραμμα κατασκευής του υπήρξε αποτέλεσμα προσπαθειών αρκετών δεκαετιών που κατέλαβε η διεθνής επιστημονική κοινότητα της σύντηξης, και σκοπό έχει να μελετηθεί το πλάσμα σε ανάλογες συνθήκες με αυτές που χρειάζονται για την παραγωγή ενέργειας μέσω σύντηξης.

Η ολοκλήρωση της κατασκευής αναμένεται ότι θα γίνει γύρω στο 2016 και αν τα αποτελέσματα αποδειχθούν επιτυχή, ύστερα από πενήντα χρόνια θα μπορέσει να κατασκευαστεί αντιδραστήρας DEMO ο οποίος θα αποδεικνύει ότι η μαγνητική συγκράτηση του πλάσματος μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την παραγωγή ενέργειας. Κύριος μοχλός για την κατασκευή του ITER είναι η Ευρωπαϊκή Ένωση η οποία θα συνεισφέρει το 50% από τα περίπου 10 δισεκατομμύρια ευρώ που είναι ο προϋπολογισμός του.

Παρά την ύπαρξη μεγάλων τεχνικών εμποδίων στο δρόμο για τη χρήση της πυρηνικής σύντηξης για την παραγωγή «καθαρής» ενέργειας για τον άνθρωπο, η ιδέα εξακολουθεί να παραμένει εξαιρετικά ειδυλλιακή, καθώς εάν αυτή επιτευχθεί οι πρώτες ύλες που απαιτεί υπάρχουν σε αφθονία στη φύση. Τα καύσιμα της πυρηνικής σύντηξης, δηλαδή το δευτέριο και το τρίτιο, είναι ουσιαστικά ανεξάντλητα. Το δευτέριο μπορεί να απομονωθεί από τα θαλασσινό νερό και το τρίτιο μπορεί να παραχθεί εύκολα σαν υποπροϊόν της αντίδρασης ενός ενεργοποιημένου νετρονίου και του λιθίου, ένα ελαφρύ μέταλλο που βρίσκεται σε αφθονία στη φύση. Από την άλλη τα απόβλητα ενός αντιδραστήρα σύντηξης είναι το αέριο ήλιο (αέριο που χρησιμοποιείται στα μπαλόνια), αέριο φιλικό προς το περιβάλλον. Αντίστοιχα η απομάκρυνση των αποβλήτων των αντιδραστήρων σχάσης είναι εξαιρετικά δύσκολη και καταστρεπτική για το περιβάλλον διότι έχουν υψηλή ραδιενέργεια και πολύ μεγάλο χρόνο ημιζωής (ο χρόνος αυτός εκτιμάται σε μερικές εκατοντάδες χρόνια). Στις μηχανές σύντηξης, από τα υλικά που εμπλέκονται στις πυρηνικές αντιδράσεις, ραδιενεργό είναι μόνο το τρίτιο που έχει χρόνο ημιζωής 12.26 χρόνια περίπου. Όμως σχεδόν όλοι αυτοί οι πυρήνες προβλέπεται να αναλώνονται στις πυρηνικές αντιδράσεις, με επαναληπτική ανακύκλωση. Ταυτόχρονα ραδιενέργεια παράγεται και κατά την διαδικασία του τερματισμού της σύντηξης, η οποία όμως είναι ελάχιστη. Το μόνο ραδιενεργό υλικό που παρουσιάζεται σε αυτές τις περιπτώσεις, αποκτώντας σχεδόν μηδαμινή τιμή ραδιενέργειας είναι τα τοίχωμα του αντιδραστήρα.

(Πρώτες Ύλες) (Προϊόντα) Θωράκιση Αντιδραστήρα $Li + n \rightarrow He^4 + t$ Υδρογόνο Φυσικό Οξυγόνο νερό → n + He⁴ Πλάσμα Ήλιο He^4 Λίθιο Κενό Μανδύας Ηλεκτρική Θέρμανση πλάσματος Θερμική Ηλεκτρική Ενέργεια Ηλεκτρομαγνήτες, κλπ. Ενέργεια Ενέργεια

Στην εικόνα που ακολουθεί (Εικόνα 8.1)^[89] παρουσιάζεται η σχηματική διάταξη των στοιχείων που θα αποτελέσουν μια μηχανή σύντηξης.

Εικόνα 8.1: Σχηματική διάταξη των βασικών στοιχείων μιας μηχανής σύντηξης.

Η «καρδιά» του αντιδραστήρα μοιάζει με έναν θάλαμο καύσης στον οποίο προσάγεται το κατάλληλο μίγμα ατόμων δευτερίου και τριτίου. Για να δημιουργηθεί ανάφλεξη στο μίγμα θα πρέπει να αυξηθεί πολύ η θερμοκρασία του πράγμα που πετυχαίνεται με κατάλληλες διατάξεις θέρμανσης, όπως έχουμε περιγράψει σε προηγούμενη παράγραφο. Η θερμοκρασία παίρνει τέτοιες τιμές, ώστε το μίγμα να συμπεριφέρεται ως πλάσμα, το οποίο με την σειρά του θα πρέπει να συγκρατηθεί με κατάλληλα μαγνητικά πεδία ώστε αν μην έρχεται σε επαφή με τα τοιχώματα τις διάταξης. Η παραγόμενη ενέργεια που έχει κυρίως συσσωρευτεί στο μανδύα λιθίου, απάγεται και μετατρέπεται σε ηλεκτρική, που είναι και ο απώτερος σκοπός λειτουργίας μιας μηχανής σύντηξης. Στο σημείο αυτό είναι απαραίτητο να προβούμε και στα βασικά συμπεράσματα που προκύπτουν ύστερα από την ολοκλήρωση της παρούσας διπλωματικής διατριβής. Από τα πρώτα κιόλας κεφάλαια, είδαμε πόσο αναγκαία είναι για την σύγχρονη απαιτητική κοινωνία η ανάπτυξη νέων μορφών ενέργειας, και η ιδανικότερη από αυτές κρίνεται η ενέργεια που προκύπτει από την ελεγχόμενη θερμοπυρηνική σύντηξη με συγκράτηση μαγνητικού πεδίου.

Όπως προκύπτει τόσο από το πέμπτο κεφάλαιο, όπου αναφερόμαστε σε βασικές παραμέτρους αλλά και φυσικά μεγέθη που διέπουν την πυρηνική σύντηξη, όσο κυρίως από το έκτο, στο οποίο γίνεται η μαθηματική ανάλυση των βασικών αντιδράσεων σύντηξης, το βασικό και κύριο συμπέρασμα είναι ένα: η θεωρία της παραγωγής ενέργειας με την βοήθεια πυρηνικής σύντηξης συγκράτησης μαγνητικού πεδίου είναι υλοποιήσιμη και δεν ανήκει στην σφαίρα της φαντασίας. Τα πειραματικά αποτελέσματα και η μαθηματική τους ανάλυση που έχει προηγηθεί, αποδεικνύουν με τον πιο προφανή τρόπο, ότι το πρόβλημα της παραγωγής ενέργειας για τον πλανήτη μπορεί να λυθεί με την εφαρμογή της ελεγχόμενης θερμοπυρηνικής σύντηξης.

Ειδικότερα, αξίζει να αναφερθούμε στην ενότητα στην οποία προχωράμε στην ταυτόχρονη λύση του συστήματος που αποτελείται από τις βασικές αντιδράσεις θερμοπυρηνικής σύντηξης που λαμβάνουν χώρα μέσα σε μια μηχανή σύντηξης. Στο σημείο λοιπόν εκείνο είδαμε, ότι το κύριο καύσιμο της μηχανής αποτελεί ένα μείγμα D-D, και με την χρονική λύση του συστήματος αυτού, και ειδικότερα από τις γραφικές παραστάσεις που ακολούθησαν, παρατηρούμε ότι το καύσιμο αυτό μετά από ελάχιστο χρόνο παραμονής του μέσα στην μηχανή, «καίγεται» και εξαντλείται αφήνοντας πίσω του διάφορα προϊόντα τα περισσότερα από τα οποία έχουν μεγάλες τιμές κινητικής ενεργείας (της τάξεως των MeV).

Η εκμετάλλευση αυτής της κινητικής ενέργειας είναι και το ζητούμενο για το οποίο πρόκειται να δαπανηθούν πολλά δισεκατομμύρια ευρώ για την κατασκευή και την τελειοποίηση μιας μηχανής σύντηξης. Η κινητική ενέργεια των προϊόντων, ύστερα από κατάλληλη διεργασία, μετατρέπεται σε ηλεκτρική η οποία με την σειρά της, μέσω ενός δικτύου, διοχετεύει με ενέργεια εργοστάσια, σπίτια και ολόκληρες βιομηχανικές περιοχές, αντικαθιστώντας το πετρέλαιο, τον άνθρακα και άλλες ρυπογόνους πηγές ενέργειας.

Όπως τονίσαμε στο έκτο κεφάλαιο η μελέτη των βασικών πυρηνικών αντιδράσεων σύντηξης δεν περιορίζεται μόνο για την παραγωγή καθαρής ενέργειας, αλλά έχει και εφαρμογή τόσο στην παραγωγή νετρονίων όσο και στην ιατρική μέσω των ραδιοϊσοτόπων που παράγονται από τις αντιδράσεις κάποιων μητρικών πυρήνων με τα πρωτόνια που με την σειρά τους έχουν παραχθεί μέσω των βασικών αντιδράσεων που έχουμε μελετήσει. Αυτά τα ραδιοϊσότοπα είναι πολύ χρήσιμα για την διάγνωση καρκίνων, καρδιοεγκεφαλικών νοσημάτων κ.ά.

Τέλος στο έβδομο κεφάλαιο, είδαμε και μια εφαρμογή της σύντηξης που δεν είναι άλλη από την σύντηξη σε χαμηλές θερμοκρασίες. Εκεί περιγράψαμε τι είναι τα μεσονικά άτομα και πως μπορούν να αντικαταστήσουν τα γνωστά μας άτομα, και στην συνεχεία να χρησιμοποιηθούν και αυτά με την σειρά τους στην σύντηξη με σκοπό την παραγωγή ενέργειας. Ύστερα και από την εφαρμογή αυτή, ενισχύεται ακόμα περισσότερο η άποψη που υποστηρίζει ότι τα συμπεράσματα είναι ενθαρρυντικά στο θέμα παραγωγής ενέργειας, αφού τα μεσόνια μπορούν να καταλύσουν τις θερμοπυρηνικές αντιδράσεις και να προκύψουν και πάλι διάφορα προϊόντα, ίδια με τα αντίστοιχα των κλασικών αντιδράσεων, η κινητική ενέργεια των οποίων μπορεί να μετατραπεί σε ωφέλιμη ηλεκτρική.

Τελειώνοντας, μπορούμε να πούμε πλέον με σιγουριά, ότι οι οιωνοί είναι θετικοί, και οι πιθανότητες σε κάποιες δεκαετίες οι ισχύουσες πηγές ενέργειας να έχουν αντικατασταθεί από νέες, να είναι πολύ μεγάλες με αποτέλεσμα ο πλανήτης μας να μπορέσει να βγει από το ενεργειακό «αδιέξοδο» και να μπορέσει να αναπνεύσει ξανά.

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

Δρθρα-Βιβλία-Παρουσιάσεις

[1].Ι.Λ.Βομβορίδης,*Εισαγωγή στην Ελεγχόμενη Θερμοπυρηνική Σύντηξη*,Σχολείο Φυσικής και Τεχνολογίας Σύντηξης,Βόλος.

[2].Μάξιμος Τσάλας, *Στοιχεία Ηλεκτροδυναμικής και Εισαγωγή στο Πλάσμα*, Σχολείο Φυσικής και Τεχνολογίας Σύντηξης,Βόλος.

[3]. Έντυπο, Euratom « Έρευνα για την ελεγχόμενη σύντηξη, μια ενεργειακή επιλογή για το μέλλον της Ευρώπης», Γραφείο επίσημων εκδόσεων των Ευρωπαϊκών κοινοτήτων, Λουξεμβούργο.

[4]. Atzeni, Nuclear fusion reactions, chapter 01, 29/4/2004.

[5].C.W.Allen, *Astrophysical Quantities*, 3rd edition(Athlone Press, London, 1976).

[6].A.Anders, *A Formulary for Plasma Physics*, (Akademie-Verlag, Berlin, 1990).

[7].S.Glasstone and R.H Lovberg, *Controlled Thermonuclear Reactions*, (Van Nostrand, New York, 1960).

[8].G.H.Miley,H.Towner and N.Ivich,*Fusion Cross Section and Reactivities*,Rept.COO-2218-17(University of Illinois,Urbana,1974).

[9].B.H Duane, *Fusion Cross Section Theory*, Rept. BNWL-1685(Brookhaven National Laboratory, 1972).

[10].H.R. Griem, Plasma Spectroscopy, (Academic Press, New York, 1966).

[11].Yonghee Kim, *Fusion Breeding Blanket Tecnology*, Korea atomic energy research institute, 9 May 2007.

[12].J.D Huba, *Beam Physics Branch-Plasma Physics Division*, Washington, DC 20375.

[13].M.Q.Tran, *R&D for ITER*, Centre de Recherché en Physique des Plasmas.

[14].L.Giancarli,*Breeding Blanket Modules Testing in ITER*,7th International Symposium on Fusion Nuclear Technology,Tokyo,May 22-27,2005.

[15].J.Wesson, Tokamaks, Oxford Science Publications, 1997.

[16].C.A.F. Varandas, *Fusion: A Safe, Clean and Sustainable Energy for the Future*, Instituto Superior Tecnico, 1049-001 Lisboa, Portugal.

[17].*ITER, The Way to Fusion Power*, DG-Research of the EU Commission, 2002.

[18].*ITER*, *Energy for the Future*, DG-Research of the EU Commission, 2002.

[19].A.Yu.Chirkov,V.I Khvesyuk,*Advanced Fusion Cycles for High-Beta Magnetic Systems*,Bauman Moscow State Technical University.

[20].References to experimental measurements of branching rations and cross sections are listed in F.K.McGowan, et al., Nucl.Data Tables A6 and A8.

[21].G.A.Sawyer and J.A.Phillips,NM 87544/article LA-1578,Los Alamos Scientific Laboratory of the University of California.

[22].L.Buhler,C.Mistangelo,S.Horanyi,*Magnetohydrodynamic (MHD) Research at the Forschungszentrum Karlsruhe*,6th School of Fusion Physics and Technology,Volos 26-31.3.07.

[23].L.Buhler,Magnetohydrodynamics of Liquid Metals,6th School of Fusion Physics and Technology,Volos 26-31.3.07.

[24].Daniele Carati,Magnetohydrodynamics in Fusion Research,6th School of Fusion Physics and Technology,Volos 26-31.3.07.

[25].Dirk Hartmann, *Stellarator Wendelstein 7-X*, Max-Plank Institute for Plasma Physics, Greifswald-Germany, 27 Mar 2007.

[26].Alejandro Zurita, *The Euratom Fusion Programme*, 6th School of Fusion Physics and Technology, Volos 26-31.3.07.

[27].B.Weyssow, *Transport and Emission of Radiations in Plasmas*, Univesity Libre de Bruxelles, Belgium.

[28].Billings Brown,*Lithium Fission to Fuse Deuterium*,Salt Lake City,UT 84109.

[29].D.B.Hoisington, Nucleonics Fundamentals, McGraw-Hill (1959), p 302.

[30].R.Stephenson,*Introduction to Nuclear Engineering*,2nd ed.,McGraw-Hill (1958),pp 218,230.

[31].R.T.Bush, Fusion Facts, Mar 1994

[32].W.C.Jordan,S.M.Bowman,*Scale Cross-Sections Libraries*,NUREG/CR-0200,Revision 6,vol 3,section M4,ORNL/NUREG/CSD-2/V3/R6,Oak Ridge National Laboratory,2000.

[33].H.W.Wiesmann, Fusion Technology, vol 17, Mar 1990, p 350.

[34].T.Kawano,M.B.Chadwick,P.Talou,P.G Young,L.Bonneau,*Nuclear Reaction Data for Nuclear Technologies and Applications*,CNR 2007.

[35].O.Karl Nintermann and Rolf Wideroe, *Tritium Production and Cycling in a Fusion Reactor with Lithium Blanket*, P/1471, Switzerland.

[36].F.Post, *Controlled Fusion Research-An Application of the Physics of High Temperature Plasma*, Revs. Modern Phys., 28, 338-362 (1956).

[37].F.Ajzenberg and T.Lauritzen, *Energy Levels of Light Nuclei*, Revs. Modern Phys., 27, 77-166 (1955).

[38].J.M.Freeman,A.M.Lane and B.Rose,*Inelastic Neutron Scattering in Lithium Seven*,Phil.Mag.,46,17-30(1955).

[**39].**D.J.Hughes and R.B.Schwartz, *Neutron Cross-Sections*, Brookhaven National Laboratory BNL-325(1955, Supplement, 1957).

[40]. J.Freidberg, *Plasma Physics and Fusion Energy*, Cambridge University Press, (New York), 2007.

[41].S.Papastergiou, *A Blanket Concept for DEMO and Related MHD Effects*, 7th School of Plasma Physics & Technology, Volos 14-19 April 2008.

[42].Michinori Yamauchi, Takeo Nishitani, Satoshi Nishio, *Neutron Shielding and Blanket Neutronics Study on Low Aspect Ratio Tokamak Reactor.*

[43].Steve Grotz, *Blanket Concepts for the Aries Commercial Tokamak Reactor Study*, Department of Mechanical, Aerospace and Nuclear Engineering and Institute for Plasma and Fusion Research, University of California, Los Angeles, CA 90024-1597.

[44].*Conceptual design of the EU dual-coolant blanket*,20th IEEE/NPSS Symposium on Fusion Engineering,San Diego,CA,USA 2003.

[45].A.Minato,T.Tone,K.Miya,*Structural Analysis of First Wall/Blanket Vessel for a Tokamak Power Reactor.*

[46].M.Seki,*Prospect of Fusion Energy Development with Tokamak Systems*,IUPAC Workshop on Energy,May 13,2004.

[47].Gottingham W.N.,Greenwood D.A.,*Εισαγωγή στην Πυρηνική Φυσική*, Εκδόσεις: Τυπωθήτω.

[48].Stangeby P.C. and McCracken G.M., Plasma boundary phenomena in
Tokamaks, NuclearStangeby P.C. and McCracken G.M., Plasma boundary phenomena in
1225 (1990).

[49].Scott P.E.,Akulina D.K.,Gorini G. and Sindoni E.,*Diagnostics for contemporary fusion experiments*,Editrice Compositori, Bologna.

[50].Dr. Ian Falconer, *Advanced Plasma Diagnostic Techniques*, Lecture 6.1, Fri 23 May 2008.

[51].Goran Ericsson, *The ITER fusion energy project and its neutron diagnostics*, Dept. Neutron Research, Uppsala University.

[52].Dirk O.Gericke, *Physics of Fusion*, Lecture 15:Inertial Confiment Fusion.

[53].Allan Offenberg, *Fusion Energy*, Presentation to Standing Committee on Resources & Environment, March 2009.

[54].Sameer Khirwadkar, *Prototype Divertor System: Steels and Fabrication Technologies*, Institute for Plasma, Bhat-India, 21-July-2008.

[55].G.P.Sanguinetti, *Fabrication of Divertor Cassettes for ITER*, 2nd International Summer School on Fusion Technology, Karlsruhe-Germany, 1-12 September 2008.

[56].ITER Technical Basis, Plant Description Document, Chapter 2.4.

[57].M.E Sawan,R.T Santoro, *Three Dimensional Neutronics Analysis for ITER Divertor Cassette Design Options*,13th Topical Meeting on the Technology of Fusion Energy, Nashville,7-11 June 1998.

[58]. Shwetaing Pandya, J. Govindarajan, *Applications of Thermal Imaging to Tokamak Fusion Plasma Research*, Institute for Plasma Research, Bhat-India.

[59].G.Janeschitz,A.Antipenkov,G.Federici,C.Ibbott,A.Kukushkin,P.Ladd,Ema rtin,R.Tivey,*Divertor Design and its Integration into the ITER Machine*.

[60].*Highest Pulsed Magnetic Fields in Science and Technology*,COSMOL 2008,Hannover,November 2008.

[61].Θεοφάνης Γ.Γραμμένος,*Εισαγωγή στην κλασική ηλεκτροδυναμική και το πλάσμα*,3° Σχολείο Φυσικής και Τεχνολογίας Σύντηξης,Βόλος 2004.

[62].Robert Goldston, *Transforming our Fusion Energy Future*, Ad Hoc Group on Science and Energy Technologies, 15 November 2005.

[63].Roger O. Bangerter, *Inertial Fusion Energy, Highlights and Challenges*, Lawrence Berkley National Laboratory, university of California.

[64].E.I Moses, *The National Ignition Facility:Status and Plans for Laser Fusion and High-Energy-Density Experimental Studies*, Livermore, CA 94550, USA.

[65].W.Spears, ITER: Technical Overview, Ljubljana, 1st June 2006.

[66].A.Polevoi,A.Loarte,A.Kukushkin,W.Houlberg,S.Maruyama,D.Campbell,V. Chuyanov,*Assessment of Drift Loss in ITER with Pellet Fuelling and ELM Pace Making*,ITER Organization,Cadarache,France.

[67]. Jerome Pamela(EFDA Leader), *New Horizons for EFDA*, PWI meeting, October 2007.

[68].K.Lackner, *Technology and Plasma Physics Developments Needed for DEMO*, Max Planck Institut fur Plasmaphysic, Germany.

[69].W.A.Houlberg,A.R. Polevoi,*Energy Loss Associated with High Frequency,LFS Pellet Injection:Potential Impact on ELMs*,Fusion Science & Technology Dept.,ITER Organization.

[70].Norbert Holtkamp, *The Engineering Challenges of ITER*, PDDG Nominee, 16th October, 2006.

[71].Jim Drake, *Fusion Research and the ITER Experiment*, Alfven Laboratory.

[72].Kaname Ikeda,*ITER Status,Fusion Energy Forum*,Tokyo 19 December 2007.

[73]. Jennifer Hay, Bill Spears, *The ITER project, the road to fusion power*, ITER Organization.

[74].J.Ongena,A.Miyahara,F.Waelbroeck,*ITER and future of fusion*,Energy PMP Meeting,Erice,19 August 2008.

[75].W.D.D'haeseller, *Fusion Power: A Strategic Choice for the Future Energy Provision*, University of Leuven Energy Intitute.

[76].Adam McLean, *The ITER Fusion Reactor and its Role in the Development of a Fusion Power Plant.*

[77].M.Ragneb, Magnetic Confinement Fusion, 22/11/2008.

[78].W.J.Emrich, *Field-Reversed Magnetic Mirrors for Confinement of Plasma*, NASA Tech Briefs, March 2001.

[79].S.Glasstone, *Fusion Energy*, US Department of Energy, Technical Information Center, 1980.

[80].Shinzaburo Matsuda, *Japanese Participation in ITER and Research Plans*, US National Academy of Science, 14-15 December 2007.

[81].Kaname Ikeda, ITER Project Leader, Fusion Energy and ITER.

[82].L.R.Baylor, *Modeling of ITER Pellet Fueling*, Oak Ridge National Laboratory, 19 October 2005.

[83]. Chris Llewellyn Smith-Director UKAEA Culham, *The Path to Fusion Power and ITER.*

[84].General Atomics Fusion Educational Outreach Team, *Fusion:Nature's Fundamental Energy Source*, 1998.

[85].P.F.Peterson,C.Cole,A.Donelli,*First International Conference on Inertial Fusion Sciences and Applications*,University Bordeaux,France,1999.

[86].A.E.Costley, *Technological Challenges of ITER Diagnostics*, Fusion Eng. and Design.

[87].J.Wesson, *Tokamaks*, Oxford Press, 2004.

[88].R.Feldbaher,*Nuclear Reaction Cross Sections and Reactivity Parameter*,IAEA,1987.

[89].Ι.Λ Βομβορίδης, Εισαγωγή στην ελεγχόμενη θερμοπυρηνική σύντηξη.

[90].K.Nagamine,*Muon Catalyzed Fusion (µCF) and New Fusion Energy Research*,IUPAP Workshop on Energy,Jaeri,13 May 2004.

[91].Ken Suzuki, *Probing Chiral Restoration from Pionic Atom*, GSI/S236-S160 collaboration, TU-Munchen.

[92].*Effects of impurity atoms and molecules an the lifetime of antiprotonic helium atoms*, Physical review A, Volume 53/No 5, May 1996.

[93].Zheng Tian Lu, *Simple Atom, Extreme Nucleus:Laser Trapping and Probing of Helium*-8,CU Physics Department Colloquium,27 October 2008.

[94]. Juhasz Bertalan, *Effect of foreign molecules an the lifetime of antiprotonic helium atoms*.

[95].Harold G. Kirk,*Meson Production Efficiencies*,IDS Target Meeting,CERN,17 December 2008.

[96].Elena Bratkovskaya, *Energy and system size dependence in string-hadronic models*, 01.04.2005, Bergen.

[97].Frederick Manley,*Muon Catalyzed Fusion*,NPRE421-Plasma and Fusion Science,8 March 2007.

[98].Harms & Miley, *Principles of Fusion Energy*, World Scientific, Hackensack, NJ:2005.

[99].B.Brunelli,G.Leotta,*Muon-Catalyzed Fusion and Fusion with Polarized Nuclei*,Plenum Press,New York,1987.

[100].W.N.Cottingham,D.A. Greenwod,*An Introduction to Nuclear Physics*,Cambridge University Press,2001.

[101].Hiroshi Takahashi, *Some thoughts on the muon-catalyzed fusion process for antimatter propulsion and for the production of high A mass numbers antinuclei*, Brookhaven National Laboratory, BNL-40548, Upton, New York.

[102].Takashi Kobayashi, *Scince with High Intensity Hadron Macines*, 31 July 2004.

[103].Ζαμάνης,Δεδούση,Μαθήματα Πυρηνικής Φυσικής.

[104].J.Marton, *Production of Exotic Atoms*, Institute for Medium Energy Physics, 23 May 2003.

[105].*Nonelectric Applications of Fusion*, Journal of Fusion Energy, Vol 21, Nos.3/4, December 2002.

① Σχετικές ιστοσελίδες

[I].http://home.earthlink.net/~jimlux/nuc/reactions.htm [II].http://home.earthlink.net/~jimlux/nuc/sigma.htm [III].http://ec.europa.eu/research/energy/fu/article 1122 en.htm [IV].http://www.iter.org [V].http://www.fusion-eur.org [VI].http://www.efda.org [VII].http://www.europa.eu.int/comm/research/energy/inex_en.htm [VIII].http://www.hellasfussion.gr [IX].www.cc.uoa.gr/~dfassoul/Syghroni fysiki.html [X].http://www.physics4u.gr [XI].http://www.ppppl.gov [XII].http://www.fusion.org.uk [XIII].http://www.eiroforum.org [XIV]. http://www.llnl.gov/nif [XV]. http://fusedweb.llnl.gov/CPEP [XVI]. www.kek.jp [XVII]. www.kayelaby.npl.co.uk



ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Α Υπολογισμός της ποσότητας καθενός από τα προϊόντα για κάθε μια από τις αντιδράσεις θερμοπυρηνικής σύντηξης

$D+D \rightarrow He^3 (0.82 MeV) + n (2.45 MeV)$

$$\begin{split} \frac{\Delta N_{\mu\delta}}{\Delta t} &= N_d \cdot N_d < \sigma \upsilon > \\ &= N_d^2 \frac{(m_d \cdot m_d)^{\frac{3}{2}}}{(2\pi\kappa_\beta T)^3} \times \iint dv_d dv_d \cdot \exp(-\frac{(m_d + m_d)v_c^2}{2\kappa_\beta T} - \frac{m_r u^2}{2\kappa_\beta T})\sigma(u)u \\ &= N_d^2 \frac{(m_d)^3}{(2\pi\kappa_\beta T)^3} \times \iint dv_d dv_d \cdot \exp(-\frac{(2m_d)v_c^2}{2\kappa_\beta T} - \frac{m_r u^2}{2\kappa_\beta T})\sigma(u)u \\ &= N_d^2 [(\frac{m_d + m_d}{2\pi\kappa_\beta T})^{\frac{3}{2}} \int dv_c \cdot \exp(-\frac{(2m_d)v_c^2}{2\kappa_\beta T})] \times (\frac{m_r}{2\kappa_\beta T})^{\frac{3}{2}} \int dv \cdot \exp(-\frac{m_r v^2}{2\kappa_\beta T})\sigma(u)u \\ &= N_d^2 \frac{4\pi}{(2\pi m_r)^{\frac{1}{2}}} \frac{1}{(\kappa_\beta T)^{\frac{3}{2}}} \int_0^{\infty} \sigma(\varepsilon) \cdot \exp(-\frac{\varepsilon}{\kappa_\beta T})d\varepsilon \quad \mu\varepsilon \quad dv = 4\pi u^2 du \\ A\rho\alpha \quad \frac{\Delta N_{H\delta^3}}{\Delta t} = N_d^2 \cdot \kappa_3 \quad \mu\varepsilon \quad \kappa_3 = \frac{4\pi}{(2\pi m_r)^{\frac{1}{2}}} \frac{1}{(\kappa_\beta T)^{\frac{3}{2}}} \int_0^{\infty} \sigma(\varepsilon) \cdot \exp(-\frac{\varepsilon}{\kappa_\beta T})d\varepsilon \end{split}$$

Αρα θα εχουμε:

$$\mathbf{N}_{He^3} = \int_{0}^{t_{\text{max}}} N_d^2 \cdot \mathbf{K}_3 \ dt$$

$$\mu \varepsilon \quad \mathbf{m}_{\mathrm{r}} = \frac{m_d \cdot m_d}{m_d + m_d} = \frac{m_d}{2} \quad \text{kon} \quad \mathbf{v}_{\mathrm{c}} = \frac{m_d v_d + m_d v_d}{m_d + m_d} = v_d$$
$$\mathbf{v}_{\mathrm{d}} = \mathbf{v}_{\mathrm{c}} \pm \frac{\mathbf{v} \mathbf{m}_{\mathrm{d}}}{m_d + m_d}$$

$$\begin{split} \frac{\Delta N_n}{\Delta t} &= N_d \cdot N_d < \sigma \upsilon > \\ &= N_d^2 \frac{(m_d \cdot m_d)^2}{(2\pi\kappa_\beta T)^3} \times \iint dv_d dv_d \cdot \exp(-\frac{(m_d + m_d)v_c^2}{2\kappa_\beta T} - \frac{m_\mu u^2}{2\kappa_\beta T}) \sigma(u) u \\ &= N_d^2 \frac{(m_d)^3}{(2\pi\kappa_\beta T)^3} \times \iint dv_d dv_d \cdot \exp(-\frac{(2m_d)v_c^2}{2\kappa_\beta T} - \frac{m_\mu u^2}{2\kappa_\beta T}) \sigma(u) u \\ &= N_d^2 [(\frac{m_d + m_d}{2\pi\kappa_\beta T})^2 \int dv_c \cdot \exp(-\frac{(2m_d)v_c^2}{2\kappa_\beta T})] \times (\frac{m_r}{2\kappa_\beta T})^2 \int dv \cdot \exp(-\frac{m_r v^2}{2\kappa_\beta T}) \sigma(u) u \\ &= N_d^2 \frac{4\pi}{(2\pi m_r)^{\frac{1}{2}}} \frac{1}{(\kappa_\beta T)^{\frac{3}{2}}} \int_0^{\infty} \sigma(\varepsilon) \cdot \exp(-\frac{\varepsilon}{\kappa_\beta T}) d\varepsilon \quad \mu \varepsilon \ dv = 4\pi u^2 du \\ A\rho \alpha \ \frac{\Delta N_n}{\Delta t} = N_d^2 \cdot \kappa_4 \quad \mu \varepsilon \ \kappa_4 = \frac{4\pi}{(2\pi m_r)^{\frac{1}{2}}} \frac{1}{(\kappa_\beta T)^{\frac{3}{2}}} \int_0^{\infty} \sigma(\varepsilon) \cdot \exp(-\frac{\varepsilon}{\kappa_\beta T}) d\varepsilon \end{split}$$

Αρα θα εχουμε:

$$\mathbf{N}_n = \int_0^{t_{\text{max}}} N_d^2 \cdot \mathbf{K}_4 \ dt$$

$$\mu \varepsilon \quad \mathbf{m}_{\mathrm{r}} = \frac{m_d \cdot m_d}{m_d + m_d} = \frac{m_d}{2} \quad \text{kon} \quad \mathbf{v}_{\mathrm{c}} = \frac{m_d v_d + m_d v_d}{m_d + m_d} = v_d$$
$$\mathbf{v}_{\mathrm{d}} = \mathbf{v}_{\mathrm{c}} \pm \frac{\mathbf{v}_{\mathrm{d}}}{m_d + m_d}$$

$D+T \rightarrow He^4$ (3.5MeV) + n (14.1MeV)

$$\begin{split} \frac{\Delta N_{\mu 4}}{\Delta t} = & N_d \cdot N_t < \sigma \upsilon > \\ = & N_d \cdot N_t \frac{(m_d \cdot m_t)^2}{(2\pi\kappa_{\beta}T)^3} \times \iint dv_d dv_t \cdot \exp(-\frac{(m_d + m_t)v_c^2}{2\kappa_{\beta}T} - \frac{m\mu^2}{2\kappa_{\beta}T}) \sigma(u)u \\ = & N_d \cdot N_t [(\frac{m_d + m_t}{2\pi\kappa_{\beta}T})^2 \int dv_c \cdot \exp(-\frac{(m_d + m_t)v_c^2}{2\kappa_{\beta}T})] \times (\frac{m_t}{2\kappa_{\beta}T})^2 \int dv \cdot \exp(-\frac{mv^2}{2\kappa_{\beta}T}) \sigma(u)u \\ = & N_d \cdot N_t \frac{4\pi}{(2\pi m_t)^2} \frac{1}{(\kappa_{\beta}T)^2} \int_0^\infty \sigma(\varepsilon) \cdot \exp(-\frac{\varepsilon}{\kappa_{\beta}T}) d\varepsilon \quad \mu \varepsilon \quad dv = 4\pi a^2 du \\ A\rho\alpha \quad \frac{\Delta N_{\mu 4}}{\Delta t} = & N_d \cdot N_t \cdot K_5 \qquad \mu \varepsilon \quad K_5 = \frac{4\pi}{(2\pi m_t)^2} \frac{1}{(\kappa_{\beta}T)^2} \int_0^\infty \sigma(\varepsilon) \cdot \exp(-\frac{\varepsilon}{\kappa_{\beta}T}) d\varepsilon \end{split}$$

Αραθαεχουμε:

$$N_{He^4} = \int_0^{t_{max}} N_d \cdot N_t \cdot K_5 dt$$

$$\mu \mathcal{E} \quad m_t = \frac{m_d \cdot m_t}{m_d + m_t} \quad \text{kot} \quad V_c = \frac{m_d v_d + m_t v_t}{m_d + m_t}$$

$$V_d = V_c + \frac{Vm_t}{m_d + m_t}$$

$$V_t = V_c - \frac{Vm_t}{m_d + m_t}$$

$$\begin{split} \frac{\Delta N_{h}}{\Delta t} = N_{d} \cdot N_{t} < \infty > \\ = N_{d} \cdot N_{t} \frac{\left(m_{d} \cdot m\right)^{2}}{\left(2\pi\kappa_{\beta}T\right)^{3}} \times \iint dv_{d} dv_{t} \cdot \exp\left(-\frac{\left(m_{d} + m\right)v_{c}^{2}}{2\kappa_{\beta}T} - \frac{m\mu^{2}}{2\kappa_{\beta}T}\right) \sigma(u)u \\ = N_{d} \cdot N_{t} \left[\left(\frac{m_{d} + m}{2\pi\kappa_{\beta}T}\right)^{2} \int dv_{c} \cdot \exp\left(-\frac{\left(m_{d} + m\right)v_{c}^{2}}{2\kappa_{\beta}T}\right)\right] \times \left(\frac{m_{t}}{2\kappa_{\beta}T}\right)^{2} \int dv \cdot \exp\left(-\frac{mv^{2}}{2\kappa_{\beta}T}\right) \sigma(u)u \\ = N_{d} \cdot N_{t} \frac{4\pi}{\left(2\pi m_{t}\right)^{\frac{1}{2}}} \frac{1}{\left(\kappa_{\beta}T\right)^{\frac{3}{2}}} \int_{0}^{\infty} \sigma(\varepsilon) \cdot \exp\left(-\frac{\varepsilon}{\kappa_{\beta}T}\right) d\varepsilon \quad \mu\varepsilon \quad dv = 4\pi a^{2} du \\ A \rho \alpha \quad \frac{\Delta N_{t}}{\Delta t} = N_{d} \cdot N_{t} \cdot K_{6} \qquad \mu\varepsilon \quad K_{6} = \frac{4\pi}{\left(2\pi m_{t}\right)^{\frac{1}{2}}} \frac{1}{\left(\kappa_{\beta}T\right)^{\frac{3}{2}}} \int_{0}^{\infty} \sigma(\varepsilon) \cdot \exp\left(-\frac{\varepsilon}{\kappa_{\beta}T}\right) d\varepsilon \end{split}$$

Αραθαεχουμε:

$$N_{n} = \int_{0}^{t_{max}} N_{d} \cdot N_{t} \cdot K_{6} dt$$

$$\mu \varepsilon \quad m = \frac{m_{d} \cdot m_{t}}{m_{d} + m_{t}} \quad \text{kor} \quad V_{c} = \frac{m_{d} v_{d} + m_{t} v_{t}}{m_{d} + m_{t}}$$

$$V_{d} = V_{c} + \frac{Vm_{t}}{m_{d} + m_{t}}$$

$$V_{t} = V_{c} - \frac{Vm_{t}}{m_{d} + m_{t}}$$
<u>D+He³ → He⁴ (3.6MeV) + p (14.7MeV)</u>

$$\begin{split} \frac{\Delta N_{\mu\nu}}{\Delta t} &= N_{d} \cdot N_{\mu\nu} < \sigma \upsilon > \\ &= N_{d} \cdot N_{\mu\nu} \frac{(m_{d} \cdot m_{\mu\nu})^{\frac{3}{2}}}{(2\pi\kappa_{\beta}T)^{3}} \times \iint dv_{d} dv_{\mu\nu} \cdot \exp(-\frac{(m_{d} + m_{\mu\nu})v_{c}^{2}}{2\kappa_{\beta}T} - \frac{m\mu^{2}}{2\kappa_{\beta}T}) \sigma(u)u \\ &= N_{d} \cdot N_{\mu\nu} [(\frac{m_{d} + m_{\mu\nu}}{2\pi\kappa_{\beta}T})^{\frac{3}{2}} \int dv_{c} \cdot \exp(-\frac{(m_{d} + m_{\mu\nu})v_{c}^{2}}{2\kappa_{\beta}T})] \times (\frac{m_{r}}{2\kappa_{\beta}T})^{\frac{3}{2}} \int dv \cdot \exp(-\frac{m\nu^{2}}{2\kappa_{\beta}T}) \sigma(u)u \\ &= N_{d} \cdot N_{\mu\nu} \frac{4\pi}{(2\pi\eta)^{\frac{1}{2}}} \frac{1}{(\kappa_{\beta}T)^{\frac{3}{2}}} \int \sigma(\varepsilon) \cdot \exp(-\frac{\varepsilon}{\kappa_{\beta}T}) d\varepsilon \quad \mu\varepsilon \quad dv = 4\pi u^{2} du \\ A\rho\alpha \quad \frac{\Delta N_{\mu\nu}}{\Delta t} = N_{d} \cdot N_{\mu\nu} \cdot K_{\gamma} \qquad \mu\varepsilon \quad K_{\gamma} = \frac{4\pi}{(2\pi\eta)^{\frac{1}{2}}} \frac{1}{(\kappa_{\beta}T)^{\frac{3}{2}}} \int \sigma(\varepsilon) \cdot \exp(-\frac{\varepsilon}{\kappa_{\beta}T}) d\varepsilon \end{split}$$

$$N_{\mu^{4}} = \int_{0}^{t_{mx}} N_{d} \cdot N_{\mu^{3}} \cdot K_{7} dt$$

$$\mu \varepsilon \quad m_{T} = \frac{m_{d} \cdot m_{\mu^{3}}}{m_{d} + m_{\mu^{3}}} \quad \text{KOI} \quad V_{c} = \frac{m_{d} V_{d} + m_{\mu^{3}} V_{\mu^{3}}}{m_{d} + m_{\mu^{3}}}$$

$$V_{d} = V_{c} + \frac{V m_{\mu^{3}}}{m_{d} + m_{\mu^{3}}}$$

$$V_{\mu^{3}} = V_{c} - \frac{V m_{d}}{m_{d} + m_{\mu^{3}}}$$

$$\begin{split} \frac{\Delta N_{p}}{\Delta t} = & N_{d} \cdot N_{H^{2}} < \sigma v > \\ = & N_{d} \cdot N_{H^{2}} \frac{(m_{d} \cdot m_{H^{2}})^{\frac{3}{2}}}{(2\pi\kappa_{\beta}T)^{3}} \times \iint dv_{d} dv_{H^{3}} \cdot \exp(-\frac{(m_{d} + m_{H^{3}})v_{c}^{2}}{2\kappa_{\beta}T} - \frac{m\mu^{2}}{2\kappa_{\beta}T}) \sigma(u)u \\ = & N_{d} \cdot N_{H^{2}} [(\frac{m_{d} + m_{H^{2}}}{2\pi\kappa_{\beta}T})^{\frac{3}{2}} \int dv_{c} \cdot \exp(-\frac{(m_{d} + m_{H^{2}})v_{c}^{2}}{2\kappa_{\beta}T})] \times (\frac{m_{p}}{2\kappa_{\beta}T})^{\frac{3}{2}} \int dv \cdot \exp(-\frac{mv^{2}}{2\kappa_{\beta}T}) \sigma(u)u \\ = & N_{d} \cdot N_{H^{2}} \frac{4\pi}{(2\pi m_{p})^{\frac{1}{2}}} \frac{1}{(\kappa_{\beta}T)^{\frac{3}{2}}} \int_{0}^{\infty} \sigma(\varepsilon) \cdot \exp(-\frac{\varepsilon}{\kappa_{\beta}T}) d\varepsilon \quad \mu\varepsilon \quad dv = 4\pi t^{2} du \\ = & N_{d} \cdot N_{H^{2}} \cdot K_{8} \qquad \mu\varepsilon \quad K_{8} = \frac{4\pi}{(2\pi m_{p})^{\frac{1}{2}}} \frac{1}{(\kappa_{\beta}T)^{\frac{3}{2}}} \int_{0}^{\infty} \sigma(\varepsilon) \cdot \exp(-\frac{\varepsilon}{\kappa_{\beta}T}) d\varepsilon \end{split}$$

$$N_{p} = \int_{0}^{t_{mx}} N_{d} \cdot N_{H^{3}} \cdot K_{8} dt$$

$$\mu \varepsilon \quad m_{1} = \frac{m_{d} \cdot m_{H^{3}}}{m_{d} + m_{H^{3}}} \quad \text{KOI} \quad V_{c} = \frac{m_{d} V_{d} + m_{H^{3}} V_{H^{3}}}{m_{d} + m_{H^{3}}}$$

$$V_{d} = V_{c} + \frac{V m_{H^{3}}}{m_{d} + m_{H^{3}}}$$

$$V_{H^{3}} = V_{c} - \frac{V m_{d}}{m_{d} + m_{H^{3}}}$$

<u>T+T → He⁴ + 2n + 11.3MeV</u>

$$\begin{split} \frac{\Delta N_{\mu^4}}{\Delta t} = N_t \cdot N_t < \sigma \upsilon > \\ = N_t^2 \frac{(m \cdot m)^3}{(2\pi\kappa_{\beta}T)^3} \times \iint dv_d dv_d \cdot \exp(-\frac{(m + m)v_c^2}{2\kappa_{\beta}T} - \frac{m\mu^2}{2\kappa_{\beta}T}) \sigma(u) u \\ = N_t^2 \frac{(m)^3}{(2\pi\kappa_{\beta}T)^3} \times \iint dv_t dv_t \cdot \exp(-\frac{(2m)v_c^2}{2\kappa_{\beta}T} - \frac{m\mu^2}{2\kappa_{\beta}T}) \sigma(u) u \\ = N_t^2 [(\frac{m + m}{2\pi\kappa_{\beta}T})^3 \int dv_c \cdot \exp(-\frac{(2m)v_c^2}{2\kappa_{\beta}T})] \times (\frac{m}{2\kappa_{\beta}T})^3 \int dv \cdot \exp(-\frac{mv^2}{2\kappa_{\beta}T}) \sigma(u) u \\ = N_t^2 \frac{4\pi}{(2\pi m_t)^3} \frac{1}{(\kappa_{\beta}T)^3} \int \sigma(\varepsilon) \cdot \exp(-\frac{\varepsilon}{\kappa_{\beta}T}) d\varepsilon \quad \mu \varepsilon \quad dv = 4\pi u^2 du \\ A \rho \alpha \quad \frac{\Delta N}{\Delta t} = N_t^2 \cdot K_9 \qquad \mu \varepsilon \quad K_9 = \frac{4\pi}{(2\pi m_t)^3} \frac{1}{(\kappa_{\beta}T)^3} \int \sigma(\varepsilon) \cdot \exp(-\frac{\varepsilon}{\kappa_{\beta}T}) d\varepsilon \end{split}$$

$$N_{\mu^4} = \int_0^{t_{mx}} N_t^2 \cdot K_9 dt$$

$$\mu \mathcal{E} \quad m_t = \frac{m_t \cdot m_t}{m_t + m_t} = \frac{m_t}{2} \quad \text{koa} \quad V_c = \frac{m_t \cdot m_t}{m_t + m_t} = v_t$$

$$V_t = V_c \pm \frac{v_t}{m_t + m_t}$$

$$\begin{split} \frac{\Delta \mathbf{N}_{2n}}{\Delta t} &= N_t \cdot N_t < \sigma \upsilon > \\ &= N_t^2 \frac{(m_t \cdot m_t)^3}{(2\pi\kappa_\beta T)^3} \times \iint dv_d dv_d \cdot \exp(-\frac{(m_t + m_t)v_c^2}{2\kappa_\beta T} - \frac{m_t u^2}{2\kappa_\beta T}) \sigma(u) u \\ &= N_t^2 \frac{(m_t)^3}{(2\pi\kappa_\beta T)^3} \times \iint dv_t dv_t \cdot \exp(-\frac{(2m_t)v_c^2}{2\kappa_\beta T} - \frac{m_t u^2}{2\kappa_\beta T}) \sigma(u) u \\ &= N_t^2 [(\frac{m_t + m_t}{2\pi\kappa_\beta T})^3 \int dv_c \cdot \exp(-\frac{(2m_t)v_c^2}{2\kappa_\beta T})] \times (\frac{m_t}{2\kappa_\beta T})^3 \int dv \cdot \exp(-\frac{m_t v^2}{2\kappa_\beta T}) \sigma(u) u \\ &= N_t^2 \frac{4\pi}{(2\pi m_t)^3} \frac{1}{(\kappa_\beta T)^3} \int \sigma(\varepsilon) \cdot \exp(-\frac{\varepsilon}{\kappa_\beta T}) d\varepsilon \quad \mu \varepsilon \quad dv = 4\pi u^2 du \\ A\rho \alpha \quad \frac{\Delta \mathbf{N}_{2n}}{\Delta t} = N_t^2 \cdot \mathbf{K}_{10} \qquad \mu \varepsilon \quad \mathbf{K}_{10} = \frac{4\pi}{(2\pi m_t)^3} \frac{1}{(\kappa_\beta T)^3} \int \sigma(\varepsilon) \cdot \exp(-\frac{\varepsilon}{\kappa_\beta T}) d\varepsilon \end{split}$$

$$N_{2n} = \int_{0}^{t_{max}} N_t^2 \cdot K_{10} dt$$

$$\mu \mathcal{E} \quad m_r = \frac{m_t \cdot m_t}{m_t + m_t} = \frac{m_t}{2} \quad \text{koa} \quad v_c = \frac{m_t v_t + m_t v_t}{m_t + m_t} = v_t$$

$$v_t = v_c \pm \frac{v_t}{m_t + m_t}$$

<u>He³+T \rightarrow He⁴ + p + n + 12.1MeV</u>

$$\begin{split} \frac{\Delta N_{\mu^4}}{\Delta t} &= N_t \cdot N_{\mu^3} < \sigma \upsilon > \\ &= N_t \cdot N_{\mu^3} \frac{(m \cdot m_{\mu^3})^2}{(2\pi\kappa_{\beta}T)^3} \times \iint dv_d dv_{\mu^3} \cdot \exp(-\frac{(m + m_{\mu^3})v_c^2}{2\kappa_{\beta}T} - \frac{m\mu^2}{2\kappa_{\beta}T}) \sigma(u)u \\ &= N_t \cdot N_{\mu^3} [(\frac{m + m_{\mu^3}}{2\pi\kappa_{\beta}T})^2 \int dv_c \cdot \exp(-\frac{(m + m_{\mu^3})v_c^2}{2\kappa_{\beta}T})] \times (\frac{m_t}{2\kappa_{\beta}T})^2 \int dv \cdot \exp(-\frac{m\nu^2}{2\kappa_{\beta}T}) \sigma(u)u \\ &= N_t \cdot N_{\mu^3} \frac{4\pi}{(2\pi m_t)^2} \frac{1}{(\kappa_{\beta}T)^2} \int_0^{\infty} \sigma(\varepsilon) \cdot \exp(-\frac{\varepsilon}{\kappa_{\beta}T}) d\varepsilon \quad \mu\varepsilon \quad dv = 4\pi u^2 du \\ A\rho\alpha \quad \frac{\Delta N_{\mu^4}}{\Delta t} = N_t \cdot N_{\mu^3} \cdot K_{11} \qquad \mu\varepsilon \quad K_{11} = \frac{4\pi}{(2\pi m_t)^2} \frac{1}{(\kappa_{\beta}T)^2} \int_0^{\infty} \sigma(\varepsilon) \cdot \exp(-\frac{\varepsilon}{\kappa_{\beta}T}) d\varepsilon \end{split}$$

$$N_{He^{4}} = \int_{0}^{t_{mx}} N_{t} \cdot N_{He^{3}} \cdot K_{11} dt$$

$$\mu \varepsilon \quad m_{t} = \frac{m_{t} \cdot m_{He^{3}}}{m_{t} + m_{He^{3}}} \quad \text{KOI} \quad V_{c} = \frac{m_{t} v_{t} + m_{He^{3}} v_{He^{3}}}{m_{t} + m_{He^{3}}}$$

$$V_{t} = V_{c} + \frac{V m_{He^{3}}}{m_{t} + m_{He^{3}}}$$

$$V_{He^{3}} = V_{c} - \frac{V m_{He^{3}}}{m_{t} + m_{He^{3}}}$$

$$\begin{split} \frac{\Delta N_{p}}{\Delta t} = N_{t} \cdot N_{H^{3}} < \sigma v > \\ = N_{t} \cdot N_{H^{3}} \frac{(m \cdot m_{H^{3}})^{\frac{3}{2}}}{(2\pi\kappa_{\beta}T)^{3}} \times \iint dv_{d} dv_{H^{3}} \cdot \exp(-\frac{(m + m_{H^{3}})v_{c}^{2}}{2\kappa_{\beta}T} - \frac{mu^{2}}{2\kappa_{\beta}T}) \sigma(u)u \\ = N_{t} \cdot N_{H^{3}} [(\frac{m + m_{H^{3}}}{2\pi\kappa_{\beta}T})^{\frac{3}{2}} \int dv_{c} \cdot \exp(-\frac{(m + m_{H^{3}})v_{c}^{2}}{2\kappa_{\beta}T})] \times (\frac{m}{2\kappa_{\beta}T})^{\frac{3}{2}} \int dv \cdot \exp(-\frac{mv^{2}}{2\kappa_{\beta}T}) \sigma(u)u \\ = N_{t} \cdot N_{H^{3}} \frac{4\pi}{(2\pi m_{t})^{\frac{1}{2}}} \frac{1}{(\kappa_{\beta}T)^{\frac{3}{2}}} \int \sigma(\varepsilon) \cdot \exp(-\frac{\varepsilon}{\kappa_{\beta}T}) d\varepsilon \quad \mu\varepsilon \quad dv = 4\pi i^{2} du \\ A \rho u \quad \frac{\Delta N_{p}}{\Delta t} = N_{t} \cdot N_{H^{3}} \cdot \kappa_{12} \qquad \mu\varepsilon \quad \kappa_{12} = \frac{4\pi}{(2\pi m_{t})^{\frac{1}{2}}} \frac{1}{(\kappa_{\beta}T)^{\frac{3}{2}}} \int \sigma(\varepsilon) \cdot \exp(-\frac{\varepsilon}{\kappa_{\beta}T}) d\varepsilon \end{split}$$

$$N_{p} = \int_{0}^{t_{mx}} N_{t} \cdot N_{H^{3}} \cdot K_{12} dt$$

$$\mu \varepsilon \quad m = \frac{m \cdot m_{H^{3}}}{m + m_{H^{3}}} \quad \text{KOI} \quad V_{c} = \frac{m v_{t} + m_{H^{3}} v_{H^{3}}}{m + m_{H^{3}}}$$

$$V_{t} = V_{c} + \frac{v m_{H^{3}}}{m + m_{H^{3}}}$$

$$V_{H^{3}} = V_{c} - \frac{v m_{H^{3}}}{m + m_{H^{3}}}$$

$$\begin{split} \frac{\Delta N_{n}}{\Delta t} = N_{l} \cdot N_{H^{2}} < \sigma > \\ = N_{l} \cdot N_{H^{2}} \frac{(m \cdot m_{H^{2}})^{\frac{3}{2}}}{(2\pi\kappa_{\beta}T)^{3}} \times \iint dv_{d} dv_{H^{2}} \cdot \exp(-\frac{(m + m_{H^{2}})v_{c}^{2}}{2\kappa_{\beta}T} - \frac{mu^{2}}{2\kappa_{\beta}T}) \sigma(u)u \\ = N_{l} \cdot N_{H^{2}} [(\frac{m + m_{H^{2}}}{2\pi\kappa_{\beta}T})^{\frac{3}{2}} \int dv_{c} \cdot \exp(-\frac{(m + m_{H^{2}})v_{c}^{2}}{2\kappa_{\beta}T})] \times (\frac{m}{2\kappa_{\beta}T})^{\frac{3}{2}} \int dv \cdot \exp(-\frac{mv^{2}}{2\kappa_{\beta}T}) \sigma(u)u \\ = N_{l} \cdot N_{H^{3}} \frac{4\pi}{(2\pi m_{l})^{\frac{1}{2}}} \frac{1}{(\kappa_{\beta}T)^{\frac{3}{2}}} \int_{0}^{\infty} \sigma(\varepsilon) \cdot \exp(-\frac{\varepsilon}{\kappa_{\beta}T}) d\varepsilon \quad \mu\varepsilon \quad dv = 4\pi u^{2} du \\ A \rho \alpha \quad \frac{\Delta N_{n}}{\Delta t} = N_{l} \cdot N_{H^{3}} \cdot K_{13} \quad \mu\varepsilon \quad K_{13} = \frac{4\pi}{(2\pi m_{l})^{\frac{1}{2}}} \frac{1}{(\kappa_{\beta}T)^{\frac{3}{2}}} \int_{0}^{\infty} \sigma(\varepsilon) \cdot \exp(-\frac{\varepsilon}{\kappa_{\beta}T}) d\varepsilon \end{split}$$

$$N_{n} = \int_{0}^{t_{mx}} N_{t} \cdot N_{H^{3}} \cdot K_{13} dt$$

$$\mu \varepsilon \quad m = \frac{m \cdot m_{H^{3}}}{m + m_{H^{3}}} \quad \text{KOL} \quad V_{c} = \frac{m v_{t} + m_{H^{3}} v_{H^{3}}}{m + m_{H^{3}}}$$

$$V_{t} = V_{c} + \frac{v m_{H^{3}}}{m + m_{H^{3}}}$$

$$V_{H^{3}} = v_{c} - \frac{v m_{H^{3}}}{m + m_{H^{3}}}$$

<u>He³+T \rightarrow He⁴ (4.8Mev) + D (9.5Mev)</u>

$$\begin{split} \frac{\Delta N_{\mu\nu}}{\Delta t} &= N_{f} \cdot N_{\mu\nu} < \sigma D > \\ &= N_{f} \cdot N_{\mu\nu} \frac{(m \cdot m_{\mu\nu})^{\frac{3}{2}}}{(2\pi\kappa_{\beta}T)^{3}} \times \iint dv_{d} dv_{\mu\nu} \cdot \exp(-\frac{(m + m_{\mu\nu})v_{c}^{2}}{2\kappa_{\beta}T} - \frac{m\mu^{2}}{2\kappa_{\beta}T}) \sigma(u) u \\ &= N_{f} \cdot N_{\mu\nu} [(\frac{m + m_{\mu\nu}}{2\pi\kappa_{\beta}T})^{\frac{3}{2}} \int dv_{c} \cdot \exp(-\frac{(m + m_{\mu\nu})v_{c}^{2}}{2\kappa_{\beta}T})] \times (\frac{m}{2\kappa_{\beta}T})^{\frac{3}{2}} \int dv \cdot \exp(-\frac{mv^{2}}{2\kappa_{\beta}T}) \sigma(u) u \\ &= N_{f} \cdot N_{\mu\nu} \frac{4\pi}{(2\pi m_{\mu})^{\frac{1}{2}}} \frac{1}{(\kappa_{\beta}T)^{\frac{3}{2}}} \int_{0}^{\infty} \sigma(\varepsilon) \cdot \exp(-\frac{\varepsilon}{\kappa_{\beta}T}) d\varepsilon \quad \mu\varepsilon \quad dv = 4\pi i^{2} du \\ &A \alpha \frac{\Delta N}{\frac{m^{4}}{\Delta t}} = N_{f} \cdot N_{\mu\nu} \cdot \kappa_{\mu} \quad \mu\varepsilon \quad \kappa_{\mu} = \frac{4\pi}{(2\pi m_{\mu})^{\frac{1}{2}}} \frac{1}{(\kappa_{\beta}T)^{\frac{3}{2}}} \int_{0}^{\infty} \sigma(\varepsilon) \cdot \exp(-\frac{\varepsilon}{\kappa_{\beta}T}) d\varepsilon \end{split}$$

$$N_{H^{2}} = \int_{0}^{t_{mx}} N_{t} \cdot N_{H^{2}} \cdot K_{H^{4}} dt$$

$$\mu \varepsilon \quad m_{t} = \frac{m_{t} \cdot m_{H^{2}}}{m_{t} + m_{H^{2}}} \quad \text{KOL} \quad V_{c} = \frac{m_{t} \cdot m_{H^{2}} \cdot V_{H^{2}}}{m_{t} + m_{H^{2}}}$$

$$V_{t} = V_{c} + \frac{v_{m}}{m_{t} + m_{H^{2}}}$$

$$V_{H^{2}} = V_{c} - \frac{v_{m}}{m_{t} + m_{H^{2}}}$$

$$\begin{split} \frac{\Delta N_{d}}{\Delta t} = N_{t} \cdot N_{H^{2}} < \infty \\ = N_{t} \cdot N_{H^{2}} \frac{(m \cdot m_{H^{2}})^{\frac{3}{2}}}{(2\pi\kappa_{\beta}T)^{3}} \times \iint d_{u} d_{u} d_{H^{3}} \cdot \exp(-\frac{(m + m_{H^{2}})v_{c}^{2}}{2\kappa_{\beta}T} - \frac{mu^{2}}{2\kappa_{\beta}T}) \sigma(u) u \\ = N_{t} \cdot N_{H^{2}} \frac{(m + m_{H^{2}})^{\frac{3}{2}}}{(2\pi\kappa_{\beta}T)^{2}} \int d_{v} \cdot \exp(-\frac{(m + m_{H^{2}})v_{c}^{2}}{2\kappa_{\beta}T})] \times (\frac{m}{2\kappa_{\beta}T})^{\frac{3}{2}} \int dv \cdot \exp(-\frac{mv^{2}}{2\kappa_{\beta}T}) \sigma(u) u \\ = N_{t} \cdot N_{H^{3}} \frac{4\pi}{(2\pi\pi)^{\frac{1}{2}}} \frac{1}{(\kappa_{\beta}T)^{\frac{3}{2}}} \int_{0}^{\infty} \sigma(\varepsilon) \cdot \exp(-\frac{\varepsilon}{\kappa_{\beta}T}) d\varepsilon \quad \mu\varepsilon \quad dv = 4\pi t^{2} du \\ A \mu \alpha \quad \frac{\Delta N}{\Delta} = N_{t} \cdot N_{H^{3}} \cdot K_{15} \qquad \mu\varepsilon \quad K_{15} = \frac{4\pi}{(2\pi\pi)^{\frac{1}{2}}} \frac{1}{(\kappa_{\beta}T)^{\frac{3}{2}}} \int_{0}^{\infty} \sigma(\varepsilon) \cdot \exp(-\frac{\varepsilon}{\kappa_{\beta}T}) d\varepsilon \end{split}$$

$$N_{d} = \int_{0}^{t_{mx}} N_{t} \cdot N_{H^{3}} \cdot K_{15} dt$$

$$\mu \varepsilon \quad m_{t} = \frac{m_{t} \cdot m_{H^{3}}}{m_{t} + m_{H^{3}}} \quad \text{KOL} \quad V_{c} = \frac{m_{t} \cdot m_{H^{2}} V_{H^{3}}}{m_{t} + m_{H^{3}}}$$

$$V_{t} = V_{c} + \frac{V_{m}}{m_{t} + m_{H^{3}}}$$

$$V_{H^{3}} = V_{c} - \frac{V_{m}}{m_{t} + m_{H^{3}}}$$

$\underline{p+Li^7} \rightarrow \underline{2He^4} + \underline{17.3MeV}$

$$\begin{split} \frac{\Delta N_{\mu\mu^4}}{\Delta t} = & N_p \cdot N_{\mu^7} < \sigma v > \\ = & N_p \cdot N_{\mu^7} \frac{(m_p \cdot m_{\mu^7})^2}{(2\pi\kappa_{\beta}T)^3} \times \iint dv_p dv_{\mu^7} \cdot \exp(-\frac{(m_p + m_{\mu^7})v_c^2}{2\kappa_{\beta}T} - \frac{m\mu^2}{2\kappa_{\beta}T}) \sigma(u)u \\ = & N_p \cdot N_{\mu^7} [(\frac{m_p + m_{\mu^7}}{2\pi\kappa_{\beta}T})^2 \int dv_c \cdot \exp(-\frac{(m_p + m_{\mu^7})v_c^2}{2\kappa_{\beta}T})] \times (\frac{m_p}{2\kappa_{\beta}T})^2 \int dv \cdot \exp(-\frac{mv^2}{2\kappa_{\beta}T}) \sigma(u)u \\ = & N_p \cdot N_{\mu^7} \frac{4\pi}{(2\pi m_p)^2} \frac{1}{(\kappa_{\beta}T)^2} \int_0^\infty \sigma(\varepsilon) \cdot \exp(-\frac{\varepsilon}{\kappa_{\beta}T}) d\varepsilon \quad \mu\varepsilon \quad dv = 4\pi a^2 du \\ A \rho \alpha \quad \frac{\Delta N}{\frac{2\mu^4}{\Delta t}} = & N_p \cdot N_{\mu^7} \cdot K_3 \qquad \mu\varepsilon \quad K_3 = \frac{4\pi}{(2\pi m_p)^2} \frac{1}{(\kappa_{\beta}T)^2} \int_0^\infty \sigma(\varepsilon) \cdot \exp(-\frac{\varepsilon}{\kappa_{\beta}T}) d\varepsilon \end{split}$$

$$N_{2He^4} = \int_{0}^{t_{max}} N_p \cdot N_{Li^7} \cdot K_s dt$$

$$\mu \varepsilon \quad m = \frac{m_p \cdot m_{Li^7}}{m_p + m_{Li^7}} \quad \text{kot} \quad V_c = \frac{m_p v_p + m_{Li^7} v_{Li^7}}{m_p + m_{Li^7}}$$

$$V_p = V_c + \frac{V m_{Li^7}}{m_p + m_{Li^7}}$$

$$V_{Li^7} = V_c - \frac{V m_p}{m_p + m_{Li^7}}$$

$\underline{n\text{+Li}^7} \rightarrow \text{He}^4 + \text{T} + n - 2.49 \text{MeV}$

$$\begin{aligned} \frac{\Delta N_{\mu^4}}{\Delta t} = N_n \cdot N_{L^7} < \sigma U > \\ = N_n \cdot N_{L^7} \frac{(m_h \cdot m_{L^7})^2}{(2\pi\kappa_{\beta}T)^3} \times \iint d\nu_n d\nu_{L^7} \cdot \exp(-\frac{(m_h + m_{L^7})\nu_c^2}{2\kappa_{\beta}T} - \frac{m\mu^2}{2\kappa_{\beta}T}) \sigma(u) u \\ = N_n \cdot N_{L^7} [\frac{(m_h + m_{L^7})^2}{2\pi\kappa_{\beta}T}]^2 \int d\nu_c \cdot \exp(-\frac{(m_h + m_{L^7})\nu_c^2}{2\kappa_{\beta}T})] \times (\frac{m_h}{2\kappa_{\beta}T})^2 \int dv \cdot \exp(-\frac{m\nu^2}{2\kappa_{\beta}T}) \sigma(u) u \\ = N_n \cdot N_{L^7} \frac{4\pi}{(2\pi m_{p})^2} \frac{1}{(\kappa_{\beta}T)^2} \int_0^\infty \sigma(\varepsilon) \cdot \exp(-\frac{\varepsilon}{\kappa_{\beta}T}) d\varepsilon \quad \mu \varepsilon \quad dv = 4\pi u^2 du \\ A \rho \alpha \quad \frac{\Delta N_{L^7}}{\Delta t} = N_n \cdot N_{L^7} \cdot K_5 \qquad \mu \varepsilon \quad K_5 = \frac{4\pi}{(2\pi m_{p})^2} \frac{1}{(\kappa_{\beta}T)^2} \int_0^\infty \sigma(\varepsilon) \cdot \exp(-\frac{\varepsilon}{\kappa_{\beta}T}) d\varepsilon \end{aligned}$$

$$N_{\mu \ell^{4}} = \int_{0}^{t_{mx}} N_{n} \cdot N_{Li^{7}} \cdot K_{5} dt$$

$$\mu \epsilon \quad m_{1} = \frac{m_{h} \cdot m_{Li^{7}}}{m_{h} + m_{Li^{7}}} \quad \text{kot} \quad V_{c} = \frac{m_{h} v_{n} + m_{Li^{7}} v_{Li^{7}}}{m_{h} + m_{Li^{7}}}$$

$$V_{n} = V_{c} + \frac{Vm_{Li^{7}}}{m_{h} + m_{Li^{7}}}$$

$$V_{Li^{7}} = V_{c} - \frac{Vm_{h}}{m_{h} + m_{Li^{7}}}$$

$$\begin{split} \frac{\Delta N}{\Delta t} &= N_{h} \cdot N_{Li^{7}} < \infty > \\ &= N_{n} \cdot N_{Li^{7}} \frac{(m_{h} \cdot m_{Li^{7}})^{\frac{3}{2}}}{(2\pi\kappa_{\beta}T)^{3}} \times \iint d\nu_{n} d\nu_{Li^{7}} \cdot \exp(-\frac{(m_{h} + m_{Li^{7}})\nu_{c}^{2}}{2\kappa_{\beta}T} - \frac{m\mu^{2}}{2\kappa_{\beta}T}) \sigma(u)u \\ &= N_{n} \cdot N_{Li^{7}} [\frac{m_{h} + m_{Li^{7}}}{2\pi\kappa_{\beta}T}]^{\frac{3}{2}} \int d\nu_{c} \cdot \exp(-\frac{(m_{h} + m_{Li^{7}})\nu_{c}^{2}}{2\kappa_{\beta}T})] \times (\frac{m_{h}}{2\kappa_{\beta}T})^{\frac{3}{2}} \int dv \cdot \exp(-\frac{m\nu^{2}}{2\kappa_{\beta}T}) \sigma(u)u \\ &= N_{n} \cdot N_{Li^{7}} \frac{4\pi}{(2\pi m_{i})^{\frac{1}{2}}} \frac{1}{(\kappa_{\beta}T)^{\frac{3}{2}}} \int_{0}^{\infty} \sigma(\varepsilon) \cdot \exp(-\frac{\varepsilon}{\kappa_{\beta}T}) d\varepsilon \quad \mu\varepsilon \quad dv = 4\pi a^{2} du \\ &A \rho \alpha \quad \frac{\Delta N_{i}}{\Delta t} = N_{n} \cdot N_{Li^{7}} \cdot K_{6} \qquad \mu\varepsilon \quad K_{6} = \frac{4\pi}{(2\pi m_{i})^{\frac{1}{2}} (\kappa_{\beta}T)^{\frac{3}{2}}} \int_{0}^{\infty} \sigma(\varepsilon) \cdot \exp(-\frac{\varepsilon}{\kappa_{\beta}T}) d\varepsilon \end{split}$$

$$N_{i} = \int_{0}^{t_{max}} N_{i} \cdot N_{Li^{7}} \cdot K_{6} dt$$

$$\mu \varepsilon \quad m_{i} = \frac{m_{h} \cdot m_{Li^{7}}}{m_{h} + m_{Li^{7}}} \quad \text{kor} \quad v_{c} = \frac{m_{h} v_{h} + m_{Li^{7}} v_{Li^{7}}}{m_{h} + m_{Li^{7}}}$$

$$v_{n} = v_{c} + \frac{v_{m_{Li^{7}}}}{m_{h} + m_{Li^{7}}}$$

$$v_{Li^{7}} = v_{c} - \frac{v_{m_{h}}}{m_{h} + m_{Li^{7}}}$$

$$\begin{split} \frac{\Delta \mathbf{N}_{h}}{\Delta t} = & N_{h} \cdot N_{Li^{7}} < \infty > \\ = & N_{h} \cdot N_{Li^{7}} \frac{(m_{h} \cdot m_{Li^{7}})^{\frac{3}{2}}}{(2\pi\kappa_{\beta}\Pi)^{3}} \times \iint dv_{h} dv_{Li^{7}} \cdot \exp(-\frac{(m_{h} + m_{Li^{7}})v_{c}^{2}}{2\kappa_{\beta}\Gamma} - \frac{m\mu^{2}}{2\kappa_{\beta}\Gamma}) \sigma(u)u \\ = & N_{h} \cdot N_{Li^{7}} [(\frac{m_{h} + m_{Li^{7}}}{2\pi\kappa_{\beta}\Gamma})^{\frac{3}{2}} \int dv_{c} \cdot \exp(-\frac{(m_{h} + m_{Li^{7}})v_{c}^{2}}{2\kappa_{\beta}\Gamma})] \times (\frac{m_{h}}{2\kappa_{\beta}\Gamma})^{\frac{3}{2}} \int dv \cdot \exp(-\frac{mv^{2}}{2\kappa_{\beta}\Gamma}) \sigma(u)u \\ = & N_{h} \cdot N_{Li^{7}} \frac{4\pi}{(2\pi\eta_{h})^{\frac{1}{2}}} \frac{1}{(\kappa_{\beta}\Pi)^{\frac{3}{2}}} \int_{0}^{\infty} \sigma(\varepsilon) \cdot \exp(-\frac{\varepsilon}{\kappa_{\beta}\Gamma}) d\varepsilon \quad \mu\varepsilon \quad dv = 4\pi u^{2} du \\ & A \rho \alpha \quad \frac{\Delta N_{h}}{\Delta t} = & N_{h} \cdot N_{Li^{7}} \cdot K_{7} \qquad \mu\varepsilon \quad K_{7} = \frac{4\pi}{(2\pi\eta_{h})^{\frac{1}{2}}} \frac{1}{(\kappa_{\beta}^{2}\Pi)^{\frac{3}{2}}} \int_{0}^{\infty} \sigma(\varepsilon) \cdot \exp(-\frac{\varepsilon}{\kappa_{\beta}\Gamma}) d\varepsilon \end{split}$$

$$N_{n} = \int_{0}^{t_{mx}} N_{n} \cdot N_{Li^{7}} \cdot K_{7} dt$$

$$\mu \varepsilon \quad m_{1} = \frac{m_{h} \cdot m_{Li^{7}}}{m_{h} + m_{Li^{7}}} \quad \text{kot} \quad V_{c} = \frac{m_{h} v_{n} + m_{Li^{7}} v_{Li^{7}}}{m_{h} + m_{Li^{7}}}$$

$$V_{n} = V_{c} + \frac{v_{m_{Li^{7}}}}{m_{h} + m_{Li^{7}}}$$

$$V_{Li^{7}} = V_{c} - \frac{v_{m_{h}}}{m_{h} + m_{Li^{7}}}$$

<u>n+Li⁶ → He⁴(2.1MeV) + T(2.7MeV)</u>

$$\begin{split} \frac{\Delta N_{\mu \ell}}{\Delta t} = & N_n \cdot N_{L^{\delta}} < \sigma O > \\ = & N_n \cdot N_{L^{\delta}} \frac{(m_h \cdot m_{L^{\delta}})^2}{(2\pi\kappa_{\beta}T)^3} \times \iint dv_n dv_{L^{\delta}} \cdot \exp(-\frac{(m_h + m_{L^{\delta}})v_c^2}{2\kappa_{\beta}T} - \frac{m\mu^2}{2\kappa_{\beta}T}) \sigma(u)u \\ = & N_n \cdot N_{L^{\delta}} [\frac{m_h + m_{L^{\delta}}}{2\pi\kappa_{\beta}T}]^2 \int dv_c \cdot \exp(-\frac{(m_h + m_{L^{\delta}})v_c^2}{2\kappa_{\beta}T})] \times (\frac{m_h}{2\kappa_{\beta}T})^2 \int dv \cdot \exp(-\frac{mv^2}{2\kappa_{\beta}T}) \sigma(u)u \\ = & N_n \cdot N_{L^{\delta}} \frac{4\pi}{(2\pi\eta_n)^{\frac{1}{2}}} \frac{1}{(\kappa_{\beta}T)^{\frac{3}{2}}} \int_0^{\infty} \sigma(\varepsilon) \cdot \exp(-\frac{\varepsilon}{\kappa_{\beta}T}) d\varepsilon \quad \mu \varepsilon \quad dv = 4\pi u^2 du \\ & A \rho \alpha \quad \frac{\Delta N_{\mu^4}}{\Delta t} = & N_n \cdot N_{L^{\delta}} \cdot K_8 \qquad \mu \varepsilon \quad K_8 = \frac{4\pi}{(2\pi\eta_n)^{\frac{1}{2}}} \frac{1}{(\kappa_{\beta}T)^{\frac{3}{2}}} \int_0^{\infty} \sigma(\varepsilon) \cdot \exp(-\frac{\varepsilon}{\kappa_{\beta}T}) d\varepsilon \end{split}$$

$$N_{H^{4}} = \int_{0}^{t_{mx}} N_{h} \cdot N_{L^{6}} \cdot K_{8} dt$$

$$\mu \varepsilon \quad m_{1} = \frac{m_{h} \cdot m_{L^{6}}}{m_{h} + m_{L^{6}}} \quad \text{KOL} \quad V_{c} = \frac{m_{h} v_{n} + m_{L^{6}} v_{L^{6}}}{m_{h} + m_{L^{6}}}$$

$$V_{n} = V_{c} + \frac{Vm_{L^{6}}}{m_{h} + m_{L^{6}}}$$

$$V_{L^{6}} = v_{c} - \frac{Vm_{h}}{m_{h} + m_{L^{6}}}$$

$$\begin{split} \frac{\Delta N}{\Delta t} = & N_n \cdot N_{L^{\delta}} < \sigma D > \\ = & N_n \cdot N_{L^{\delta}} \frac{(m_h \cdot m_{L^{\delta}})^2}{(2\pi\kappa_{\beta}T)^3} \times \iint dv_n dv_{L^{\delta}} \cdot \exp(-\frac{(m_h + m_{L^{\delta}})v_c^2}{2\kappa_{\beta}T} - \frac{m\mu^2}{2\kappa_{\beta}T}) \sigma(u)u \\ = & N_n \cdot N_{L^{\delta}} [(\frac{m_h + m_{L^{\delta}}}{2\pi\kappa_{\beta}T})^2 \int dv_c \cdot \exp(-\frac{(m_h + m_{L^{\delta}})v_c^2}{2\kappa_{\beta}T})] \times (\frac{m_h}{2\kappa_{\beta}T})^2 \int dv \cdot \exp(-\frac{mv^2}{2\kappa_{\beta}T}) \sigma(u)u \\ = & N_n \cdot N_{L^{\delta}} \frac{4\pi}{(2\pi m_t)^2} \frac{1}{(\kappa_{\beta}T)^2} \int_0^{\infty} \sigma(\varepsilon) \cdot \exp(-\frac{\varepsilon}{\kappa_{\beta}T}) d\varepsilon \quad \mu \varepsilon \quad dv = 4\pi a^2 du \\ & A \rho \alpha \quad \frac{\Delta N_t}{\Delta t} = & N_n \cdot N_{L^{\delta}} \cdot \kappa_9 \qquad \mu \varepsilon \quad \kappa_9 = \frac{4\pi}{(2\pi m_t)^2} \frac{1}{(\kappa_{\beta}T)^2} \int_0^{\infty} \sigma(\varepsilon) \cdot \exp(-\frac{\varepsilon}{\kappa_{\beta}T}) d\varepsilon \end{split}$$

$$N_{i} = \int_{0}^{t_{mx}} N_{i} \cdot N_{L_{i}^{6}} \cdot K_{9} dt$$

$$\mu \mathcal{E} \quad m_{i} = \frac{m_{h} \cdot m_{L_{i}^{6}}}{m_{h} + m_{L_{i}^{6}}} \quad \text{kot} \quad V_{c} = \frac{m_{h} v_{n} + m_{L_{i}^{6}} v_{L_{i}^{6}}}{m_{h} + m_{L_{i}^{6}}}$$

$$V_{n} = V_{c} + \frac{Vm_{L_{i}^{6}}}{m_{h} + m_{L_{i}^{6}}}$$

$$V_{L_{i}^{6}} = V_{c} - \frac{Vm_{h}}{m_{h} + m_{L_{i}^{6}}}$$